

Thèse de doctorat de l'Université Versailles-Saint-Quentin-en-Yvelines

Spécialité

Méthode Physique en Télédétection

Présentée par

Sébastien GUIMBARD

Pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université Versailles-Saint-Quentin-en-Yvelines

**Interprétation et modélisation
de mesures à distance de la surface marine
dans le domaine micro-onde**

(Manuscrit provisoire)

Encadrement Scientifique : Nicolas REUL, Bertrand CHAPRON

Directeurs de thèse : Gérard CAUDAL/Jean TOURNADRE



Remerciements

Table des matières

Remerciements	iii
Table des matières	vii
Table des figures	xiii
1 Introduction	1
1.1 Contexte général de la restitution de la salinité à partir de mesure à distance depuis l'espace	1
1.1.1 Les enjeux	1
1.1.2 Le principe de mesure	2
1.1.3 Bref historique de la mesure à distance de la salinité	3
1.1.4 La mission "Soil Moisture Ocean Salinity" (SMOS)	4
1.1.5 La Mission Aquarius/SAC-D	5
1.2 Contexte spécifique de cette thèse	6
1.3 Motivation de l'étude	8
2 État de l'art de la modélisation de la diffusion par une surface de mer	11
2.1 Introduction	11
2.2 État de l'art en télédétection active	11
2.3 État de l'art en télédétection passive	13
2.4 État de l'art du lien actif/passif	15
2.5 Conclusion	16
3 Cadre général de l'analyse active/passive	17
3.1 Introduction	17
3.2 Quantités mesurées à distance de manière active	17
3.3 Quantités mesurées à distance de manière passive	18
3.4 Représentation de la surface océanique	19
3.5 Discussion sur le lien actif/passif	21
4 Revue des modèles électromagnétiques	23
4.1 Modélisation de la section efficace radar normalisé (SERN)	23
4.1.1 Introduction	23
4.1.2 Domaine de validité	24
4.1.3 Présentation de la géométrie	25
4.1.4 Présentation du formalisme	26

4.1.5	Lien entre matrice de diffusion et la SERN	27
4.1.6	Présentation des différents modèles asymptotiques	27
4.1.7	Expressions analytiques des SERN	30
4.1.7.1	Limites haute fréquence	30
4.1.7.2	Limite basse fréquence	30
4.1.7.3	L'approche 2-échelles	31
4.1.7.4	L'approche LCA et RCA	31
4.2	Modélisation de l'émissivité	33
4.2.1	Introduction	33
4.2.2	L'approximation de l'optique géométrique	33
4.2.2.1	Cas d'une surface à pentes faibles	34
4.2.2.2	Cas d'une surface à pentes fortes	35
4.2.2.3	Effets de l'anisotropie	36
4.2.3	L'approximation SPM	37
4.2.3.1	Phénomènes critiques : Présentation quantitative de la théorie	37
4.2.3.2	L'approximation EBC/SPM	40
4.2.4	L'approche 2-échelles	42
4.3	Discussion sur les différents modèles actif/passif	43
5	Impact de la rugosité sur le lobe spéculaire	47
5.1	Préambule	47
5.2	Analyse théorique	47
5.2.1	Rappel	47
5.2.2	Définition du comportement moyen $\bar{\rho}$ et $\bar{\sigma}$	48
5.2.3	Fluctuation indépendante des échelles de la surface	51
5.2.4	Fluctuation dépendante de la longueur de corrélation	52
5.2.5	Fluctuation dépendante de la longueur d'onde de la surface	54
5.2.6	Conclusions préliminaires	55
5.3	Analyse de mesures actives dans le domaine quasi-spéculaire : optique et radar	56
5.3.1	Introduction	56
5.3.2	Présentation des observations	56
5.3.3	Analyse mono-échelle	58
5.3.4	Approximation haute-fréquence	60
5.3.4.1	Présentation	60
5.3.4.2	Résultats de l'ajustement en terme de variance de pente et de courbure	62
5.3.5	Analyse multi-échelles	64
5.3.6	Notions de Coefficients effectifs de réflexion	67
5.4	Conclusions	68
6	Implications pour l'émissivité	71
6.1	Introduction	71
6.2	Présentation du modèle semi-empirique	71
6.3	Analyse de mesures passives	73

6.3.1	Préambule	73
6.3.2	Observations à nadir	74
6.3.2.1	Présentation	74
6.3.2.2	Interprétation	75
6.3.2.3	Conclusions	77
6.3.3	Observations off-nadir	77
6.3.3.1	Présentation	77
6.3.3.2	Interprétation	78
6.3.3.3	Conclusion	83
6.3.4	Analyse multi-angulaire en Bande L	85
6.3.5	Récapitulatif	87
	Conclusions et perspectives	89
	Annexes	93
A	Constante diélectrique de l'eau salée	95
B	Réflexion par une surface plane : les coefficients de Fresnel	97
C	Equivalence entre SSA et SPM pour le calcul de l'émissivité ?	99
D	Fonction caractéristique	101
D.1	Formulation générale	101
D.2	Cas d'un processus gaussien et stationnaire	102
D.2.1	Cas 1D	102
D.2.2	Cas 2D	102
E	Les modèles spectraux de la surface de mer	103
	Bibliographie	121

Table des figures

1.1	Moyenne annuelle de la salinité de surface des océans (SSS) à partir du World Ocean Atlas 2005 (<i>Boyer et al. [2005]</i>). La dynamique en océan ouvert est de l'ordre de 5 psu.	2
1.2	Sensibilité à la fréquence, SSS et SST de la température de brillance d'une surface parfaitement lisse.	3
1.3	Image de gauche : vu d'artiste du détecteur MIRAS du satellite SMOS avec ses trois bras contenant les 69 radiomètres (1.413 GHz) et formant une antenne à commande de phase de 6 mètres de diamètre. Image de droite : champ de vue de SMOS et sa fauchée d'environ 1000 km de large, avec une taille de pixel moyenne de 43km. Le temps maximum de revisite est de 3 jours.	4
1.4	Image de gauche : vu d'artiste du satellite Aquarius/SAC-D. Le système instrumental de mesure de la salinité est constitué de trois radiomètres polarimétriques à 1.413 GHz avec un diffusiomètre intégré à 1.2 GHz, et une ouverture d'antenne de 2.5 m. Image de droite : Les trois fauchées varient entre 90 et 150 km de large, dépendant de l'angle d'incidence, et l'espace entre les traces au sol est de l'ordre de 390 km. Le temps maximum de revisite est de 7 jours.	6
1.5	Sensibilité de l'émissivité de la surface de mer en bande L à la vitesse du vent à 10 mètre en fonction de l'angle d'incidence. ★ : Données de Cape Code Canal (<i>Lerner and Hollinger [1977]</i>) ; ■ : Skylab S-194 (<i>Lerner and Hollinger [1977]</i>) ; * : WISE 2000-2001 (<i>Camps et al. [2002]</i> , <i>Camps et al. [2004]</i>) ; ◆ : Données de la tour de l'île Argus (<i>Hollinger [1971]</i>) ; ▼ : Expérience de la mer de Beering (<i>Webster et al. [1976]</i>) ; ○ : Expérience du JPL (<i>Yueh et al. [2001]</i>) ; ● : EuroSTARRS (<i>Etcheto et al. [2004]</i>) ; ⋯ : Expérience CoSMOS	7
4.1	Schéma illustrant la géométrie de la configuration bistatique.	26
4.2	Émissivité induite par la rugosité calculée dans l'approximation de l'optique géométrique pour les bandes de fréquence L, C, X, Ku, K et Ka. Les variances des pentes estimées à partir des observations de <i>Cox and Munk [1956]</i> sont utilisées pour ce calcul.	35
4.3	Émissivité induite par la rugosité calculée dans l'approximation de l'optique géométrique pour un angle d'observation de 55° et pour les variances de pentes de <i>Cox and Munk [1956]</i> en trait plein et 3 fois ces mêmes variances en pointillés. Le rouge correspond à la polarisation horizontale et le bleu à la polarisation verticale. La fréquence électromagnétique utilisée correspond à la bande C.	36
4.4	Illustration des effets d'anisotropie upwind/crosswind sur l'émissivité induite par la rugosité calculée à partir d'un modèle GO en bande L.	36

4.5	Incrément relatif en g_p de la T_B pour différents angles d'observation θ	39
4.6	Incrément relatif à la T_B en terme de pondération de g_p par une densité de probabilité gaussienne pour deux valeurs de variance des pentes correspondant à un vent de 3 m/s et 10 m/s.	43
4.7	Section efficace radar normalisée en dB dans l'approximation de l'optique géométrique et dans l'approximation Kirchhoff fonction de l'angle de diffusion pour la bande C et la forme spectrale de la surface proposée par <i>Elfouhaily et al. [1997]</i> pour un vent de 7 m/s. La mss utilisée pour calculer la SERN GO est la variance totale (a) et filtrée des échelles de surface inférieures à 3 fois la longueur d'onde électromagnétique (b)	44
4.8	Rapport de polarisation des différents modèles asymptotiques en fonction de l'angle d'incidence θ comparé à des données en bande C (<i>Mouche et al. [2007b]</i>). SSA correspond à l'ordre un du développement (SSA-1).	44
4.9	Section efficace radar normalisé bande L calculée pour RCA, LCA, SSA et Kirchhoff à partir du spectre d' <i>Elfouhaily et al. [1997]</i> et un vent de 10 m/s. L'angle d'incidence est -55° et $(\phi_s, \phi_i) = 0$ (dans le plan d'incidence). Les courbes en traits pleins et celles en tirets correspondent respectivement à la polarisation verticale et horizontale.	45
4.10	Section efficace radar normalisée en bande C calculée dans la RCA à partir du spectre d' <i>Elfouhaily et al. [1997]</i> et 3 vents, 5, 10 et 15 m/s. L'angle d'incidence est -55° et $(\phi_s, \phi_i) = 0$ (dans le plan d'incidence).	46
5.1	Fonction de corrélation et section efficace radar normalisée en bande L calculée à partir du spectre d' <i>Elfouhaily et al. [1997]</i> pour 3 vents, 5, 10 et 15 m/s.	49
5.2	Fonction de corrélation et section efficace radar normalisée en bande L calculée à partir du spectre d' <i>Elfouhaily et al. [1997]</i> pour 3 vents, 5, 10 et 15 m/s.	50
5.3	Fonction de corrélation et Section efficace radar normalisée.	52
5.4	Fonction de corrélation et Section efficace radar normalisée.	53
5.5	$h(l_s)$ en fonction de l'angle de diffusion θ_s	53
5.6	$\gamma(\xi)$ et la SERN en fonction de l'angle de diffusion θ_s	54
5.7	Fonction γ en fonction de l'angle de diffusion θ_s et du nombre d'onde de surface ξ relatif au nombre d'onde de Bragg Q_H . La valeur de la variance des pentes s^2 est fixée à 0.021.	55
5.8	Données de SERN en bande Ku fonction de l'angle d'incidence θ	57
5.9	Variances effectives des pentes en fonction du vent déduites à partir des données en bande L (GPS), en bande C (STORM), en bande Ku (TRMM), en bande Ka (SRA) et en optique (Cox et Munk). Sont également reportées (i) les mesures de <i>Vandemark et al. [2004b]</i> dérivées de mesures LASER qui filtrent les vagues inférieures à 1 m, (ii) les ajustement de <i>Wu [1990]</i> pour une mer propre et (iii) de <i>Phillips [1977b]</i> pour une surface filtrée des vagues inférieures à 30 cm.	59
5.10	SERN en bande Ku (TRMM) et en bande C (STORM) pour différents vents et ajustement selon une fonction de type T (5.3.41) en pointillés.	61
5.11	Variance totale des pentes et paramètre de courbure n en fonction de la vitesse du vent.	62
5.12	Courbure χ déduite des données et calculé à partir de formes spectrales de la surface de mer en fonction du vent.	64

5.13	Données de SERN en bande Ku et C en fonction de l'angle d'incidence θ	65
5.14	Variances des pentes m_{ss_L} et m_{ss_s} déduites de l'ajustement 5.3.50 en fonction du vent pour la bande C, Ku et Ka.	66
5.15	Longueurs de corrélation l des petites échelles de la surface en fonction du vent, déduites de l'ajustement 5.3.50.	66
5.16	Variance des pentes en fonction de la vitesse du vent déduites à partir des données en bande W (CLOUDSAT), en optique (CALYPSO et Cox et Munk).	67
6.1	Diagramme de dispersion de température de brillance issue des premières mesures SMOS en fonction de l'angle d'observation θ où l'échelle des couleurs correspond à la vitesse du vent.	74
6.2	Émissivité induite par la rugosité au nadir en fonction de la vitesse de vent QuikSCAT en m/s pour les trois canaux de TMR, du vent NCEP pour les données CoSMOS, et du vent ECMWF pour les données SMOS.	75
6.3	Variances des élévations des petites échelles de la surface déduites de TMR en fonction du vent QuikSCAT, comparée à un modèle de densité spectrale de la surface de mer.	76
6.4	Estimation de la variance des élévations des petites échelles de la surface à partir des données CoSMOS en fonction de la vitesse de vent NCEP, et SMOS en fonction du vent ECMWF en m/s, comparée aux prédictions des modèles d' <i>Elfouhaily et al. [1997]</i> en bleu et de <i>Kudryavtsev et al. [1999]</i> en rouge.	76
6.5	Fonctions de poids dérivées (non normalisées) du modèle EBC/SPM pour les trois fréquences TMR et la bande L à incidence normale. Les spectres de courbure d' <i>Elfouhaily et al. [1997]</i> et de <i>Kudryavtsev et al. [1999]</i> sont respectivement en gris et en magenta pour un vent de 7 m/s en fonction du nombre d'onde de surface ξ .	77
6.6	Émissivité induite par la rugosité en fonction de la vitesse du vent AMSR-E en m/s pour un angle d'incidence de 55° .	78
6.7	Paramètres déduit de 6.3.11 en fonction de la vitesse du vent AMSR-E en m/s pour la bande C et X.	79
6.8	Effets relatifs à 55° du terme associé au grandes échelles $\alpha_{m,ss}$ et du terme βR associé à la diffraction par les petites échelles sur la mesure AMSR-E en bande C, en fonction du vent et de la polarisation.	80
6.9	Paramètre β déduit de 6.3.12 prenant en compte la diffraction des petites échelles de rugosité en fonction du vent pour la polarisation horizontale (en rouge) et verticale (en bleu). La courbe noire correspond à l'estimation de β en supposant une indépendance à la polarisation (6.3.11).	80
6.10	Émissivité induite par la rugosité en bande L en fonction de la vitesse du vent en m/s à 40° d'incidence. Les courbes vertes corespondent aux données issues de la campagne CoSMOS, en rouge de la campagne WISE et en noire pour SMOS.	81
6.11	Paramètres déduits de 6.3.11 en fonction de la vitesse du vent en m/s pour la bande L à 40° .	82
6.12	Effets relatifs à 40° du terme associé au grandes échelles $\alpha_{m,ss}$ et du terme βR associé à la diffraction par les petites échelles sur la mesure SMOS en bande L, en fonction du vent et de la polarisation.	82

6.13	Paramètre β pour la bande L déduit de 6.3.12 prenant en compte la diffraction des petites échelles de rugosité en fonction du vent pour la polarisation horizontale (en rouge) et verticale (en bleu). La courbe noire correspond à l'estimation de β en supposant une indépendance à la polarisation (6.3.11).	83
6.14	Effets relatifs à 55° du terme associé aux grandes échelles α_{mss} et du terme β_R associé à la diffraction par les petites échelles sur la mesure SMOS en bande L en bleue et sur la mesure AMSR-E en bande C en rouge.	84
6.15	Fonctions de poids (non normalisées) dérivées du modèle EBC/SPM pour les 2 fréquences AMSR-E et la bande L pour un angle de 55° . Le spectre de courbure d'Elfouhaily et al. [1997] en fonction du nombre d'onde de surface ξ est en gris pour un vent de 4 m/s et en magenta pour un vent de 12 m/s.	84
6.16	Émissivité induite par la rugosité en bande L (SMOS) en fonction de la vitesse du vent ECMWF en m/s à 0° , 20° , 35° , 45° et 55° (b).	85
6.17	Paramètres déduits de 6.3.11 en fonction de la vitesse du vent en m/s pour la bande L pour plusieurs angles d'incidences.	86
6.18	Variations des termes α_{mss} et β_R déduits de la mesure SMOS en bande L en fonction de l'angle d'incidence. Polarisation verticale en traits pleins et polarisation horizontale en traits pointillés.	86
A.1	Modèle de constante diélectrique de Klein and Swift [1977] en bande L ($f=1.41$ GHz).	96
B.1	Coefficients de réflexion de Fresnel en fonction de l'angle d'incidence en polarisation verticale (traits pleins) et en polarisation horizontale (tirets). La constante diélectrique est calculée à partir du modèle de Klein and Swift [1977] pour une température de $15^\circ C$, une salinité de 36 psu et pour différentes fréquences électromagnétiques allant de la bande L (1.4 GHz) à la bande W (94 GHz).	98
B.2	Valeurs de la permittivité complexe relative de l'eau de mer ϵ_r avec ϵ^r et ϵ^i respectivement la partie réelle et la partie imaginaire pour une température de $15^\circ C$ et une salinité de 36 psu. L'angle de perte Φ , l'épaisseur de peau δ_s , l'angle de Brewster θ_B et la valeur du coefficient de réflexion de Fresnel pour $\theta_i = 0$ sont présentés pour chaque fréquence.	98
E.1	Spectre de courbure omni-directionnel pour toute la gamme de nombre d'onde pour des vents allant de 3m/s à 21 m/s, avec un pas de 2 m/s. L'inverse de l'âge des vagues est égale à 0.83 (état de mer pleinement développé).	104
E.2	(a) Hauteur significative des vagues (H_s) en fonction de la vitesse du vent pour une mer pleinement développée et (b) la variance totale des pentes (m_{ss}) en fonction de la vitesse du vent.	105
E.3	Coefficients du spectre de courbure $B_n(\xi)$ des modèles de Durden and Vesecky, d'Apel, d'Elfouhaily et al. et de Kudryavtsev et al. pour une vitesse de vent à 10 mètres de 7 m/s.	106
E.4	Ratio Upwind-crosswind Δ .	107
E.5	Les coefficients de l'harmonique zéro et seconde de la fonction de corrélation de surface pour les modèles de spectre de Durden et Vesecky, Apel, Elfouhaily et al. , et Kudryavtsev et al models. (a) Les harmoniques zéro (b) Secondes harmoniques pour une vitesse de vent u_{10} de 7 m/s.	107

E.6	Les coefficients de l'harmonique zéro et seconde de la fonction de corrélation de surface pour les modèles de spectre de Durden et Vesecky, Apel, Elfouhaily et al. , et Kudryavtsev et al models. (a) Les harmoniques zéro (b) Secondes harmoniques pour une vitesse de vent u_{10} de 15 m/s.	108
E.7	Fonctions caractéristiques des différences de hauteur en bande L pour l'angle d'incidence $\theta_i = 55^\circ$ et $u_{10} = 7m/s$ et les spectres de courbure correspondant.	109

Chapitre 1

Introduction

1.1 Contexte général de la restitution de la salinité à partir de mesure à distance depuis l'espace

Cette thèse s'inscrit dans le cadre des travaux accompagnant la préparation de la mission spatiale "Soil Moisture and Ocean Salinity" (SMOS), seconde mission d'exploration de la Terre de l'agence spatiale européenne (ESA ¹), du programme de recherche "Living Planet". Cette mission a été sélectionnée par l'ESA en 1999 et le satellite, dont le lancement était initialement prévu en 2007, a été finalement lancé et mis en orbite avec succès en novembre 2009. Les données SMOS devraient permettre la première cartographie à l'échelle planétaire de l'humidité des sols et de la salinité de surface des océans (*SSS* ²) pour une période nominale minimale de trois ans. Pour la composante de mesure de la salinité, cette mission précède le projet américain Aquarius, prévu au lancement dans le courant de l'année 2010.

1.1.1 Les enjeux

La salinité est une des variables essentielles du système climatique (circulation thermohaline, phénomène El Niño, oscillations australes (ENSO ³) ...). La salinité de surface est une signature du cycle hydrologique global dont la variabilité dépend fortement des précipitations, des taux d'évaporation et des flux d'eau douce des fleuves et rivières.

Aujourd'hui, notre connaissance de la distribution globale de la *SSS* (Figure 1.1) vient de différentes compilations minutieuses de toutes les données océanographiques disponibles ("World Ocean Atlas 2005", Antonov *et al.* [2006], von Schuckmann *et al.* [2009]) dont l'échantillonnage spatial reste faible, particulièrement dans l'hémisphère sud. La résolution temporelle des mesures in-situ est également très inhomogène.

Le Groupe scientifique international GODAE ⁴ a établi qu'une mesure depuis l'espace de la salinité permettant une résolution spatio-temporelle de la *SSS* entre 100 et 200 km tous les 10 jours, avec une précision de l'ordre de 0.1 psu ⁵ serait suffisante pour révéler les variabilités saisonnières et inter-annuelles de la *SSS* et ses relations avec les différents processus océaniques et atmosphériques.

-
1. Earth Space Agency
 2. Sea Surface Salinity
 3. El Niño Southern Oscillation
 4. Global Ocean Data Assimilation Experiment
 5. Practical Salinity Unit équivalent à la partie par millier

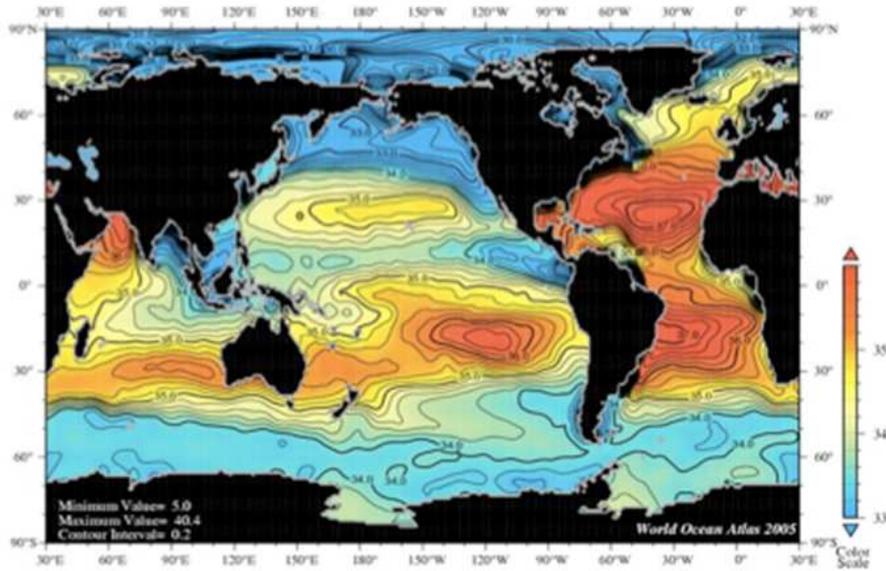


Figure 1.1 – Moyenne annuelle de la salinité de surface des océans (SSS) à partir du *World Ocean Atlas 2005* (Boyer et al. [2005]). La dynamique en océan ouvert est de l'ordre de 5 psu.

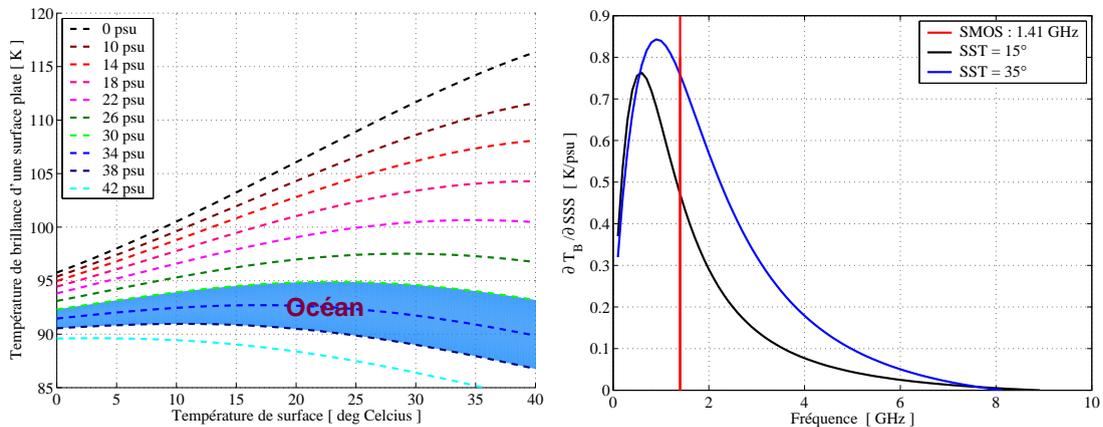
1.1.2 Le principe de mesure

L'émission micro-onde d'une surface océanique parfaitement lisse, à une longueur d'onde donnée, dépend des propriétés diélectriques de l'eau de mer, qui elles mêmes varient en fonction de la salinité et de la température superficielle (Klein and Swift [1977], Ellison et al. [1998], Meissner and Wentz [2003]). L'émissivité de la surface océanique peut être mesurée à distance grâce à un radiomètre micro-onde embarqué sur une plateforme (avion, satellite). La quantité mesurée par le radiomètre au niveau de l'antenne est dépendante de la température de brillance (T_B) de la surface, produit de l'émissivité (e) et de la température de surface de l'eau de mer (SST) :

$$T_B = e SST$$

L'émissivité e dépend de la longueur d'onde électromagnétique, de l'angle d'observation, de la polarisation et des propriétés diélectriques de l'eau de mer. Par conséquent, dans le cas idéal d'une surface parfaitement lisse, la connaissance conjointe de la SST et de la T_B , permet l'estimation simple de la SSS. La dépendance de la température de brillance modélisée (modèle de Klein and Swift [1977]) pour une surface parfaitement lisse en fonction de la SST pour différentes valeurs de SSS est illustrée sur la figure 1.2(a). La partie bleutée correspond à l'intervalle des valeurs de SSS caractéristique des océans.

La figure 1.2(b) présente la dépendance modélisée de la température de brillance d'une surface lisse à la SSS en fonction de la fréquence électromagnétique et pour une visée au nadir. On constate que plus la fréquence est basse, jusqu'à environ 0.5 GHz, plus T_B est sensible à la SSS. De plus, cette sensibilité à la SSS est d'autant plus forte que la température de l'eau est élevée (forte valeur de SST). De manière plus générale, quelque soit l'angle d'observation et pour des fréquences micro-ondes relativement faibles, de 1 à 3 GHz, la sensibilité est théoriquement suffisante pour permettre une mesure à distance de la SSS. Par ailleurs, l'eau atmosphérique (vapeur, pluie, glace) a un effet relativement faible à ces fréquences. Les observations sont donc possibles dans la plupart des conditions atmosphériques.



(a) Température de Brillance à 1.4 GHz en fonction de la température physique de l'eau de mer pour une surface lisse à incidence normale et pour différentes valeurs de *SSS*. La partie bleutée illustre la variabilité de la *SSS* attendue pour les océans
 (b) Sensibilité de la température de Brillance à la *SSS* en fonction de la fréquence électromagnétique pour deux températures de surface à incidence normale et une *SSS* moyenne de 35 psu.

Figure 1.2 – Sensibilité à la fréquence, *SSS* et *SST* de la température de brillance d'une surface parfaitement lisse.

Toutefois, dans le cas de l'observation des océans depuis l'espace, il faut également prendre en compte des contributions supplémentaires, notamment celles associées à l'impact de la rugosité de la surface océanique (*Swift and McIntosh [1983]*), aux effets atmosphériques, ionosphériques et extraterrestres. Une correction précise de ces contributions est donc essentielle, en particulier celle de la rugosité, pour restituer précisément la *SSS* à partir d'une mesure de température de brillance (*Yueh et al. [2001]*).

1.1.3 Bref historique de la mesure à distance de la salinité

Le principe précédent de restitution de la *SSS* à partir d'une mesure radiométrique a été appliqué à plusieurs reprises depuis une trentaine d'année avec, par exemple, la mission spatiale américaine Skylab-194 (*Lerner and Hollinger [1976]*), qui incluait un radiomètre micro-onde à 1.4 GHz. L'objectif principal de cette mission était de démontrer la faisabilité de l'observation de la Terre par radiométrie micro-onde. Un second but était d'examiner les effets du vent, de la rugosité de surface de la mer et de l'écume sur la température de brillance mesurée au niveau de l'antenne au dessus des océans dans la perspective d'une mesure à distance des vents de surface. Enfin, un dernier objectif concernait l'évaluation de la capacité de mesure de la salinité. Bien que les données du S-194 furent acquises de manière intermittente sur une période de temps très restreinte, une corrélation a été trouvée entre ce faible jeu de données du capteur (après correction de différents effets) et la salinité.

Les recherches qui ont mené à l'expérience Skylab, avaient débuté au cours des années 1940 par la mesure de la constante diélectrique complexe de solutions salines d'eau de mer pour différentes salinités, températures et fréquences micro-ondes. Ces relations constituent la base physique de la mesure à distance de la température et de la salinité de la surface océanique dans le domaine micro-onde.

La démonstration par *Droppleman [1970]* des premières mesures aéroportées de la salinité dans un effluent de la rivière Mississippi poussa à redoubler d'effort pour améliorer la modélisation de la constante diélectrique et des équations gouvernant la mesure à distance de l'océan (*Klein and Swift [1977]*). Une série d'essais aériens a suivi Skylab, cartographiant la salinité dans la baie de

Chesapeake, dans les panaches de la rivière Savannah et le long du rivage de Porto Rico. (*Blume et al.* [1978, 1981]; *Blume and Kendall* [1982], *Kendall and Blanton* [1981]). *Blume et al.* [1978] montrèrent qu'il est possible d'obtenir à la fois la *SSS* et la *SST* avec des mesures réalisées à deux fréquences (1.43 et 2.65 GHz).

Au début des années 80, *Swift and McIntosh* [1983] firent une revue des considérations nécessaires à la mesure à distance de la *SSS* et présentèrent un concept de satellite basé sur un radiomètre multi-fréquences (UHF+ bande L). Ce concept aurait permis une précision idéale de ~ 0.25 psu et une résolution spatiale de ~ 100 km. En pratique, ce concept n'a pu voir le jour en raison de limites technologiques associées aux antennes (taille, stabilité radiométrique) et à la non-protection de la bande UHF.

Des expériences aéroportées de la mesure à distance de la *SSS* continuent d'avoir lieu depuis les années 90, dédiées essentiellement à des applications en côtier (*Goodberlet et al.* [1997], *Burrage et al.* [2002], *Burrage et al.* [2008]).

Il a fallu attendre la fin des années 90 et un certain nombre de progrès technologiques pour développer les deux premières missions satellite dédiées à la salinité.

1.1.4 La mission "Soil Moisture Ocean Salinity" (SMOS)

Développé par l'Agence Spatiale Européenne, le satellite de la mission SMOS a été lancé le 2 novembre 2009 et mis en orbite avec succès (Figure 1.3). SMOS, comme son nom l'indique, est une mission à double objectif scientifique. Sa conception originelle fut motivée par l'acquisition de données en haute résolution spatiale sur la terre, où la puissance et la dynamique du signal de la température de brillance avec les variations de l'humidité de surface sont beaucoup plus grandes que celles associées aux variations de salinité dans l'océan superficiel. Les signaux radiométriques liés à la variabilité de la *SSS* sont faibles par rapport à la sensibilité du radiomètre SMOS, et les données requièrent un étalonnage minutieux et un moyennage spatio-temporel pour réduire le bruit de mesure (*Font et al.* [2004]).

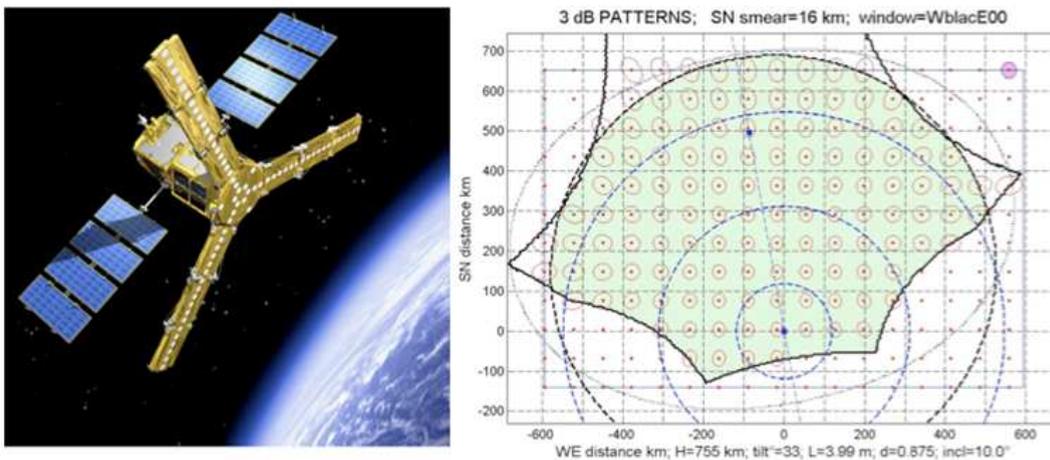


Figure 1.3 – Image de gauche : vue d'artiste du détecteur MIRAS du satellite SMOS avec ses trois bras contenant les 69 radiomètres (1.413 GHz) et formant une antenne à commande de phase de 6 mètres de diamètre. Image de droite : champ de vue de SMOS et sa fauchée d'environ 1000 km de large, avec une taille de pixel moyenne de 43km. Le temps maximum de revisite est de 3 jours.

Le satellite SMOS est placé sur une orbite quasi polaire héliosynchrone, traversant l'équateur

à 6 h (orbite montante) et 18 h (orbite descendante), heure locale. Le capteur (MIRAS⁶) est un radiomètre interférométrique en bande L (1.413 GHz) à synthèse d'ouverture. Il est constitué de trois bras en forme de Y sur lesquels sont réparties 69 petits radiomètres micro-ondes (Figure 1.3). A partir d'inter-corrélations et de traitements importants au sol, une image de température de brillance est reconstruite toutes les 1,2 secondes dont la forme est représentée sur la Figure 1.3 à droite, avec une résolution au sol moyenne de 43 km. Le champ de vue est d'environ 1000 km de large, et l'intervalle de temps maximum de revisite à l'équateur est d'environ 3 jours. L'instrument MIRAS peut fonctionner soit en mode de polarisation dual (acquisition cyclique en polarisation horizontale et verticale successivement), soit en polarisation complète (acquisition cyclique de tous les paramètres de Stokes). Une caractéristique essentielle de cet instrument est sa capacité à mesurer la température de brillance de la surface selon différents angles d'observation allant de 0 à 70°.

Pour la préparation de cette mission, des campagnes de mesures aéroportées (EuroSTARRS (Etcheto et al. [2004]), LOSAC (Schmidl Søjbjerg et al. [2003]), WISE (Camps et al. [2002], Camps et al. [2004]); CoSMOS (Reul et al. [2009b]), CAROLS (Parde et al. [2008])) et de mesures in-situ ont été réalisées. La constante diélectrique de l'eau de mer en bande L a été re-mesurée en laboratoire par Blanch and Aguasca [2003, 2004]. Les résultats sont très proches des prédictions du modèle proposé par Klein and Swift [1977]. Des développements théoriques basés sur l'analyse de ces données de campagnes ont permis de mieux caractériser les différentes contributions "parasites" de la mesure radiométrique en bande L : les effets de l'écume ont été analysés et modélisés par Reul and Chapron [2003]; Camps et al. [2005], les effets de la rugosité de la surface par Miranda et al. [2002]; Etcheto et al. [2004]; Reul et al. [2005]; Dinnat [2005]; Guimbard et al. [2008], les effets de l'éclat du soleil par Reul et al. [2007] et enfin les effets du rayonnement de la galaxie par Tenerelli et al. [2008]; Reul et al. [2008]. Toutes ces études ont permis de développer et d'étalonner les différents modèles de correction des futures mesures SMOS. Cependant, le niveau de précision des jeux de données de campagne disponibles reste en général faible et les conditions géophysiques locales dans lesquelles elles ont été acquises ne sont pas forcément représentatives des conditions globales. Par conséquent, la validité des modèles correctifs développés dans le cadre de SMOS reste encore à établir.

1.1.5 La Mission Aquarius/SAC-D

Avec un lancement prévue mi 2010, la mission Aquarius/SAC-D est développée en partenariat bilatéral entre la NASA et l'agence spatiale Argentine (CONAE), et la participation supplémentaire des agences spatiales Italienne, Française et Canadienne (Figure 1.4). La NASA fournit l'instrument Aquarius qui mesure la salinité et CONAE construit le satellite SAC-D et d'autres instruments scientifiques. La *SSS* est le principal objectif de cette mission dont la conception a été réalisée avec comme contrainte de restituer la *SSS* à une échelle spatiale de ~ 150 km, et avec un écart type des erreurs sur la moyenne mensuelle inférieure à 0.2 psu, incluant la correction de toutes les erreurs systématiques, les biais, et les effets géophysiques.

L'instrument Aquarius comprend un ensemble de 3 radiomètres micro-onde (1.413 GHz), et un radar mono-statique (1.26 GHz) pour corriger des effets de rugosité (Le Vine et al. [2007b]). La rugosité de surface étant la plus grande incertitude dans le budget des erreurs de restitution, cette stratégie d'incorporer directement une mesure radar sensible à la rugosité doit permettre d'en minimiser les effets sur la T_B . L'orbite d'Aquarius/SAC-D sera quasi-polaire, héliosynchrone, croisant l'équateur à 18 h (orbite montante) et 6 h (orbite descendante), heure locale (temps opposé à SMOS). L'orbite se répétera tous les 7 jours avec 103 révolutions, et l'espace entre les traces au sol sera de 390 km à l'équateur. L'instrument de mesure est constitué de trois radiomètres orientés

6. Microwave Imaging Radiometer By Aperture Synthesis

par un réflecteur d'antenne de 2.5 m afin de former trois fauchées allant de 90 à 150 km de largeur comme illustré par la Figure 1.4. L'angle d'incidence nominale varie d'une fauchée à l'autre (29°, 38° et 45°) et l'acquisition se fera de manière cyclique entre les 3 premiers paramètres de Stokes et les polarisations linéaires (VV/HH) et croisées (HV/VH) du radar.

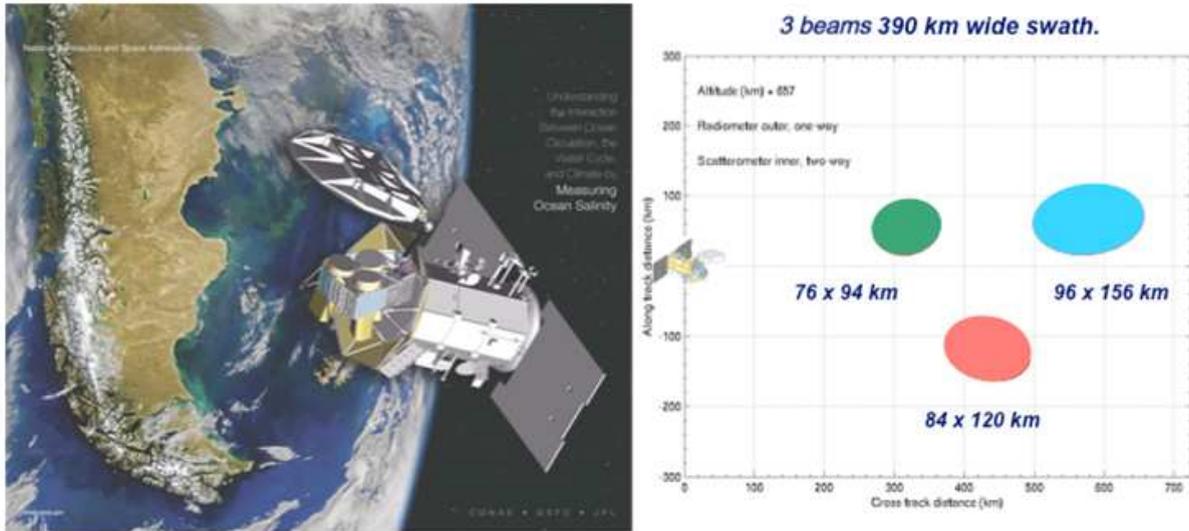


Figure 1.4 – Image de gauche : vue d'artiste du satellite Aquarius/SAC-D. Le système instrumental de mesure de la salinité est constitué de trois radiomètres polarimétriques à 1.413 GHz avec un diffusiomètre intégré à 1.2 GHz, et une ouverture d'antenne de 2.5 m. Image de droite : Les trois fauchées varient entre 90 et 150 km de large, dépendant de l'angle d'incidence, et l'espace entre les traces au sol est de l'ordre de 390 km. Le temps maximum de revisite est de 7 jours.

Parmi les études récentes effectuées dans le cadre de la préparation de cette mission, la campagne aéroportée PALS (*Wilson et al.* [2001]) combinant un radiomètre et un radar dans deux fréquences (bande L et bande S) est à l'origine du design du satellite Aquarius. De nombreuses études spécifiques ont été conduites par les équipes américaines. On peut ainsi mentionner les travaux de *Yueh* [2000]; *Le Vine and Abraham* [2002]; *Le Vine et al.* [2007a] sur l'influence de la rotation Faraday, *Le Vine and Abraham* [2004]; *Le Vine et al.* [2005]; *Dinnat et al.* [2008] sur l'influence du bruit galactique, *Dinnat and Le Vine* [2008] sur l'étude de l'impact du reflet du soleil sur une mesure radiométrique en bande L. De leur côté, *Wilson et al.* [2004] ont également re-mesuré les propriétés de la constante diélectrique de solutions salines en bassin en bande L et trouvent un bon accord avec les prédictions des modèles de constante diélectrique de *Klein and Swift* [1977]; *Blanch and Aguiasca* [2004]; *Meissner and Wentz* [2004]. Enfin, *Yueh et al.* [2001] proposent une revue des différentes sources d'erreur intervenant dans la mesure radiométrique depuis l'espace.

1.2 Contexte spécifique de cette thèse

En raison des nombreuses sources d'erreur qui affectent la mesure à distance de la *SSS*, l'atteinte des objectifs GODAE est un challenge technique qui demande des performances inédites aussi bien sur la précision des instruments radiométriques que sur celle des algorithmes d'inversion. En effet, la qualité de l'inversion des T_B mesurées en *SSS* dépendra effectivement (i) de la calibration et de la stabilité instrumentale, (ii) du développement d'un modèle de transfert radiatif réaliste et de méthodes inverses adaptées, et enfin (iii) de la qualité et pertinence des données

géophysiques auxiliaires nécessaires à l'inversion (SST, vent ...). Les études antérieures (*Lagerloef et al. [1995]*, *Yueh et al. [2001]*, *Gabarro et al. [2003]*, *Dinnat et al. [2003]*, *Camps et al. [2004]*) s'accordent toutes sur le fait qu'une source majeure d'erreur pour la restitution de la *SSS* sera la prise en compte de la contribution de la rugosité de surface à la température de brillance. La stratégie de correction des effets de rugosité sera différente pour les deux futures missions satellite, SMOS et Aquarius. Dans le cas de SMOS, ces contributions seront estimées à l'aide de modèles semi-empiriques forcés par des données issues de modèles météorologiques. Pour Aquarius, cette correction sera estimée empiriquement à l'aide de la mesure simultanée d'un diffusiomètre.

On sait que le vent joue un rôle prédominant sur les déformations géométriques de la surface océanique. Pour cette raison, et le fait qu'il est plus facile de mesurer le vecteur vent que les caractéristiques spatio-temporelles de la texture de surface, la plupart des mesures radiométriques conduites sur la mer ont été corrélées avec la vitesse du vent plutôt qu'avec des paramètres de rugosité de surface (élévations, pentes ...). Une caractérisation possible de l'impact de la rugosité sur l'émissivité peut alors s'écrire comme

$$\left. \frac{\partial \Delta e}{\partial U_{10}} \right|_{a_1, a_2, a_3, \dots = \text{const}} \quad (1.2.1)$$

où U_{10} est la vitesse du vent souvent référée comme la vitesse du vent à 10 mètre au-dessus de la surface, et les a_i sont des paramètres de l'environnement océanique contribuant au changement de l'émissivité autres que le vent ($i=1,2,\dots$). Δe est l'anomalie d'émissivité de la surface induite par la rugosité i.e. la différence entre l'émissivité de la surface rugueuse et celle de la surface complètement lisse. Cela permet de minimiser, au premier ordre, les impacts de la *SST* et de la *SSS*.

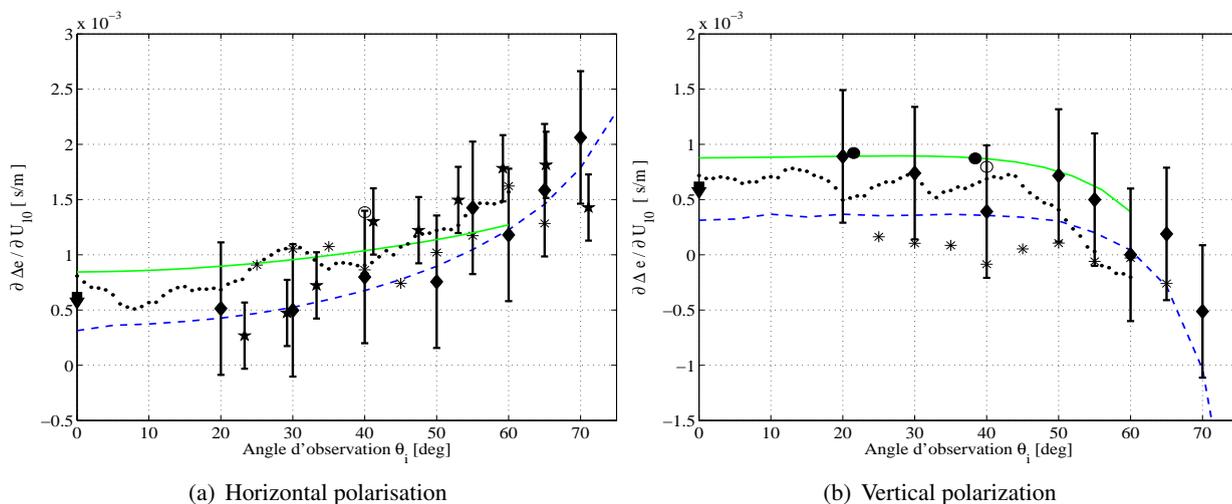


Figure 1.5 – Sensibilité de l'émissivité de la surface de mer en bande L à la vitesse du vent à 10 mètre en fonction de l'angle d'incidence. ★ : Données de Cape Code Canal (*Lerner and Hollinger [1977]*); ■ : Skylab S-194 (*Lerner and Hollinger [1977]*); * : WISE 2000-2001 (*Camps et al. [2002]*, *Camps et al. [2004]*); ◆ : Données de la tour de l'île Argus (*Hollinger [1971]*); ▼ : Expérience de la mer de Beering (*Webster et al. [1976]*); ○ : Expérience du JPL (*Yueh et al. [2001]*); ● : EuroSTARRS (*Etcheto et al. [2004]*); ⋯ : Expérience CoSMOS.

La Figure 1.5 présente l'approximation linéaire de la variation d'émissivité induite par la rugosité en bande L, $\partial \Delta e / \partial U_{10}$, en polarisation horizontale 1.5(a) et verticale 1.5(b), déduite de toutes les données expérimentales, en bande L existantes pour des surfaces de mer et dans la gamme

d'angle d'incidence 0° - 70° . En première approximation, on a supposé ici une dépendance linéaire de la T_B avec la vitesse du vent à une incidence et une polarisation donnée, et ceci, sur tout l'intervalle des vitesses de vent mesurées.

La sensibilité de l'émissivité à la vitesse du vent déduite de ces mesures en bande L est inférieure à celle observée à des fréquences micro-ondes plus élevées. La polarisation horizontale du rayonnement est plus sensible à la vitesse du vent que la polarisation verticale, particulièrement aux incidences supérieures à 20° . Du fait des conditions instrumentales et expérimentales très diverses, différentes valeurs de $\partial\Delta e/\partial U_{10}$ sont obtenues par différents auteurs pour les mêmes angles d'incidence. Les figures révèlent que la sensibilité de l'émissivité de la surface à la vitesse du vent en bande L est connue empiriquement avec une incertitude de l'ordre de $\pm 5 \times 10^{-4}$, dans les deux polarisations verticale et horizontale et dans la gamme d'angle d'incidence 0° - 70° . Cela se traduit en terme d'incertitude sur la contribution de la rugosité à la température de brillance par un impact de l'ordre de ± 1 K pour une température de l'eau de 15°C et une vitesse de vent de 7 m/s, ce qui est équivalent à une incertitude sur la salinité déduite de l'ordre de $\Delta SSS = \pm 2$ psu. On rappelle que la précision souhaitée sur l'inversion de la SSS à partir des données SMOS est de l'ordre de 0.1 psu.

Sur la Figure 1.5, une comparaison des prédictions des 2 modèles directs semi-empiriques implémentés dans l'algorithme d'inversion de SMOS est proposée. Le modèle d'émissivité 2-échelles développé par le LOCEAN⁷ correspond à la courbe verte en pointillé et le modèle SPM développé par IFREMER⁸ à la courbe bleue en pointillé. Ces deux modèles, basés sur des représentations spectrales de la surface et des modèles électromagnétiques différents, se situent dans les barres d'erreur des observations qui ne permettent donc pas, la discrimination entre eux. Pourtant, l'écart entre les modèles peut dépasser $\pm 5 \times 10^{-4}$ soit 2 psu. Cela montre la nécessité d'améliorer encore la prise en compte de la rugosité dans les modèles d'émissivité.

1.3 Motivation de l'étude

Les mesures SMOS s'inscrivent dans le cadre large et déjà très étudié des sondages électromagnétiques de la surface océanique. Notre capacité à mieux caractériser la rugosité de la surface océanique en bande L peut maintenant s'appuyer sur l'accumulation de nombreuses observations, sur les progrès théoriques des modèles hydrodynamiques et électromagnétiques et sur les nombreux modèles empiriques déjà développés. Les observations issues de capteurs actifs et passifs ne sont pas nécessairement réalisées en bande L, mais doivent permettre d'anticiper certains effets et d'avancer des méthodologies (utilisation de données auxiliaires, combinaison d'incidence, de polarisation ...) réduisant au mieux les impacts de la rugosité.

L'idée de combiner des données issues de capteurs actifs et passifs n'est certainement pas nouvelle. La diversité des capteurs (diffusiomètre, SAR, radiomètre, altimètre ...), les différentes bandes de fréquences (L, C, X, Ku, Ka ...) auxquelles ils opèrent, les angles et polarisations utilisés, restent toutefois encore largement inexploités dans une analyse conjointe. Notons que les différentes tentatives, peu nombreuses dans la littérature, sont le plus souvent réalisées de manière purement empirique.

Avec les mesures SMOS et les défis qui accompagneront leur exploitation, la motivation de l'étude se fonde sur l'ambition de mieux guider les corrections associées à la rugosité en s'appuyant sur une approche "cohérente" active/passive. Cette approche doit permettre une interprétation guidée par l'ensemble des mesures et modèles existants.

A ces fins, nous commencerons au chapitre 2 par faire un état de l'art de la modélisation et de l'interprétation des phénomènes physiques à l'origine de la diffusion des ondes électromagnétiques

7. Laboratoire d'Océanographie et du Climat - Expérimentation et Approches Numériques

8. Institut Français de Recherche et d'Exploitation de la Mer

par la surface de la mer. Une présentation des différentes quantités rencontrées en télédétection active et passive, et de leur lien sera proposée au chapitre 3, ainsi qu'une brève présentation de la surface océanique. Le chapitre 4 présentera de manière détaillée les différents modèles électromagnétiques développés pour l'analyse des mesures radar et radiométriques. La conclusion majeure de cette revue est que les variations du lobe de diffusion dans la direction proche du spéculaire domineront très vraisemblablement les effets de la rugosité de la surface océanique sur l'émissivité micro-onde de cette dernière. Suivant cette hypothèse de base, on analysera dans le chapitre 5 les sources majeures de variation de la forme (largeur et amplitude) du lobe spéculaire de diffusion. Cette analyse se basera sur des modèles simplifiés de la théorie de Kirchhoff, confrontés à des mesures de section efficace radar en rétrodiffusion et des mesures optiques, généralement acquises dans des conditions proche du nadir. Dans le chapitre 6, les résultats de cette analyse seront utilisés pour la modélisation semi-empirique des effets de la rugosité sur l'émissivité. Une modèle simple à deux paramètres géophysiques prévoyant les impacts aux premiers ordres des variations de la largeur et de l'amplitude du lobe spéculaire sur l'émissivité sera confronté à différents jeux de données radiométriques multi-fréquences et multi-angulaires. Enfin, de possibles améliorations de cette approche semi-empirique sont évoquées. Son potentiel pour l'algorithme de correction des effets de rugosité des données SMOS sera finalement discuté.

Chapitre 2

État de l'art de la modélisation de la diffusion par une surface de mer

2.1 Introduction

On va être amené à parler de modèles électromagnétiques, "outils" devenus indispensables pour faire avancer notre compréhension des phénomènes physiques qui sous-tendent la diffusion des ondes par une surface rugueuse. On peut noter en premier lieu que les théories de la diffusion sont issues avant tout, des nombreux travaux réalisés dans le domaine de l'Optique depuis plus de 500 ans. Si pendant longtemps le travail du physicien se limitait à une description minutieuse de phénomènes observés à l'œil nu, l'essor des mathématiques, de l'informatique, et de moyens d'observation de plus en plus perfectionnés nous permet aujourd'hui une caractérisation sans précédent des différents paramètres d'intérêts. Le formalisme de la physique quantique nous fournit une vision nouvelle qui permet même de quantifier des phénomènes non mesurables. Si la nature quantique des interactions ondes/matières dépasse le cadre de cette étude, il n'est pas inintéressant de mentionner que l'interaction des ondes électromagnétiques dans le domaine micro-onde avec la surface océanique correspond aux domaines des interactions faibles. Le champ électrique du rayonnement modifie l'orientation des molécules d'eau à la surface et le temps de remise à l'équilibre de ces molécules nous renseigne sur les propriétés diélectriques (SST, SSS, ...) du milieu. Cependant, compte tenu de la précision des instruments et des divers objectifs scientifiques, l'analyse des mesures réalisées depuis des plateformes aéroportées ou spatiales s'est faite jusqu'à nos jours, plus en terme d'optique géométrique que d'électro-dynamique quantique. Autrement dit, les variations du signal sont analysés en terme de variations de la géométrie de la surface plutôt qu'en terme de variations des propriétés intrinsèques des constituants de la surface. Cela étant dit, on propose dans ce chapitre un état de l'art rapide de l'interprétation et de la modélisation rencontrée dans le domaine de l'analyse de mesures radar (actives) et dans un deuxième temps de mesures radiométriques (passives). Les études faisant un lien explicite entre l'analyse de mesures passives avec des mesures actives sont peu nombreuses et seront présentés dans un troisième temps.

2.2 État de l'art en télédétection active

Les premières études théoriques se concentrent à expliquer la rétrodiffusion d'une onde radar par la surface de mer soit en terme d'un retour par la mer elle-même ou soit par les embruns au-dessus de la surface. Les méthodes pour modéliser la diffusion électromagnétique qui ont prouvé leur efficacité à caractériser certains types de cible pendant la seconde guerre mondiale ont été adaptées pour modéliser la rétrodiffusion de la surface de mer. La réflexion spéculaire semblait

expliquer les caractéristiques de cette dernière pour les angles d'incidences faibles mais pas pour les forts angles (angles rasants). La méthode standard de calcul utilise le principe de Kirchhoff qui suppose que la surface est lisse au sens où le rayon de courbure est large devant la longueur d'onde électromagnétique. En plus d'avoir du mal à distinguer les faibles retours aux angles d'incidence élevés, la méthode est incapable de prendre en compte ce que les observations montraient, à savoir que le retour en polarisation verticale est généralement plus fort que celui en polarisation horizontale. *Rice* [1951] publie une étude théorique sur la diffusion des ondes électromagnétiques par des surfaces dites "légèrement rugueuse". Appliquant essentiellement la même méthode que *Lord Rayleigh* [1894] avait appliquée pour la diffusion du son sur des surfaces rugueuses, Rice caractérise la rugosité de la surface comme une petite perturbation d'une surface lisse. Le résultat de ce calcul indique que le retour diffusé est proportionnel à la transformation de Fourier de la rugosité de la surface à un nombre d'onde qui dépend des paramètres radar. Si cette composante de Fourier est en mouvement, la théorie montre qu'un décalage Doppler devrait apparaître. Comme le développement en perturbation nécessite que les déplacements de surface soient petits comparés à la longueur d'onde électromagnétique et que toutes les pentes de surface soient petites, son applicabilité à la diffusion par la surface de mer n'est pas évidente. La première preuve qu'un tel mécanisme de diffusion s'applique à la rétrodiffusion radar vient du travail de *Crombie* [1955] avec des ondes électromagnétiques de longueur d'onde de 22 mètres. Il montre que la ligne prédominante dans le spectre Doppler pour des angles rasants du retour rétrodiffusé par la mer intervient exactement à la fréquence d'une vague de longueur d'onde de 11 mètres, soit la moitié de la longueur d'onde électromagnétique. A certaines longueurs d'onde électromagnétiques, la théorie des perturbations semblait expliquer une caractéristique importante du signal rétrodiffusé.

Pour les longueurs d'onde électromagnétique utilisées par *Crombie*, les approximations de la théorie des perturbations sont bien justifiées. *Wait and Conda* [1959] démontrent que la théorie peut expliquer quantitativement la rétrodiffusion d'ondes HF par des vagues, la situation que *Crombie* a observé quatre ans auparavant. *Peake* [1959] montre que cette méthode mène aussi à des résultats qui se comparent bien avec des expériences menées à des fréquences électromagnétiques plus élevées dans le domaine des micro-ondes quand on l'applique à des surfaces stationnaires légèrement rugueuses telles que les autoroutes en asphalte. A la fin des années 60, des chercheurs américains et soviétiques publient des résultats d'études théoriques et d'expérimentations en laboratoire qui montrent l'applicabilité de la théorie des perturbations à de très petites modifications de la surface marine (*Wright* [1966], *Bass et al.* [1968b]). Ces études s'intéressent à la diffusion d'une onde sur une surface sinusoïdale artificiellement générée afin de montrer la nature résonante de la rétrodiffusion et sa proportionnalité avec la hauteur de ces ondes. Les mêmes chercheurs ont fait suivre ces papiers, d'articles proposant et offrant un soutien pour la théorie de surface composite afin d'expliquer la diffusion de micro-ondes venant d'une surface de mer réaliste (*Bass et al.* [1968a], *Wright* [1968]). Ils postulent que les longues vagues peuvent être traitées en utilisant l'approximation du plan tangent alors que les petites seraient responsables de la diffraction. Le développement en petites perturbations au premier ordre est appliqué à chaque plan, ou facette, pour produire une collection de signaux diffusés. La somme de toutes les contributions des différentes facettes correspond alors au signal total modélisé. Dans ces modèles, une distinction entre "petites" échelles et échelles des facettes doit être possible de sorte que la puissance retournée puisse être calculée en prenant la somme incohérente des retours venant de chaque facette individuelle.

Le développement de la théorie de surface composite pour décrire la surface de mer, a montré des preuves de son applicabilité et a permis d'obtenir de l'information sur les interactions air/mer qui ne sont pas évidentes à obtenir par d'autres moyens. Le nom de "diffusion de Bragg" est donné à la diffusion de type perturbation après les études menées par *W. L. Bragg* sur la diffraction de rayons X par des solides. Les théories de Bragg et de surface composite ont été analysées et des preuves pour leur applicabilité ont été présentées (*Barrick and Peake* [1967], *Valenzuela* [1978],

Bass and Fuks [1979]).

Il faut insister sur le fait que le calcul exact des champs diffusés par la surface de mer reste un problème difficile. Bien qu'ayant fait de larges progrès (e.g. Méthode des Moments (*Soriano et al.* [2002])), le nombre de points à échantillonner reste prohibitif pour réaliser des simulations numériques sur des surfaces de mer réalistes (multi-échelles, fractales, intermittentes ...). La simulation de la diffusion d'ondes électromagnétiques par la surface de la mer est donc principalement fondée sur des méthodes approchées, dont l'efficacité et la précision ont été constamment améliorées ces dernières années. Deux limites asymptotiques rigoureuses, à savoir l'optique géométrique (GO) ou méthode du plan tangent et la méthode des petites perturbations (SPM), peuvent alors être exploitées. Différents modèles unifiés capables d'approcher ces solutions asymptotiques ont alors été proposés et seront présentés par la suite.

2.3 État de l'art en télédétection passive

L'émission micro-ondes par l'océan a été caractérisée pour la première fois par *Nordberg et al.* [1969], *Ross et al.* [1970] et *Hollinger* [1970]. Ces auteurs ont comparé leurs observations radiométriques avec les prédictions d'un modèle utilisant la théorie de l'optique géométrique (*Stogryn* [1967]) et ne trouvèrent pas un accord satisfaisant entre les prédictions du modèle et les mesures. La dépendance au vent dans ce modèle GO était fondée sur la loi empirique dérivée des mesures de variance des pentes réalisées par *Cox and Munk* [1954a] à partir de mesures optiques. Mais cela ne semblait pas s'ajuster aux mesures. *Strong* [1971] suggère que le désaccord vient du fait que le modèle néglige les irrégularités de la surface qui sont petites par rapport à la longueur d'onde du rayonnement.

Wu and Fung [1972] développent alors un modèle 2-échelles prenant en compte les petites échelles de la surface de mer en étendant la théorie proposée par *Semyonov* [1966] pour calculer l'émissivité de surface. La dépendance au vent de leur modèle est difficile à évaluer : l'écart type des hauteurs caractérisant les petites échelles a été dérivé a posteriori en ajustant les calculs théoriques aux données expérimentales.

Wentz [1975] propose un modèle 2-échelles "amélioré", incluant l'ombrage, les réflexions multiples et combinant la diffusion des petites et des grandes échelles de manière consistante avec la conservation de l'énergie. Les paramètres statistiques de la rugosité sont dérivés du spectre de mer empirique de *Pierson and Stacy* [1973] et la température de brillance calculée est comparée aux données expérimentales de *Hollinger* [1971]. Le modèle montre une meilleure capacité à décrire les données que le modèle GO.

Parallèlement à cela, un certain nombre de chercheurs s'intéressent à modéliser l'émission micro-onde des vagues de gravité-capillarité et des rides capillaires sur la surface océanique. *Van Melle et al.* [1973] montrent expérimentalement pour la première fois en laboratoire que l'émissivité de l'eau de mer dépend de la longueur d'onde des vagues de surface. Ils supposent, malgré le peu de fondements expérimentaux, que la longueur d'onde des vagues correspondant à l'intensité maximale du rayonnement peut être déterminée par une condition de résonance de type Bragg. Dans des conditions expérimentales similaires, *Etkin et al.* [1978] montrent que le maximum d'émission apparaît dans des conditions différentes. Ils interprètent cette dépendance de l'émissivité avec la longueur d'onde des vagues comme la manifestation d'effets critiques accompagnant la disparition des spectres de diffraction en présence de diffusion d'onde électromagnétiques sur des structures périodiques, faisant l'analogie avec les "anomalies de Wood" observées en optique. Ce phénomène de résonance a été quantifié pour des ondes monochromatiques dirigées parallèlement au plan d'incidence par *Kravtsov et al.* [1978] et a été vérifié par comparaison avec des mesures en laboratoire par *Gershenson et al.* [1986].

La modélisation électromagnétique utilisée est fondée en grande partie sur les nombreuses

études réalisées sur la diffraction par des réseaux périodiques. *Wood* [1902] découvre que les réseaux gravés dans un métal très conducteur présentent pour certaines fréquences un changement soudain de l'intensité de la lumière diffractée. Wood s'attendait à un spectre continu de la distribution d'intensité. Cependant, il observe, dans plusieurs régions, de brusques maxima et minima d'intensité. Il note également que ces bandes étroites peuvent être affaiblies ou supprimées complètement dans certains cas, mais pas dans d'autres, en frottant la surface du réseau. De plus, il remarque que l'apparition de ces variations d'intensité dépend de la polarisation de l'onde incidente. Le comportement des bandes sombres et lumineuses dépend donc de la longueur d'onde et de l'angle d'incidence ainsi que de la polarisation. Le premier traitement théorique de ces anomalies est dû à *Rayleigh* [1907a]. Sa théorie repose sur un développement du champ électromagnétique diffracté au niveau des ondes émergentes uniquement. Grâce à cette approche, il trouve que le champ diffracté est singulier pour des longueurs d'ondes dont l'émergence du réseau a lieu à angle rasant. Ce phénomène correspond à la transformation d'un ordre de diffraction propagatif en un ordre de diffraction évanescent et inversement. Il observe que ces longueurs d'ondes, appelées longueurs d'ondes de Rayleigh, λ_r , correspondent aux anomalies de Wood. De plus, ces singularités apparaissent seulement lorsque le champ électrique est polarisé perpendiculairement aux traits du réseau. Pour la polarisation horizontale, Rayleigh prévoit un comportement régulier autour de λ_r . La théorie de Rayleigh prédit correctement les principaux comportements observés expérimentalement à cette époque : les longueurs d'ondes auxquelles les anomalies TM¹ surviennent et l'absence d'anomalies TE². Une des limitations de la théorie de Rayleigh est qu'elle indique la singularité à la longueur d'onde de Rayleigh mais ne rend pas compte de la forme des bandes liées aux anomalies. Dans une tentative pour surmonter cette difficulté, *Fano* [1941] envisage un réseau constitué d'un matériau diélectrique absorbant, mais dont les coefficients du développement divergent au voisinage de λ_r . Pendant plusieurs années, la théorie fut essentiellement en accord avec les observations expérimentales de base, quoique plusieurs aspects, plus fins, dont la forme détaillée des anomalies, ne puissent être prédits. Dans la seconde moitié du 20^{ème} siècle, le développement des traitements électromagnétiques de la diffraction produite par différents objets permet d'adopter une autre approche pour expliquer les anomalies de Wood. Cette approche considère le champ total diffracté comme résultant de la réponse d'un ensemble d'objets diffractants constituant la structure étudiée. De telles analyses ont été appliquées à une grande variété de structures périodiques et, pour un ensemble approprié de paramètres, on explique les anomalies de Wood. Grâce à cette méthode, *Twersky* [1952, 1962] fut le premier à discuter le cas des minima observés par Wood. Dans les années 60, l'apparition des théories rigoureuses de la diffraction et des outils de calculs informatiques permit d'entreprendre la description précise des anomalies de Wood. Les anomalies dites "de résonance", par opposition aux anomalies classiques dites "de Rayleigh" s'expliquent par l'excitation d'une onde de surface³ ou d'une onde guidée⁴, suivant le type de structure envisagée. L'énergie transportée par cette onde peut être totalement absorbée ou au contraire être redistribuée dans un des ordres de diffraction propagatifs. Les approches théoriques développées par *Nevière and Petit* [1973] montre que, d'un point de vue mathématique, les anomalies de résonances correspondent aux solutions du problème homogène, c'est-à-dire aux solutions des équations de Maxwell associées aux conditions aux limites à l'interface du réseau, en l'absence de toute excitation extérieure.

Dans les années 80, un certain nombre d'ouvrage de référence ont vu le jour (*Ulaby et al.* [1981, 1982]; *Tsang and Shin* [1985]; *Ulaby et al.* [1986]; *Kong* [1990]). Ils présentent de manière détaillée les différents développements ou méthodes amenant au calcul de la réflectivité. Depuis les

1. Transverse Magnetic : polarisation verticale

2. Transverse Electric : polarisation horizontale

3. dans le cas des réseaux métallisés, on parlera de plasmons de surface et de résonance de plasmons de surface

4. dans le cas des réseaux diélectriques, on parlera de résonance de mode guidé

années 90, aucune innovation majeure n'a été apportée aux solutions proposées dans ces ouvrages. Notons que les modèles de température de brillance les plus utilisés et qui sont implémentés dans l'algorithme de correction des données SMOS sont décrits dans *Yueh et al. [1994b]* et dans *Yueh [1997]*, et seront présentés succinctement par la suite.

2.4 État de l'art du lien actif/passif

L'intérêt de combiner les informations issues de capteurs actifs et passifs pour l'étude des caractéristiques de la surface de mer est né dans les années 60. *Peake et al. [1966]* proposent une étude prospective sur le sujet. Ils notent l'importance de déconvoluer la mesure radiométrique du gain d'antenne et proposent une méthode simple de "bootstrap". Ils donnent des exemples de l'interdépendance des sorties des capteurs actifs et passifs, et de leur relation avec les propriétés de surface importante. Des résultats essentiellement qualitatifs sont donnés pour deux séries de mesures, réalisées presque simultanément avec un radar et un radiomètre (à 10 GHz et 35 GHz) sur une surface bien contrôlée. Dans chaque cas, la donnée d'un capteur est utilisée pour donner une explication plus détaillée de la sortie de l'autre, et les sorties combinées des deux capteurs interprétées en termes de caractéristiques mesurables de surface (échelles de rugosité, constante diélectrique, densité, teneur en eau).

Guissard et al. [1992] et *Boukabara et al. [2002]* proposent une approche 2-échelles pour simuler à la fois des températures de brillance et des coefficients de diffusion mesurés par des instruments embarqués. Le modèle développé prend en compte le fait que ces deux types de mesures ne sont pas indépendantes. Ils comparent leur modèle avec des mesures issues de différents capteurs et concluent, malgré une certaine consistance modèle/données, que le modèle de surface et la théorie électromagnétique de diffusion doivent être améliorés. Leur travaux montrent que l'inversion de données actives et passives de manière combinée est possible mais que l'étalonnage de chacun des instruments étant fait séparément, l'ajout de petites corrections reste indispensable.

Pour une démarche également "cohérente" dans le cadre des études pour la mission Aquarius, *Irisov and Plant [2007]* présentent des comparaisons entre des observations radar et radiométriques de la surface de mer réalisées à partir d'un avion. Ils expriment les contributions induites par la rugosité à la mesure du coefficient de rétrodiffusion radar σ et l'émissivité Δe pour différentes composantes du spectre des vagues, en imaginant la construction d'une fonction de transfert linéaire de type

$$\{\sigma, \Delta e\} = \int \Gamma(\xi)G(\xi)d\xi \quad (2.4.1)$$

où $\Gamma(\xi)$ est le spectre des vagues et $G(\xi)$ est une fonction de poids. A fort angle d'incidence ($\sim 60^\circ$), cette fonction de poids "radar" correspond à un filtre passe-bande centré sur le nombre d'onde de résonance de Bragg $\xi = 2K_r \sin \theta_0$ où K_r et θ_0 sont le nombre d'onde et l'angle d'incidence local du radar. A 20° d'incidence, la largeur du filtre est plus grande. La réflexion spéculaire devenant non négligeable à de tels angles, la rétrodiffusion perd de sa sélectivité par rapport aux vagues purement résonantes.

Basée sur une approche SPM, la fonction de poids du radiomètre est plus étendue et dépend de la polarisation et des angles d'incidence. A proximité du nadir, la majorité du signal radiométrique est déterminée par les vagues dont le nombre d'onde K appartient au domaine :

$$K_t(1 - \sin \theta_t) < K < K_t(1 + \sin \theta_t) \quad (2.4.2)$$

où K_t et θ_t sont le nombre d'onde et l'angle d'incidence local du radiomètre. Contrairement à la

fonction de poids radar, celle du radiomètre devient plus large à forts angles d'incidence. Le signal radiométrique devient alors proportionnel à la variance totale des pentes et courbure des vagues.

2.5 Conclusion

Comme on a pu le voir dans ce chapitre, notre compréhension générale des phénomènes à l'origine de la diffusion est relativement bien établie dans le domaine de l'analyse des mesures radar et des mesures radiométriques. Il est important de noter que dans l'analyse de la surface océanique, le radar a souvent été préféré au radiomètre comme instrument de mesure. Cette préférence est liée au simple fait que les sources d'incertitudes avec un radar (contribution parasites à la mesure) sont bien inférieures à celles d'un radiomètre. En effet, le radiomètre mesure un bruit thermique dont l'origine n'est pas limitée à la surface mais pouvant venir d'un ensemble de contributions diverses alors que le radar mesure essentiellement la modification de son signal émis induite par la surface. De plus, le lien entre ces deux mesures n'est pas trivial et les tentatives d'analyse combinée sur la surface de mer sont encore rares. Dans le chapitre suivant, on définira les différentes quantités caractéristiques de la mesure radar et radiométrique afin de poser les bases du lien qu'on peut établir entre ces deux types de mesure.

Chapitre 3

Cadre général de l'analyse active/passive

3.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous introduisons les différentes quantités intervenant dans la mesure à distance par des radars ou des radiomètres. Une définition de la section efficace de diffusion pour un surface aléatoire est présentée, ainsi que la définition de la température de brillance sous la forme bien connue du vecteur de Stokes modifié. Une représentation succincte de la modélisation de la surface océanique sera présentée et en guise de conclusion de ce chapitre, une discussion du lien actif/passif sera proposée.

3.2 Quantités mesurées à distance de manière active

La connaissance des champs électrique et magnétique à travers tout l'espace implique une solution complète au problème de diffusion d'une onde par une surface déterministe. Dans le cas d'une surface aléatoire, c'est la connaissance des propriétés statistiques des variables aléatoires, champ électrique et magnétique, qui est nécessaire. Cependant, beaucoup de systèmes utilisés en télédétection active et passive mesurent seulement une petite fraction de cette information, qui est le plus souvent relative aux amplitudes du champ diffusé sans information sur la phase. La télédétection par un instrument actif implique l'utilisation d'un système radar pour transmettre une onde électromagnétique incidente sur la surface et fournit les mesures du champ ou de la puissance diffusée. La puissance reçue par un système radar idéal en configuration mono-statique pour une puissance transmise P_t est donnée par l'équation radar

$$P_r = P_t \frac{G_t^2 \lambda^2 \sigma}{(4\pi)^3 R^4} \quad (3.2.1)$$

où G_t représente le gain de l'antenne radar, λ est la longueur d'onde, R la distance entre le transmetteur et la cible, et σ est une quantité décrivant la cible et appelée section efficace radar. La section efficace radar σ est définie comme la surface d'un élément rayonnant de manière isotrope qui produirait la même puissance diffusée que la cible au niveau du récepteur. Elle est une fonction de la fréquence, des angles d'incidence et de diffusion, de la polarisation, et des propriétés physiques de la cible. Quand on s'intéresse à la mesure à distance de milieux géophysiques tels que la surface des océans, on utilise généralement la section efficace radar normalisée (SERN), σ^0 , définie comme σ/A où A représente l'aire de la zone illuminée par l'antenne. Dans ce mémoire, on utilisera la notation σ pour désigner σ^0 .

Une définition spécifique pour la SERN en champ lointain est donnée par

$$\sigma_{pq}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) = \lim_{R \rightarrow \infty} \frac{4\pi R^2 |E_{pq}^s|^2}{A |E_q^i|^2} \quad (3.2.2)$$

où $p, q = h, v$ représentent respectivement l'état de polarisation des ondes diffusées et incidentes, E^s est l'amplitude du champ diffusé dans la direction \mathbf{k} , E^i est l'amplitude du champ incident venant de la direction \mathbf{k}_0 et A est l'aire de la surface illuminée par le radar. Cette section efficace est définie de telle sorte que l'intégration de $\sigma_{hq} + \sigma_{vq}$ sur l'hémisphère supérieur à la zone définie par A donne $4\pi \cos \theta_0$ pour qu'il y ait conservation de l'énergie. Les systèmes radar mono-statique mesurent la SERN uniquement dans la direction de rétro-diffusion alors que les systèmes bistatiques, beaucoup plus rares nécessitant un transmetteur et un récepteur découplés, peuvent mesurer la SERN dans toutes les directions de diffusions.

Une quantité alternative $\gamma_{pq} = \sigma_{pq} / \cos \theta_0$ est aussi communément utilisée et sera désignée comme le coefficient bistatique de diffusion normalisé. Ce coefficient de diffusion est normalisé par l'intégration de $\hat{n} \cdot \mathbf{S}_{inc}$, où \hat{n} est la normale à la surface et \mathbf{S}_{inc} est la densité de flux du vecteur de Poynting de l'onde incidente, au-dessus de la surface plutôt que $\mathbf{S}_{inc}A$ utilisé pour σ . Ce facteur correspond à $\cos \theta_0$ pour des ondes planes incidentes.

Pour les surfaces aléatoire, σ_{pq} est définie en termes de moyenne d'ensemble de l'intensité diffusée comme

$$\sigma_{pq}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) = \lim_{R \rightarrow \infty} \frac{4\pi R^2 \langle |E_{pq}^s|^2 \rangle}{A |E_q^i|^2} \quad (3.2.3)$$

où $\langle \cdot \rangle$ indique une moyenne d'ensemble sur les réalisations du processus stochastique de la surface. Notons qu'on peut séparer ces quantités en une partie cohérente et une partie incohérente, définie par

$$\sigma_{pq}^c(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) = \lim_{R \rightarrow \infty} \frac{4\pi R^2 |\langle E_{pq}^s \rangle|^2}{A |E_q^i|^2}$$

et

$$\sigma_{pq}^i(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) = \lim_{R \rightarrow \infty} \frac{4\pi R^2 \langle |E_{pq}^s - \langle E_{pq}^s \rangle|^2 \rangle}{A |E_q^i|^2}$$

où la somme de la partie cohérente σ_{pq}^c et de la partie incohérente σ_{pq}^i est égale à l'équation (3.2.3).

3.3 Quantités mesurées à distance de manière passive

En télédétection passive, les radiomètres sont utilisés pour mesurer la puissance du bruit thermique émis par le milieu observé. Le niveau de cette puissance mesurée est décrit en terme de température de brillance, qui est une fonction de la fréquence, de l'angle d'observation, de la polarisation, et des propriétés du milieu. La température de brillance mesurée peut être définie par le vecteur de Stokes modifié comme

$$T_B = \frac{1}{C} \begin{bmatrix} T_h \\ T_v \\ U \\ V \end{bmatrix} = \frac{1}{\eta C} \begin{bmatrix} \langle E_h E_h^* \rangle \\ \langle E_v E_v^* \rangle \\ 2 \operatorname{Re} \langle E_v E_h^* \rangle \\ 2 \operatorname{Im} \langle E_v E_h^* \rangle \end{bmatrix} \quad (3.3.4)$$

Dans cette équation, E_h et E_v sont les champs électriques émis qui sont reçus par les canaux de polarisations horizontale et verticale du radiomètre, η est l'impédance caractéristique de l'air, et $C = k_B/\lambda^2$ avec k_B la constante de Boltzmann et λ la longueur d'onde. Les deux premiers paramètres du vecteur de Stokes de la température de brillance correspondent respectivement aux puissances reçues en polarisation horizontale et verticale. Le troisième et le quatrième paramètre correspondent à la corrélation complexe entre les champs électriques reçus par les canaux de polarisations horizontale et verticale.

L'émissivité e d'un corps à l'équilibre thermodynamique est définie comme le rapport entre la température de brillance T_B émise et son actuelle température physique T_{phys} :

$$T_{B_p} = e_p(\theta, \phi)T_{phys} \quad (3.3.5)$$

Dans cette équation, l'indice p désigne la polarisation de la température de brillance, θ est l'angle polaire d'observation, et ϕ est l'angle azimutal d'observation. D'après les principes de conservation de l'énergie et de réciprocité¹, la loi de Kirchhoff relie cette émissivité à la réflectivité de la surface (Peake [1959]) :

$$e_p(\theta, \phi) = 1 - r_p(\theta, \phi) \quad (3.3.6)$$

La réflectivité $r_p(\theta, \phi)$ dans la polarisation p est définie comme la fraction de la puissance incidente qui est rediffusée dans la direction (θ, ϕ) et pouvant être évaluée par intégration des coefficients bistatiques de diffusion $\gamma_{pq}(\theta', \phi', \theta, \phi)$ sur tous les angles de diffusion dans l'hémisphère supérieur et par sommation des résultats des deux polarisations orthogonales :

$$r_p(\theta, \phi) = \frac{1}{4\pi} \iint [\gamma_{pp}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) + \gamma_{qp}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0)] d\Omega_s \quad (3.3.7)$$

Dans l'expression des coefficients bistatiques de diffusion, \mathbf{k}_0 et \mathbf{k} représentent respectivement les directions incidente et de diffusion, et les indices p et q , les polarisations des ondes diffusées et incidentes.

3.4 Représentation de la surface océanique

Dans des conditions "calmes", en l'absence de courant ou de houles résiduelles, la surface de l'océan peut être supposée localement plane et caractérisée principalement par sa température de surface (SST), sa salinité de surface (SSS) et son contenu organique. Quand le vent souffle sur une telle surface, cela génère une distribution de vagues, caractérisées par une distribution d'échelles (longueurs d'onde), qui se propagent, se développent et interagissent en général faiblement les unes avec les autres. L'échelle dominante dépend du développement du champ de vague et de la force de la tension du vent à l'endroit et au temps de l'observation. Si le vent continue d'être une source assez puissante d'énergie pendant un temps suffisamment long, des événements sporadiques, déferlements, ont lieu sur une gamme d'échelles allant de ~ 20 cm à ~ 100 m et sont associés à la génération d'écume à la surface.

Supposons que cette scène soit illuminée par un radar ou observée par un radiomètre micro-onde à une fréquence et un angle d'observation donnés. En présence de vagues, différents mécanismes de diffusion ont lieu au niveau de la surface de mer dépendant des géométries et des échelles caractéristiques des vagues (hauteur, pente, courbure, longueur, durée de vie). D'après toutes les études théoriques et expérimentales passées, une description statistique précise des pentes est un élément crucial afin d'interpréter les divers jeux de données acquis depuis satellite et avion. Dans le cas de l'altimétrie par satellite, la densité de probabilité (pdf²) des pentes de la surface de mer

1. $\cos \theta_0 \gamma_{pq}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) = \cos \theta_s \gamma_{qp}(\mathbf{k}_0, \mathbf{k})$

2. Probability density function.

entre directement dans la prédiction de la puissance rétrodiffusée. La pdf des pentes est aussi essentielle dans la moyenne d'ensemble sous-jacente aux modèles de diffusion par une surface composite i.e. une surface décomposée en facettes "rugueuses". Dans la plupart des études qui utilisent un modèle de surface avec des données de télédétection, les statistiques gaussiennes sont presque systématiquement choisies. Cette approximation est à la fois numériquement et analytiquement séduisante car elle ne requiert que le paramètre de variance des pentes pour définir un modèle complet. Toutefois, compte tenu de la nature complexe de la surface de la mer, on peut facilement imaginer qu'une hypothèse gaussienne est une représentation statistique insuffisante. De manière théorique, le forçage des vagues de gravité courte par le mouvement orbital des longues vagues plus rapide tend à raccourcir et à raidir ces vagues les plus courtes. La distribution des variances des pentes n'est pas uniforme et cela a pour effet de modifier la distribution gaussienne (*Chapron et al.* [2000]). Par ailleurs, les interactions fortes et intermittentes qui accompagnent l'apparition des déferlements est aussi une source potentielle d'écart aux statistiques gaussiennes (*Phillips* [1988], *Kudryavtsev et al.* [2005]).

Notons aussi qu'une description spectrale de la surface océanique intervient souvent dans les modèles électromagnétiques. Ces spectres de surface donnent des informations générales sur la surface, et ils sont importants pour comprendre comment les vagues interagissent avec les ondes électromagnétiques. Plusieurs formes empiriques ou semi-empiriques du spectre des élévations de la surface de mer ont été proposées dans le cadre d'applications de télédétection (*Banner* [1990]; *Apel* [1994]; *Elfouhaily et al.* [1997]; *Kudryavtsev et al.* [1999]) et des "vieux" modèles classiques sont toujours utilisés dans la modélisation électromagnétique de la diffusion par la surface de mer (*Durden and Vesecky* [1985]; *Donelan et al.* [1985]; *Plant* [1986]). A ce propos, une petite revue de différents modèles spectraux est proposée en annexe E.

Dans le chapitre suivant, il va être question de modélisation électromagnétique. Or le développement d'un modèle électromagnétique de diffusion/émission est étroitement lié à la nature de la surface. La surface de mer variant en temps et en espace sous l'action de plusieurs agents extérieurs (vents, pression, gravité ...), on a l'habitude de la décrire comme un processus aléatoire limité par un certain nombre de moments statistiques. Des hypothèses sur la surface sont nécessaires afin d'être capable de trouver une solution simple au problème électromagnétique. Les hypothèses majeures quand on traite de processus aléatoires dans le cadre du développement d'un modèle électromagnétique sont :

- la stationarité : les propriétés statistiques de la surface ne changent pas par translation horizontale du point d'observation.
- l'ergodicité : une moyenne d'ensemble de plusieurs réalisations de surfaces indépendantes est équivalente à une moyenne temporelle de l'évolution d'une réalisation aléatoire.
- la longueur de corrélation : Les dimensions de la zone observée sont plus grandes que les longueurs de corrélation de surface des vagues. L'homogénéité de la zone est nécessaire pour les calculs numériques.
- le rayon de courbure : tous les éléments de la surface sont interprétés comme des vagues ayant un rayon de courbure fini. Un plan tangent peut toujours être déterminé à chaque point de la surface afin de déterminer les coefficients de Fresnel pour la réflexion et la transmission.
- le champ lointain : la distance entre l'observateur et la surface est suffisamment grande pour que l'amplitude des ondes évanescentes soit négligeable devant celle des ondes radiatives.
- le critère de rayleigh : si $Q_z^2 \rho(0) \ll 1$ alors la surface est plutôt "lisse", Q_z est la composante verticale du vecteur d'onde électromagnétique et $\rho(0)$ est la variance des élévations de la surface.

3.5 Discussion sur le lien actif/passif

La formule (3.3.6) reliant via l'équation 3.3.7 les coefficients bistatiques de diffusion γ_{pq} à l'émissivité e est une relation exacte. Dans le cas idéal d'une surface parfaitement lisse, r_p est tout simplement égale au coefficient de réflexion de Fresnel (Annexe B). Cependant, cette relation doit être appliquée avec précaution dans la pratique. Le problème survient quand les effets de diffusion par la rugosité de la surface et des inhomogénéités volumiques, type écume, sur la surface doivent être prises en compte. Il convient donc de garder à l'esprit les points suivants :

- La dérivation de (3.3.6) utilise la réciprocité et la conservation de l'énergie. Quand on utilise (3.3.6) pour calculer l'émissivité, la solution de γ_{pq} doit obéir à la conservation de l'énergie et à la réciprocité. Cela n'est pas nécessairement garanti quand γ_{pq} est seulement une approximation de la solution du problème de diffusion.

- La télédétection active mesure le plus souvent dans une direction unique de diffusion (altimètre, diffusiomètre ...), à savoir la rétrodiffusion. On a alors seulement besoin d'avoir une bonne approximation de γ_{pq} dans une seule direction de diffusion. Pour calculer l'émissivité en utilisant (3.3.6), on a besoin d'intégrer γ_{pq} sur un angle solide de 2π . Cela requiert une solution de γ_{pq} pour toutes les directions de diffusion de l'angle solide, et les modèles approchés de γ_{pq} restent souvent valides pour des configurations géométriques particulières.

- En l'absence de surfaces rugueuses et d'inhomogénéités volumiques, il n'y a pas de rétrodiffusion. Les mesures monostatiques en télédétection active proviennent directement des effets de la diffusion par un milieu aléatoire. Pour la télédétection passive, on mesure l'émissivité qui a une valeur finie même si la surface n'est pas rugueuse. Ainsi les surfaces rugueuses donnent uniquement un changement différentiel (qui peut être petit) par rapport à l'émissivité d'une surface homogène parfaitement lisse.

- Un aspect important du lien actif/passif est lié à la nature de la diffusion de l'onde électromagnétique au niveau de la surface. Les systèmes radar conventionnels mesurent essentiellement la partie incohérente de la diffusion correspondant au cas où les phases des ondes provenant des différents diffuseurs sont décorrélées. Au contraire, en passif, la distinction de la diffusion cohérente et incohérente dans la mesure n'est pas possible.

Chapitre 4

Revue des modèles électromagnétiques

Préambule

On se propose de faire une revue des modèles électromagnétiques utilisés dans le domaine de l'analyse des mesures radar et radiométriques de la surface océanique. Il est entendu que ces modèles sont des guides à l'interprétation des mesures et sûrement pas une reproduction fidèle de la réalité, la prise en compte de l'ensemble des paramètres géophysiques et instrumentaux étant certainement irréaliste. Par soucis de concision et de clarté, ces modèles seront le plus souvent présentés sous une forme générique et les développements ne seront pas présentés dans leur intégralité. Le lecteur intéressé par une dérivation complète des calculs est invité à lire les papiers originaux.

Dans un premier temps, on présentera les modèles développés pour l'analyse des mesures actives. Compte tenu de la quantité impressionnante de ces derniers dans la littérature, on se limitera à l'étude de quelques développements récents. Notons dès à présent que ces modèles ont été développés essentiellement pour expliquer le comportement de la section efficace en fonction de l'angle de diffusion dans la configuration particulière de la rétrodiffusion.

Les modèles développés pour l'analyse des mesures radiométriques sont moins nombreux et essentiellement basés sur les développements réalisés en actif.

4.1 Modélisation de la section efficace radar normalisé (SERN)

4.1.1 Introduction

Comme on l'a vu précédemment, les propriétés de la diffusion par une surface rugueuse s'expriment en termes de champs électrique et magnétique. La détermination de ces quantités pour une surface rugueuse quelconque correspond à un problème mathématique complexe pour lequel aucune solution analytique simple n'existe. Néanmoins, deux approches analytiques existent pour résoudre un problème de diffusion d'onde par une surface rugueuse selon des hypothèses asymptotiques :

- la méthode des petites perturbations (SPM). Elle fut appliquée pour la première fois par *Rayleigh* [1907b]. Cette approche permet d'obtenir les solutions asymptotiques dites "basse fréquence".
- l'approximation de l'optique physique (PO) ou approximation de Kirchhoff (KA). Cette théorie assume le caractère local de l'interaction du rayonnement avec la surface. Les solutions

asymptotiques obtenues sont dites "haute fréquence". Cela signifie qu'on peut retrouver les résultats de l'optique géométrique (GO) dans le cadre de cette approximation.

Dans le cas où la surface de mer est caractérisée par :

- des petites hauteurs et des petites pentes, on fera appel à la méthode asymptotique des petites perturbations (SPM).
- des hauteurs grandes mais avec des rayons de courbure très grands devant la longueur d'onde électromagnétique, on aura recours à l'approximation de l'optique géométrique (GO) ou méthode du plan tangent (TPM).

Les surfaces océaniques sont caractérisées par une large gamme d'échelles dont les caractéristiques peuvent correspondre à ces deux limites. Nombreux ont été les efforts visant à les unifier pour mieux interpréter les mesures. On peut mentionner de manière non exhaustive :

- *Barrick and Peake* [1967] propose un modèle composite comme l'addition brute d'une contribution GO et d'une contribution SPM à l'ordre un.
- *Lynch* [1970] étend les solutions de Kirchhoff en supposant qu'il existe un facteur de phase additionnel. En utilisant un principe variationnel, il montre que ce facteur de phase dépend du rapport de la courbure sur la variance des pentes.
- *Voronovich* [1985] propose la méthode des petites pentes (SSA) qui élimine toute restriction sur la hauteur des irrégularités.
- la méthode de perturbation de phase (PPM) introduite par *Winebrenner and Ishimaru* [1985] étend le domaine d'applicabilité de la SPM sans donner de solutions tractables numériquement.
- *Rodriguez* [1989] fait un développement perturbatif de la fonction de transfert de moment et obtient des corrections de courbures dans l'approximation de Kirchhoff qui dépendent de la longueur d'onde électromagnétique.
- la méthode de perturbation locale proposée par *Izers et al.* [1991], applicable pour des petites pentes et des hauteurs arbitraires de la surface.
- *Dashen and Wurmser* [1991a, b, c] propose un modèle composite, la "Local Weight Approximation" (LWA), fondée sur les propriétés d'invariance d'inclinaison de la matrice de diffusion et qui a une précision en courbure au carré. Sa principale limitation est sa restriction aux cas de surfaces parfaitement conductrices.
- Le "Integral Equation Model" (IEM) développé par *Fung and Pan* [1986]; *Fung et al.* [1992]; *Fung* [1994] et légèrement modifié par *Hsieh et al.* [1997] est basé sur l'expression des champs tangents à la surface proposée par *Poggio and Miller* [1973].
- *Elfouhaily et al.* [2003], et *Mouche et al.* [2007a, b], proposent respectivement deux autres méthodes heuristiques, la "Local Curvature Approximation" (LCA) et la "Resonant Curvature Approximation" (RCA). Ces méthodes postulent une forme du développement du champ qui satisfait les bonnes limites asymptotiques et l'invariance par inclinaison de pente au premier ordre.

Le lecteur intéressé par une revue plus exhaustive des différentes méthodes développées pour la modélisation de la diffusion par une surface rugueuse est invité à lire la revue complète sur le sujet réalisée par *Elfouhaily and Guérin* [2004].

4.1.2 Domaine de validité

Le domaine de validité correspond aux conditions d'applicabilité des modèles électromagnétiques. Ces conditions s'expriment comme une relation entre une quantité caractéristique de la surface et le nombre d'onde électromagnétique K . Le critère principal retenu dans la théorie de Kirchhoff est le rayon de courbure R_c . La condition peut s'exprimer sous la forme suivante :

$$2KR_c \cos^3 \theta_i \gg 1 \quad (4.1.1)$$

Sur toute la surface, le rayon de courbure R_c doit être beaucoup plus grand que la longueur d'onde électromagnétique de l'onde incidente. Dans le cas de la surface océanique, cette contrainte sur R_c est largement dominée par l'existence des petites échelles de rugosité, à savoir, les vagues de capillarité-gravité. La condition précédente n'est pas respectée si l'on considère le calcul du rayon de courbure en intégrant l'ensemble de toutes les échelles de la surface. Pour appliquer la théorie de Kirchhoff à l'étude de mesures radar de la surface océanique, il convient de considérer une version filtrée de la surface réelle. Ce filtrage ne repose sur aucune considération physique précise. Toutefois, de bons résultats sont trouvés pour des comparaisons modèle/données quand on considère une surface filtrée des irrégularités inférieures à environ trois fois la longueur d'onde électromagnétique.

L'autre critère rencontré dans la méthode des petites perturbations concerne le paramètre de Rayleigh $\rho(0)Q_z^2$ où $\rho(0)$ est la variance des fluctuations des élévations et $Q_z^2 \simeq K^2 \cos^2 \theta$. Une surface est dite lisse au sens de Rayleigh si

$$\rho(0)Q_z^2 \ll 1 \quad (4.1.2)$$

Une fois de plus, ce critère ne peut pas être respecté si toutes les échelles de surface sont considérées. La surface doit être filtrée des échelles les plus grandes.

Ainsi la surface de mer peut elle apparaître comme violant les hypothèses théoriques des modèles. Les cas de mesures HF dans le rasant ou des mesures optiques de l'éclat du soleil, où les conditions 4.1.2 et 4.1.1 sont respectivement vérifiées, restent des exceptions. Une modélisation basée sur la SPM pour les mesures HF dans le rasant et une modélisation selon l'optique physique pour les mesures optiques s'appliquent totalement. Une inversion directe des mesures en termes de propriétés géométriques et cinématiques de la surface est alors possible.

4.1.3 Présentation de la géométrie

Le schéma (4.1) présente la géométrie typique d'un problème de diffusion. Le plan (xOy) définit le niveau moyen de la surface rugueuse considérée. Soit une onde électromagnétique incidente de vecteur d'onde \mathbf{K}_0 , cette onde sera diffusée dans toutes les directions avec une intensité variable. Le problème est de connaître le champ électrique de l'onde diffusée dans la direction \mathbf{K} pour pouvoir évaluer le coefficient bistatique $\sigma_{pq}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0)$ de l'équation (3.2.3).

On définit la normale à la surface par

$$\hat{\mathbf{n}} = \frac{\mathbf{K} - \mathbf{K}_0}{|\mathbf{K} - \mathbf{K}_0|} \quad (4.1.3)$$

et

$$\mathbf{K}_0 = -K \begin{pmatrix} \sin \theta_i \cos \phi_i \\ \sin \theta_i \sin \phi_i \\ \cos \theta_i \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \mathbf{K} = K \begin{pmatrix} \sin \theta \cos \phi \\ \sin \theta \sin \phi \\ \cos \theta \end{pmatrix} \quad (4.1.4)$$

avec $K = 2\pi/\lambda$ le nombre d'onde électromagnétique.

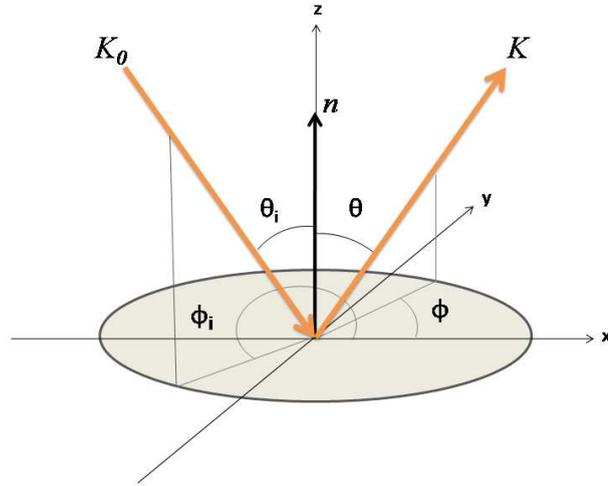


Figure 4.1 – Schéma illustrant la géométrie de la configuration bistatique.

4.1.4 Présentation du formalisme

On se place dans un repère cartésien défini par les vecteurs unitaires $(\hat{x}, \hat{y}, \hat{z})$ où \hat{z} est dirigé vers le haut. L'élévation de la surface de mer est représenté par $z = \eta(x, y) = \eta(\mathbf{r})$ avec \mathbf{r} , la composante horizontale du vecteur tridimensionnel définissant la position de l'onde $\mathbf{R} = (\mathbf{r}, z)$. Considérons une onde plane incidente monochromatique de longueur d'onde λ se propageant dans la direction de la surface selon $\mathbf{K}_0 = (\mathbf{k}_0, -q_0)$, où \mathbf{k}_0 représente les composantes horizontales du vecteur d'onde incident et q_0 la composante verticale. Le champ électrique incident peut s'exprimer :

$$\mathbf{E}_i(\mathbf{R}) = e^{i\mathbf{K}_0 \cdot \mathbf{R}} \mathbf{E}_0 \quad (4.1.5)$$

On définit la direction de l'onde diffusée par $\mathbf{K} = (\mathbf{k}, q)$. La dépendance temporelle $e^{-i\omega t}$ est implicite. On introduit aussi le vecteur de transfert de moment $\mathbf{Q} = \mathbf{K} - \mathbf{K}_0$ avec $\mathbf{Q}_H = \mathbf{k} - \mathbf{k}_0$ désignant les composantes horizontales et $Q_z = q + q_0$ la composante verticale.

On définit la base de polarisation sous la forme suivante :

$$\mathbf{p}_v^{\uparrow\downarrow}(\mathbf{k}) = \frac{k\hat{z} \mp q\hat{k}}{K} \quad \mathbf{p}_h^{\uparrow\downarrow}(\mathbf{k}) = \hat{z} \times \hat{k} \quad (4.1.6)$$

où $\mathbf{p}_v^{\uparrow\downarrow}$ correspond à la polarisation verticale, c'est-à-dire que le champ électrique est situé dans le plan (\hat{z}, \hat{k}) ; $\mathbf{p}_h^{\uparrow\downarrow}$ correspond à la polarisation horizontale, c'est-à-dire que le champ électrique est situé dans le plan horizontal (\hat{x}, \hat{y}) . L'indice représentant une flèche vers le bas désigne les ondes planes descendantes alors que la flèche vers le haut désigne les ondes planes montantes.

On peut exprimer le champ diffusé au dessus de la surface comme une superposition d'ondes planes sortantes (développement de Rayleigh) :

$$\mathbf{E}_s(\mathbf{R}) = \int \frac{d\mathbf{k}}{q} \mathbb{S}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} + iqz} \mathbf{E}_0 \quad (4.1.7)$$

où $\mathbb{S}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0)$ correspond à l'opérateur de diffusion tel que

$$\mathbb{S}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) = \begin{bmatrix} \mathbf{p}_v^{\downarrow}(\mathbf{k}_0) \\ \mathbf{p}_h^{\downarrow}(\mathbf{k}_0) \end{bmatrix}^T \cdot \begin{bmatrix} S^{vv}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) & S^{vh}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) \\ S^{hv}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) & S^{hh}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \mathbf{p}_v^{\uparrow}(\mathbf{k}) \\ \mathbf{p}_h^{\uparrow}(\mathbf{k}) \end{bmatrix} \quad (4.1.8)$$

où l'indice T est l'opérateur de transposition. Dans les termes S^{pq} de la matrice de diffusion, le premier indice indique la polarisation de l'onde diffusée et le second, de l'onde incidente.

Dans l'approximation du 'champ lointain', les ondes planes \mathbf{E}_i incidentes sur un diffuseur sont associées aux ondes sphériques diffusées dans la direction $\hat{\mathbf{K}}$, de telle sorte qu'à une certaine distance de la surface ($R \rightarrow \infty$), le champ électrique diffusé \mathbf{E}_s est relié au champ de l'onde plane incidente \mathbf{E}_i par

$$\mathbf{E}_s(\mathbf{R}) = -2i\pi \frac{e^{iKR}}{R} \mathbb{S}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) \mathbf{E}_0 \quad (4.1.9)$$

où K est le nombre d'onde dans le milieu supérieur, qui est défini en espace libre par :

$$K = \frac{2\pi f}{c} = \frac{2\pi}{\lambda}, \quad (4.1.10)$$

où c est la vitesse de la lumière dans le milieu considéré et f est la fréquence de l'onde électromagnétique.

Pour une polarisation donnée $S^{pq}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0)$, une solution générique peut s'écrire de la manière suivante :

$$S^{pq}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) = \frac{1}{Q_z} \int_{\mathbf{r}} N^{pq}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0; \eta(\mathbf{r})) e^{iQ_z \eta(\mathbf{r})} e^{i\mathbf{Q}_H \cdot \mathbf{r}} d\mathbf{r} \quad (4.1.11)$$

où $N^{pq}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0; \eta(\mathbf{r}))$ est un noyau dont la forme va dépendre de l'approche considérée pour établir la solution du problème de la diffusion. On peut néanmoins déjà noter que le noyau dépend explicitement de la surface $\eta(\mathbf{r})$.

4.1.5 Lien entre matrice de diffusion et la SERN

La section efficace radar normalisée (SERN) s'exprime dans ce formalisme par

$$\sigma_{pq}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) = \lim_{A \rightarrow \infty} \frac{4\pi \langle |S^{pq}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0)|^2 \rangle}{A} \quad (4.1.12)$$

avec pour partie incohérente

$$\sigma_{pq}^i(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) = \lim_{A \rightarrow \infty} \frac{4\pi \langle |S^{pq}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) - \langle S^{pq}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) \rangle|^2 \rangle}{A} \quad (4.1.13)$$

et pour partie cohérente

$$\sigma_{pq}^c(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) = \lim_{A \rightarrow \infty} \frac{4\pi |\langle S^{pq}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) \rangle|^2}{A} \quad (4.1.14)$$

4.1.6 Présentation des différents modèles asymptotiques

Les modèles électromagnétiques asymptotiques du champ diffusé $\mathbf{E}_s(\mathbf{R})$ par une surface rugueuse doivent être dynamiquement reliés à une expansion du noyau $\mathbb{N}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0; \eta(\mathbf{r}))$ dans l'expression de S^{pq} (4.1.11). De manière conceptuelle, les noyaux satisferont certaines limites bien connues et peuvent être définis afin d'atteindre les deux limites asymptotiques les plus connues que sont la limite haute fréquence (Kirchhoff) et la limite des petites perturbations (SPM).

• La matrice de diffusion dans le régime haute fréquence de l'approximation de Kirchhoff (\mathbf{KA}) est donnée par :

$$\mathbb{S}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) = \frac{\mathbb{K}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0)}{Q_z} \int_{\mathbf{r}} e^{iQ_z \eta(\mathbf{r})} e^{i\mathbf{Q}_H \cdot \mathbf{r}} d\mathbf{r}, \quad (4.1.15)$$

où $\mathbb{K}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0)$ est le noyau de Kirchhoff (voir *Elfouhaily et al. [2003]*) qui dépend de la fréquence électromagnétique, de la constante diélectrique de la surface et de la configuration d'observation.

• La matrice de diffusion dans la limite d'un **développement en petites perturbations (SPM)** est donnée par :

$$\begin{aligned} \mathbb{S}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) &= \frac{\mathbb{B}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0)}{Q_z} \delta(Q_H) - i\mathbb{B}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0)\eta(Q_H) \\ &- Q_z \int_{\xi} \mathbb{B}_2(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0, \xi) \hat{\eta}(\mathbf{k} - \xi) \hat{\eta}(\xi - \mathbf{k}_0) d\xi + \dots, \end{aligned} \quad (4.1.16)$$

où $\mathbb{B}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0)$, $\mathbb{B}_2(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0, \xi)$ sont les noyaux SPM au premier et deuxième ordre (voir *Elfouhaily et al. [2003]*). ξ est un nombre d'onde et $\hat{\eta}$ est la décomposition de Fourier de la surface η .

Sans aucune considération sur les deux solutions asymptotiques précédentes, un développement général des noyaux $\mathbb{N}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0)$ peut s'écrire sous la forme :

$$\mathbb{N}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0; \eta(\mathbf{r})) = \mathbb{N}_0(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) + \mathbb{N}_1(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0; \eta(\mathbf{r})) + \mathbb{N}_2(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0; \eta(\mathbf{r})) + \dots \quad (4.1.17)$$

où les sous-noyaux jusqu'à l'ordre deux s'expriment comme :

$$\mathbb{N}_1(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0; \eta(\mathbf{r})) = \int_{\xi} N_1(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0; \xi) \hat{\eta}(\xi) e^{i\xi \cdot \mathbf{r}} d\xi, \quad (4.1.18)$$

$$\mathbb{N}_2(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0; \eta(\mathbf{r})) = \int_{\xi} \int_{\xi'} N_2(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0; \xi, \xi') \hat{\eta}(\xi) \hat{\eta}(\xi') e^{i(\xi' + \xi) \cdot \mathbf{r}} d\xi d\xi', \quad (4.1.19)$$

Notons qu'une infinité de noyaux permet d'atteindre les deux limites asymptotiques. Le problème est par conséquent mathématiquement sous contraint. En s'appuyant sur les mesures de puissance rétrodiffusée par la surface de mer, il s'avère que les paramètres de polarisation dépendent bien des angles d'observations, de la fréquence de l'instrument mais également des caractéristiques de la surface. Suivant cette intuition, l'originalité de l'approche suggérée par *T. Elfouhaily* est d'attribuer explicitement au terme de premier ordre de ce développement une caractéristique physique précise de la surface, en l'occurrence la courbure. La courbure est en effet une caractéristique qui d'un point de vue mathématique, module les solutions asymptotiques de la phase stationnaire. La courbure est également une caractéristique essentielle de la largeur spectrale distribuant les différentes échelles de rugosité à la surface. En reprenant 4.1.17 au premier ordre, la matrice de diffusion s'exprime comme :

$$\begin{aligned} \mathbb{S}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) &= \frac{\mathbb{N}_0(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0)}{Q_z} \int_{\mathbf{r}} e^{iQ_z \eta(\mathbf{r})} e^{iQ_H \cdot \mathbf{r}} d\mathbf{r} \\ &- i \int_{\mathbf{r}} \int_{\xi} N_1(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0; \xi) \hat{\eta}(\xi) e^{iQ_z \eta(\mathbf{r})} e^{i(Q_H - \xi) \cdot \mathbf{r}} d\xi d\mathbf{r} \end{aligned} \quad (4.1.20)$$

Dans le cas de l'approximation en petites pentes (SSA) proposée par *Voronovich [1985]* et dérivée à l'ordre un (SSA-1), on a :

$$\mathbb{N}_0(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) = \mathbb{B}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0), \quad (4.1.21)$$

$$\mathbb{N}_1(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0; \xi) = 0. \quad (4.1.22)$$

Pour LCA (*Elfouhaily et al. [2003]*) développée à l'ordre un (LCA-1), on a :

$$\mathbb{N}_0(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) = \mathbb{K}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0), \quad (4.1.23)$$

$$\mathbb{N}_1(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0; \xi) = [\mathbb{B}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0; \xi) - \mathbb{K}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0)], \quad (4.1.24)$$

Ces deux modèles satisferont la limite de la SPM à l'ordre un (SPM-1) quand l'hypothèse des petites perturbations en élévations est valide. Toutefois, LCA contraint explicitement le niveau de polarisation suivant une propriété de la surface. En effet, $\int N_1(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0; \xi) \hat{\eta}(\xi) e^{i\xi \cdot r} d\xi$ peut être vu comme un filtre de la surface par les propriétés de l'instrument. Par ailleurs, LCA-1 est capable d'atteindre dynamiquement les deux limites KA et SPM-1 alors que SSA-1 atteint seulement les limites de SPM-1. La considération du terme d'ordre deux est absolument nécessaire pour permettre à SSA d'atteindre la limite KA ([Voronovich \[1994a\]](#)). Par construction, LCA-1 est apparemment plus complet que SSA-1. De manière basique, la différence principale entre les deux approches vient des solutions à l'ordre 0 adoptées pour décrire le mécanisme de diffusion. Avec SSA, il est considéré que SPM-1 est la solution initiale et qu'un développement en ordre supérieur d'élévation et noyau permettrait d'atteindre la limite KA. Dans le cadre de LCA, le point de départ est opposé, c'est KA la solution initiale et son développement permet de garantir au modèle d'atteindre les limites SPM.

Le deuxième terme dans LCA qui prend en compte les effets de surface a été reconnu comme l'application d'un filtre. La nature du filtre n'est toutefois pas totalement contrainte. Dans la **RCA**, [Mouche et al. \[2007a, b\]](#) supposent que le filtre s'applique uniquement autour d'une valeur particulière de nombre d'onde, correspondant à la condition de résonance de Bragg : $\xi = \mathbf{Q}_H$. Le cas extrême correspond à

$$\mathbb{N}_0(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) = \mathbb{K}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) \quad (4.1.25)$$

$$\mathbb{N}_1(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0; \xi) = -i [\mathbb{B}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0; \xi) - \mathbb{K}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0)] \delta(\xi = \mathbf{Q}_H), \quad (4.1.26)$$

où δ est la fonction de dirac.

Ce modèle réduit la correction de polarisation. La sensibilité de la polarisation pour la SERN donnée par RCA sera plus faible que celle donnée par LCA-1.

La matrice de diffusion de RCA s'écrit alors :

$$\begin{aligned} \mathbb{S}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) &= \frac{\mathbb{K}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0)}{Q_z} \int_r e^{iQ_z \eta(r)} e^{i\mathbf{Q}_H \cdot r} dr \\ &- i \int_r \int_\xi \left[\eta(\xi) [\mathbb{B}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0; \xi) - \mathbb{K}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0)] \delta(\xi = \mathbf{Q}_H) e^{i\xi \cdot r} d\xi \right] \\ &e^{iQ_z \eta(r)} e^{i\mathbf{Q}_H \cdot r} dr. \end{aligned} \quad (4.1.27)$$

ou encore :

$$\begin{aligned} \mathbb{S}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) &= \frac{\mathbb{K}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0)}{Q_z} \int_r e^{iQ_z \eta(r)} e^{i\mathbf{Q}_H \cdot r} dr \\ &- i [\mathbb{B}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0; \mathbf{Q}_H) - \mathbb{K}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0)] \eta(\mathbf{Q}_H) \int e^{iQ_z \eta(r)} dr \end{aligned} \quad (4.1.28)$$

à rapprocher de la solution utilisant une fonction de Green "améliorée" proposée par [Shaw and Dougan \[1998\]](#) :

$$\begin{aligned} \mathbb{S}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) &= \frac{\mathbb{K}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0)}{Q_z} \int_r e^{iQ_z \eta(r)} e^{i\mathbf{Q}_H \cdot r} dr \\ &- i [\mathbb{B}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0; \mathbf{Q}_H) - \mathbb{K}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0)] \eta(\mathbf{Q}_H). \end{aligned} \quad (4.1.29)$$

La différence revient simplement dans la pondération du terme de correction de la résonance en $\eta(\mathbf{Q}_H)$.

4.1.7 Expressions analytiques des SERN

Le calcul de la section efficace radar normalisée (SERN) est réalisé en injectant les formulations précédentes de la matrice de diffusion dans l'équation 4.1.12. L'unique difficulté réside alors dans l'évaluation de la moyenne d'ensemble qui est levée en faisant l'hypothèse que $\eta(\mathbf{r})$ suit une loi gaussienne à moyenne nulle.

4.1.7.1 Limites haute fréquence

Dans la limite haute fréquence, on aura recours aux solutions de l'Optique Physique (**PO**) de type approximation de Kirchhoff (**KA**) où la SERN totale est donné par

$$\sigma(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) = \frac{1}{\pi} \left| \frac{\mathbb{K}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0)}{Q_z} \right|^2 \mathcal{I} \quad (4.1.30)$$

avec \mathcal{I} , l'intégrale de Kirchhoff et donnée par

$$\mathcal{I} = \int_{\mathbf{r}} \left[e^{-Q_z^2 [\rho(0) - \rho(\mathbf{r})]} - 1 \right] e^{i\mathbf{Q}_H \cdot \mathbf{r}} d\mathbf{r} \quad (4.1.31)$$

Quand la longueur d'onde électromagnétique est très grande (optique) ou que la fonction de corrélation a une forme purement parabolique telle que

$$\rho(\mathbf{r}) = \rho(0) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \rho(\mathbf{r})}{\partial r^2} \Big|_{r=0} r^2, \quad (4.1.32)$$

on a équivalence totale entre l'optique physique et l'optique géométrique. La SERN s'exprime alors comme

$$\sigma(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) = 2 \left| \frac{\mathbb{K}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0)}{Q_z^2} \right|^2 P \left(\frac{\mathbf{Q}_H}{Q_z} \right). \quad (4.1.33)$$

où P correspond à la densité de probabilité des pentes qu'on peut simplifier sous la forme suivante

$$P \left(\frac{\mathbf{Q}_H}{Q_z} \right) = \frac{1}{s^2} e^{-\frac{\mathbf{Q}_H^2}{2Q_z^2 s^2}} \quad (4.1.34)$$

et $s^2 = -\frac{\partial^2 \rho(\mathbf{r})}{\partial r^2} \Big|_{r=0}$ est la variance totale des pentes.

4.1.7.2 Limite basse fréquence

Dans la limite basse fréquence, on aura recours aux solutions dérivées de la **SPM**. La SERN totale s'exprime comme :

$$\sigma(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) = 4\pi K^2 \cos^2 \theta_i |R_{eff}|^2 \delta(\mathbf{Q}_H) + 4\pi |\mathbb{B}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0)|^2 \Gamma(\mathbf{Q}_H) \quad (4.1.35)$$

où le premier terme correspond à la partie cohérente avec $|R_{eff}|^2 = [1 - \rho(0)Q_z^2] |R|^2$ et le second à la partie incohérente qui est proportionnelle à la densité spectrale des élévations de la surface $\Gamma(\boldsymbol{\xi}) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{\mathbf{r}'} \rho(\mathbf{r}') e^{i\boldsymbol{\xi} \cdot \mathbf{r}'} d\mathbf{r}'$ évaluée en \mathbf{Q}_H .

4.1.7.3 L'approche 2-échelles

Dans le cas de statistiques gaussiennes, on peut séparer la fonction de corrélation en deux fonctions, une correspondant aux grandes vagues ρ_L et l'autre aux petites ρ_s :

$$\rho(\mathbf{r}) = \rho_L(\mathbf{r}) + \rho_s(\mathbf{r}) \quad (4.1.36)$$

Cette séparation est toujours possible dans l'hypothèse statistique, les composantes spectrales des différentes échelles étant indépendantes. Cela signifie qu'il n'y a pas d'interactions caractérisant la surface océanique. Maintenant, si l'on construit cette séparation de telle sorte que $Q_z^2 \rho_s(0) \ll 1$, un calcul de type Kirchhoff devient

$$\sigma(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) = \frac{1}{\pi} \left| \frac{\mathbb{K}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0)}{Q_z} \right|^2 e^{-Q_z^2 \rho_s(0)} \int e^{-Q_z^2 [\rho_L(0) - \rho_L(\mathbf{r})]} [1 + Q_z^2 \rho_s(\mathbf{r})] e^{i\mathbf{Q}_H \cdot \mathbf{r}} d\mathbf{r} \quad (4.1.37)$$

L'approximation haute fréquence de l'équation (4.1.37) est donnée par :

$$\sigma(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) = 2 \left| \frac{\mathbb{K}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0)}{Q_z} \right|^2 e^{-Q_z^2 \rho_s(0)} P_L * [1 + 2\pi Q_z^2 \Gamma_s(\mathbf{Q}_H)] \quad (4.1.38)$$

où P_L est le résultat de l'intégrale de Kirchhoff appliquée sur les grandes échelles. Si l'approximation parabolique s'applique pour la fonction de corrélation des grandes échelles, P_L devient la densité de probabilité jointe des pentes des grandes vagues uniquement et Γ_s est la densité spectrale des élévations des petites vagues. Le premier terme dans (4.1.38) correspond au modèle GO qui décrit les processus liés aux grandes vagues uniquement et le deuxième terme décrit les processus des petites vagues orientées selon la pente des grandes. Ces deux termes sont multipliés par un facteur d'atténuation $e^{-Q_z^2 \rho_s(0)}$ qui prend en compte les effets de diffraction liés aux petites vagues.

Toutefois, la séparation des échelles dans ce cas se fonde sur une longueur de corrélation. Dans ce cas, les échelles dites longues sont les échelles dont la corrélation est grande devant la longueur d'onde électromagnétique. Les échelles dites courtes présentent alors des décorrélations très rapides. Ce critère implique donc une très forte décroissance de $\rho_s(\mathbf{r})$, mais pas nécessairement $Q_z^2 \rho_s(0) \ll 1$.

4.1.7.4 L'approche LCA et RCA

A l'ordre un, $\mathbb{S}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0)$ est donné par :

$$\mathbb{S}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) = \int_{\mathbf{r}} \left[\frac{\mathbb{N}_0(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0)}{Q_z} - i\tilde{\eta}(\mathbf{r}) \right] e^{-iQ_z \eta(\mathbf{r})} e^{i\mathbf{Q}_H \cdot \mathbf{r}} d\mathbf{r}, \quad (4.1.39)$$

où $\tilde{\eta}(\mathbf{r})$ est la fonction des hauteurs filtrées définie comme :

$$\tilde{\eta}(\mathbf{r}) = \int_{\xi} \mathbb{N}_1(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0; \xi) \hat{\eta}(\xi) e^{i\xi \cdot \mathbf{r}} d\xi, \quad (4.1.40)$$

Ce filtre est sensible à la polarisation et devient complexe pour les surfaces qui ne sont pas parfaitement conductrices.

Dans le calcul statistique, on peut négliger le terme d'ordre quatre car il représente une contribution à l'ordre deux en $\hat{\eta}^2$, alors que le développement de la série est limitée au premier ordre en $\hat{\eta}$. L'expression suivante pour la SERN est trouvée :

$$\sigma(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) = \frac{1}{\pi} \frac{1}{Q_z^2} \int_{\mathbf{r}} \left[|\mathbb{K}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0)|^2 + 2Q_z^2 \text{Re} \left\{ \mathbb{K}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) [\tilde{\rho}(\mathbf{r}) - \tilde{\rho}(0)] \right\} \right] e^{-Q_z^2 [\rho(0) - \rho(\mathbf{r})]} e^{i\mathbf{Q}_H \cdot \mathbf{r}} d\mathbf{r}. \quad (4.1.41)$$

avec l'introduction d'une fonction de corrélation modifiée

$$\begin{aligned}
\langle \tilde{\eta}(\mathbf{r})\eta(\mathbf{r}') \rangle &= \int_{\xi} \mathbb{N}_1(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0; \xi) \hat{\eta}(\xi) \hat{\eta}^*(\xi) e^{i\xi \cdot \mathbf{r}} d\xi, \\
&= \int_{\xi} \mathbb{N}_1(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0; \xi) \Gamma(\xi) e^{i\xi \cdot \mathbf{r}'} d\xi, \\
&= \tilde{\rho}(\mathbf{r}'),
\end{aligned} \tag{4.1.42}$$

où $\Gamma(\xi)$ est le spectre des élévations de surface. Le terme polarisé existe seulement s'il y a une différence entre la fonction de corrélation de la surface de mer filtrée en 0 et \mathbf{r} . En supposant que $\mathbb{N}_1(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0; \xi)$ a une forme quadratique (i.e. $\mathbb{N}_1(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0; \xi) \propto \xi^2$), comme discuté par *Elfouhaily et al.* [2003]; *Guérin et al.* [2004], la fonction $\tilde{\rho}$ est tout simplement la fonction de corrélation des pentes. La correction de la polarisation devrait seulement résulter des différences entre la dérivée d'ordre 2 de cette fonction de corrélation en 0 qui est par définition proportionnelle à la variance des courbures.

A noter que la solution pourrait avoir été choisie en utilisant une technique de perturbation de phase (*Berman and Dacol* [1990]). Sous cette hypothèse, le développement général de la matrice de diffusion à l'ordre deux peut-être réécrit comme :

$$\mathbb{S}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) = \mathbb{N}_0(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) \int_{\mathbf{r}} e^{-iQ_z \Phi(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0; \eta(\mathbf{r}))} e^{i\mathbf{Q}_H \cdot \mathbf{r}} d\mathbf{r}, \tag{4.1.43}$$

avec :

$$\Phi(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0; \eta(\mathbf{r})) = \int_{\xi} \left[1 + \frac{\mathbb{N}_1(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0; \xi)}{\mathbb{N}_0(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0)} \right] \hat{\eta}(\xi) e^{i\xi \cdot \mathbf{r}} d\xi, \tag{4.1.44}$$

Dans le cas de l'approximation en petites pentes dérivée à l'ordre deux (SSA-2) :

$$\mathbb{N}_1(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0; \xi) = \mathbb{B}_2(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0; \mathbf{k} - \xi) + \mathbb{B}_2(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0; \mathbf{k}_0 + \xi) + \mathbb{B}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0), \tag{4.1.45}$$

$$\tag{4.1.46}$$

et pour LCA-1 :

$$\mathbb{N}_1(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0; \xi) = \mathbb{B}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0; \xi) - \mathbb{K}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0), \tag{4.1.47}$$

Appliquant ce développement, la SERN donnée par perturbation de phase peut être écrite sous la forme suivante :

$$\sigma(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) = \frac{1}{\pi} \left| \frac{\mathbb{N}_0(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0)}{Q_z} \right|^2 e^{-Q_z^2 \tilde{\rho}(0)} \int_{\mathbf{r}} [e^{-Q_z^2 \tilde{\rho}(\mathbf{r})} - 1] e^{i\mathbf{Q}_H \cdot \mathbf{r}} d\mathbf{r}, \tag{4.1.48}$$

avec :

$$\tilde{\rho}(\mathbf{r}) = \int_{\xi} \left| 1 + \frac{\mathbb{N}_1(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0; \xi)}{\mathbb{N}_0(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0)} \right|^2 \Gamma(\xi) e^{i\xi \cdot \mathbf{r}} d\xi, \tag{4.1.49}$$

où $\mathbb{N}_1(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0; \xi)$ et $\mathbb{N}_0(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0)$ dépendent du modèle asymptotique considéré. $\tilde{\rho}(\mathbf{r})$ est alors la fonction de corrélation d'une surface filtrée.

Selon l'approche RCA, on a

$$\tilde{\rho}(\mathbf{r}) = \int_{\xi} \left| 1 + \frac{T_{\text{rca}}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0; \xi)}{\mathbb{K}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0)} \right|^2 \Gamma(\xi) e^{i\xi \cdot \mathbf{r}} d\xi, \tag{4.1.50}$$

avec

$$T_{\text{rca}}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0; \xi) = [\mathbb{B}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0; \xi) - \mathbb{K}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0)] \delta(\xi - \mathbf{Q}_H). \tag{4.1.51}$$

4.2 Modélisation de l'émissivité

4.2.1 Introduction

La modélisation de l'émissivité de la surface océanique n'est pas chose triviale a priori. L'utilisation de la formule 3.3.6 reliant l'émissivité à l'intégration des coefficients bistatiques sur l'hémisphère supérieur nécessite un calcul précis de ces coefficients pour toutes les géométries bistatiques. La mesure radiométrique ne fournit qu'une vision intégrée de ces coefficients, et les mesures directes de coefficients bistatiques sur l'océan sont rares et limitées à certaines fréquences électromagnétiques (e.g., GNSS-R en bande L). La nature des observations rend donc difficile la validation des modèles de coefficients bistatiques, la compréhension de leurs insuffisances, et leurs impacts sur la modélisation de l'émissivité. De plus, la précision des calculs numériques représente une difficulté supplémentaire. Par exemple, pour les applications de la mesure de la salinité en bande L, on cherche une précision en 10^{-4} sur l'émissivité induite par la rugosité. Or les modèles asymptotiques présentés précédemment ne conservent pas nécessairement l'énergie. Ils négligent des effets tels que l'ombrage ou la réflexion multiple. La loi de rayonnement de Kirchhoff pour exprimer l'émissivité ne sera donc pas totalement respectée.

Malgré ces difficultés supplémentaires par rapport à la modélisation en actif, les modèles asymptotiques des coefficients bistatiques (GO et SPM) et leur combinaison (2-échelles) ont été adaptés au calcul de l'émissivité de la surface océanique. Nous les présentons successivement dans les paragraphes suivants.

4.2.2 L'approximation de l'optique géométrique

Cette approximation revient à considérer un ensemble de facettes inclinées, agissant chacune comme des surfaces spéculaires indépendantes. Elle s'applique pour des vagues ayant des longueurs d'onde grandes devant la longueur d'onde du rayonnement. Ce modèle consiste à prendre en compte les modifications des coefficients de réflexion de Fresnel dues aux variations de l'angle d'incidence local sur les facettes. Ces facettes sont caractérisées par leurs pentes 2D (S_x et S_y).

Tsang and Kong [1980a] montrent que les solutions de l'optique géométrique (*Stogryn [1967]*) pour le calcul de l'émissivité d'une surface rugueuse respectent bien les relations de réciprocité mais pas la relation de conservation de l'énergie ($e + R \neq 1$). En procédant à un changement de variable d'intégration, (θ_s, ϕ_s) en (S_x, S_y) et en étendant le domaine d'intégration sur S_x, S_y de $-\infty$ à $+\infty$, ils obtiennent une expression de l'émissivité dans l'approximation de l'optique géométrique qui conserve l'énergie :

$$e_p = \int_{-\infty}^{\infty} dS_x \int_{-\infty}^{\infty} dS_y g_p(S_x, S_y) P(S_x, S_y) \quad (4.2.52)$$

avec S_x et S_y , les pentes de la surface respectivement parallèles et perpendiculaires à la projection horizontale de la direction de visée du radiomètre. Les fonctions g_p sont donc évaluées pour l'angle d'azimut d'observation du radiomètre $\phi_i = 0$ et l'indice p de polarisation. $P(S_x, S_y)$ est la densité de probabilité des pentes et les fonctions g_p dépendent uniquement de l'angle d'observation du radiomètre et de la permittivité de la surface. Ces dernières s'expriment pour chaque paramètre de Stokes comme

$$\begin{bmatrix} g_h \\ g_v \\ g_U \\ g_V \end{bmatrix} = \frac{-\left(\hat{n} \cdot \hat{k}_s\right) |\bar{n}|}{\cos \theta_i \left(1 - \left(\hat{n} \cdot \hat{k}_s\right)^2\right)} \begin{bmatrix} \left(\hat{n} \cdot \hat{v}_s\right)^2 \left(1 - |R_h|^2\right) + \left(\hat{n} \cdot \hat{h}_s\right)^2 \left(1 - |R_v|^2\right) \\ \left(\hat{n} \cdot \hat{h}_s\right)^2 \left(1 - |R_h|^2\right) + \left(\hat{n} \cdot \hat{v}_s\right)^2 \left(1 - |R_v|^2\right) \\ 2 \left(\hat{n} \cdot \hat{v}_s\right) \left(\hat{n} \cdot \hat{h}_s\right) \left(|R_v|^2 - |R_h|^2\right) \\ 0 \end{bmatrix} \quad (4.2.53)$$

avec R_v et R_h les coefficients de Fresnel calculés à l'angle local θ_l . On définit les autres variables de la manière suivante

$$\begin{aligned}\theta_l &= \arccos(-\hat{n} \cdot \hat{k}_s) \\ \hat{k}_s &= \hat{x} \sin \theta_s - \hat{z} \cos \theta_s \\ \hat{h}_s &= \hat{y} \\ \hat{v}_s &= -\hat{x} \cos \theta_s - \hat{z} \sin \theta_s \\ \hat{n} &= \frac{\hat{z} + \hat{x}S_x + \hat{y}S_y}{\sqrt{1 + S_x^2 + S_y^2}}\end{aligned}\quad (4.2.54)$$

Supposons maintenant que le vent souffle dans la direction de visée du radiomètre $\phi_i = 0$, on peut alors définir la variance des pentes dans la direction face au vent (mss_{up}) et la variance perpendiculaire au vent (mss_{cr}) telle que

$$\begin{aligned}mss_x &= \langle S_x^2 \rangle = mss_{up} \\ mss_y &= \langle S_y^2 \rangle = mss_{cr}\end{aligned}\quad (4.2.55)$$

4.2.2.1 Cas d'une surface à pentes faibles

Quand les pentes S_x et S_y sont petites, un développement des fonctions g en série entière de pentes est possible (*Johnson [2002]*) :

$$\begin{aligned}g_p(S_x, S_y) &\approx g_p(0, 0) + S_x g_{p,S_x}(0, 0) + S_y g_{p,S_y}(0, 0) \\ &+ \frac{1}{2} S_x^2 g_{p,S_x,S_x}(0, 0) + S_x S_y g_{p,S_x,S_y}(0, 0) + \frac{1}{2} S_y^2 g_{p,S_y,S_x}(0, 0) + \dots,\end{aligned}\quad (4.2.56)$$

où les indices additionnels indiquent les dérivées partielles évaluées à l'origine.

Le premier terme de cette série produira l'émissivité d'une surface plane et les termes d'ordre supérieur produiront des corrections faisant intervenir les moments des pentes. Les pentes dans la direction up-wind et cross-wind étant considérées à moyenne nulle, les termes d'ordre 1 valent zéro et la première contribution vient des termes d'ordre deux. L'émissivité induite par la rugosité s'écrit à l'ordre deux comme

$$\Delta e_p = \frac{1}{4}(mss_{up} + mss_{cr}) \alpha_p^{(0)} + \frac{1}{4}(mss_{up} - mss_{cr}) \alpha_p^{(2)} \quad (4.2.57)$$

avec $\alpha_p^{(0)} = g_{p,S_x,S_x}(0, 0) + g_{p,S_y,S_y}(0, 0)$ et $\alpha_p^{(2)} = g_{p,S_x,S_x}(0, 0) - g_{p,S_y,S_y}(0, 0)$. Ces fonctions α dépendent de la polarisation p , de l'angle d'observation et de la constante diélectrique de la surface aux travers des coefficients de réflexion de Fresnel.

Pour une surface isotrope ($\alpha_p^{(2)} \sim 0$) caractérisée par des petites pentes gaussiennes, la variation d'émissivité Δe_p est une fonction qui dépend exclusivement de la variance totale des pentes ($mss_{up} + mss_{cr}$) et de la variation des coefficients de Fresnel en fonction des angles (inclue dans $\alpha_p^{(0)}$).

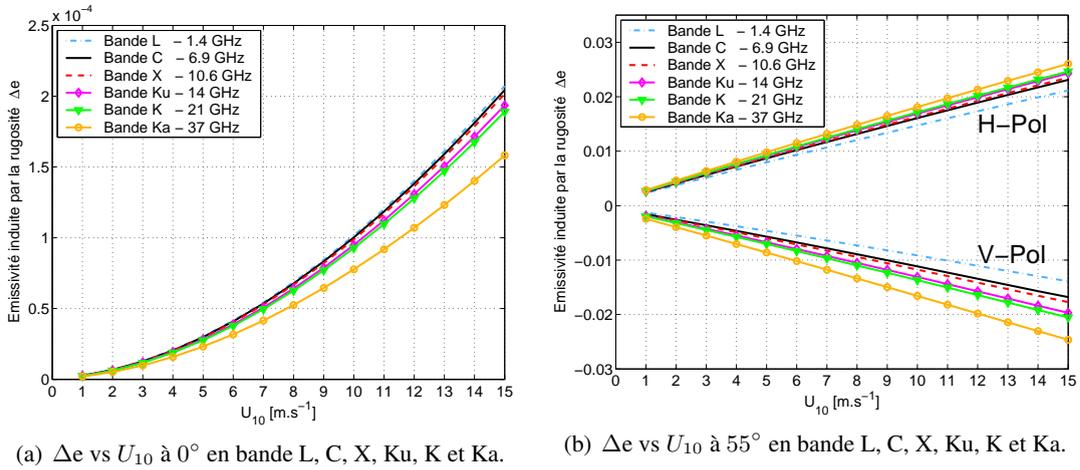


Figure 4.2 – Émissivité induite par la rugosité calculée dans l'approximation de l'optique géométrique pour les bandes de fréquence L, C, X, Ku, K et Ka. Les variances des pentes estimées à partir des observations de *Cox and Munk [1956]* sont utilisées pour ce calcul.

Pour un angle d'observation proche du nadir, les variations des coefficients de Fresnel sont négligeables ($\alpha_p^{(0)} \sim 0$). L'impact de la rugosité sur l'émissivité ne viendra que des contributions supérieures à l'ordre 2, qui sont cependant faibles. Cela est illustré sur la Figure 4.2(a), on observe que le modèle GO dans cette configuration d'observation prévoit une dépendance avec le vent qui est quadratique en variance des pentes (la variance utilisée dans cette illustration est une fonction linéaire du vent). Pour la surface de mer où les pentes sont très inférieures à un, cela est négligeable.

Aux angles d'observation loin du nadir, les variations des coefficients de Fresnel en fonction de la polarisation sont marquées et de signes opposées. La dépendance prédite devient linéaire en variance des pentes de la surface de mer (le terme en $\alpha_p^{(0)}$ devient dominant). Sur la Figure 4.2(b), on observe que l'émissivité induite par la rugosité croît linéairement en fonction du vent dans la polarisation horizontale ($\alpha_h^{(0)} > 0$) et décroît linéairement dans la polarisation verticale ($\alpha_v^{(0)} < 0$).

4.2.2.2 Cas d'une surface à pentes fortes

Ce comportement linéaire en fonction de la variance des pentes n'est vrai que pour de petites valeurs de celle-ci. En effet, dans une configuration d'observation à fort angle d'incidence, si la variance des pentes prend des valeurs extrêmes, par exemple 3 fois la variance des pentes typique d'une surface de mer, le comportement de l'émissivité en polarisation verticale présente la caractéristique intéressante de croître à partir de 6-7 m/s (Figure 4.3). Comme on le verra par la suite, ce type de comportement est observé dans les données et il n'est pas inintéressant de voir qu'un modèle GO, qui ne prend en compte aucun effet de diffraction, est capable de prédire ce type de remontée de l'émissivité en polarisation verticale à partir de 6-7 m/s. Bien que la considération de pentes avec des variances aussi fortes sur toute la surface soit irréaliste, elle peut être envisagée sur des petites zones particulières de la surface notamment à vents forts. Les courbes de la figure 4.3 ont été obtenues à partir de l'expression 4.2.52 de l'émissivité avec les fonctions g_p données en .

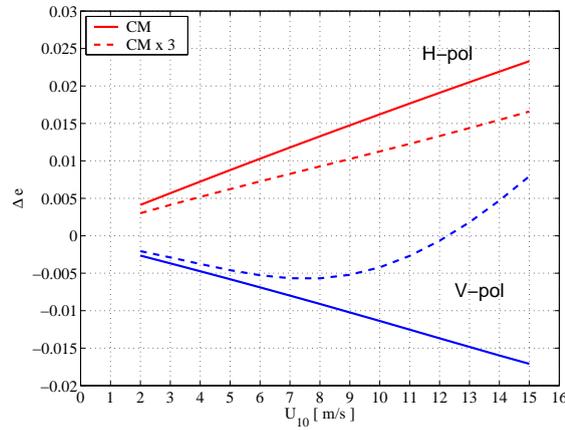
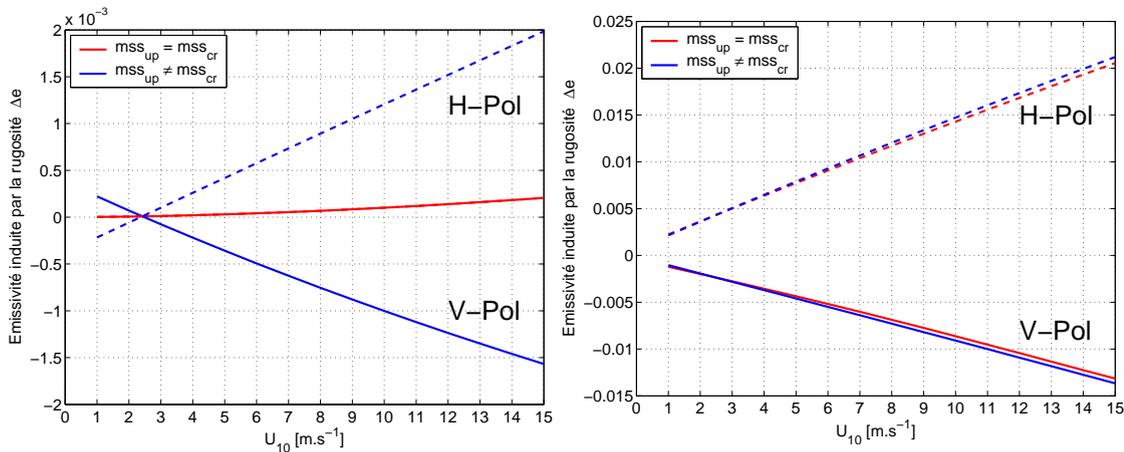


Figure 4.3 – Émissivité induite par la rugosité calculée dans l'approximation de l'optique géométrique pour un angle d'observation de 55° et pour les variances de pentes de *Cox and Munk [1956]* en trait plein et 3 fois ces mêmes variances en pointillés. Le rouge correspond à la polarisation horizontale et le bleu à la polarisation verticale. La fréquence électromagnétique utilisée correspond à la bande C.

4.2.2.3 Effets de l'anisotropie

Pour une surface anisotrope ($mss_{up} \neq mss_{cr}$), on observe de manière flagrante à nadir (Figure 4.4(a)), un comportement de l'émissivité en fonction du vent (courbes bleues) très différent que dans le cas isotrope (courbe rouge).



(a) Δe vs U_{10} à 0° en bande L pour une surface isotrope (en rouge) et une surface anisotrope (en bleu).

(b) Δe vs U_{10} à 55° en bande L pour une surface isotrope (en rouge) et une surface anisotrope (en bleu).

Figure 4.4 – Illustration des effets d'anisotropie upwind/crosswind sur l'émissivité induite par la rugosité calculée à partir d'un modèle GO en bande L.

Dans le cas d'une surface anisotrope, Le terme $\alpha_p^{(2)}$ dans la formule 4.2.57 devient dominant. Si aucune différence entre la polarisation horizontale et verticale n'est prédite dans le cas isotrope, une croissance en fonction du vent en polarisation horizontale et une décroissance en polarisation verticale apparaît dans le cas anisotrope. $\alpha^{(2)}$ prend des valeurs positives en polarisation horizontale et négatives en polarisation verticale. Δe présente alors une dépendance linéaire avec la différence des variances des pentes entre la direction face et perpendiculaire au vent ($mss_{up} - mss_{cr}$). A 55° (Figure 4.4(b)), on observe que l'effet relatif de l'anisotropie de la surface est beaucoup plus

faible qu'à nadir. Plusieurs analyses sur les effets de l'anisotropie étudiés à l'aide d'un modèle GO ont été conduites dans la littérature (*Camps and Reising* [2001], *Kunkee and Gasiewski* [1997]).

4.2.3 L'approximation SPM

4.2.3.1 Phénomènes critiques : Présentation quantitative de la théorie

Comme nous l'avons décrit qualitativement en 2.3, *Etkin et al.* [1978] ont développé une théorie qui permet d'interpréter la dépendance de l'émissivité avec la longueur d'onde des vagues comme la manifestation d'effets critiques accompagnant la disparition des spectres de diffraction en présence de diffusion d'ondes électromagnétiques sur des structures périodiques. Les hypothèses de cette théorie sont que l'amplitude des ondes de surface est faible devant la longueur d'onde électromagnétique, que les vagues se propagent parallèlement au plan d'observation et que l'onde de surface est donnée par $z = \eta(x) = a \cos \xi x$. La loi de Kirchhoff s'appliquant, l'intensité spectrale $I(\theta)$ du rayonnement thermique de la surface dans la direction θ est directement proportionnelle à la puissance absorbée $Q(\theta)$ par la surface quand une onde monochromatique la heurte avec l'angle θ . Le problème du calcul de l'intensité du rayonnement thermique se réduit donc au problème de la diffusion d'une onde électromagnétique sur une surface sinusoïdale. Selon toutes ces hypothèses, la théorie des petites perturbations est utilisée pour calculer les amplitudes des ondes diffusées. L'applicabilité de cette méthode nécessite quelques petits paramètres : $\alpha \sim Ka \sim \xi a$ avec $Ka \ll 1$ et $\xi a \ll 1$ et de prendre en compte les termes d'ordre deux ($\propto \alpha^2$). La condition limite d'impédance de Léontovich est alors invoquée et s'exprime comme :

$$\mathbf{E}_t = Z_s(\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{H}) \quad (4.2.58)$$

où \mathbf{E}_t est le champ électrique tangent à la surface, $Z_s = \sqrt{\mu/\epsilon} \approx \sqrt{j\mu\omega/\sigma}$ et $\hat{\mathbf{n}}$ est le vecteur unitaire désignant la normale locale à la surface, dirigé vers l'air. μ , ϵ , ω et σ sont respectivement la perméabilité, la permittivité, la pulsation et la conductivité du milieu. Cette condition signifie que le ratio du champ électrique tangent avec le champ magnétique tangent est constant à la surface. La condition limite de Léontovich élimine le besoin de considérer le champ dans le second milieu ce qui simplifie considérablement les calculs.

Utilisant la théorie des perturbations, toutes les quantités entrant dans l'équation (4.2.58) seront représentées sous la forme de développement en série de puissance de petit paramètre $\alpha \sim Ka \sim \xi a$. Pour les composantes du vecteur normale à la surface $\hat{\mathbf{n}}$, on a jusqu'au second ordre :

$$N_x = -\gamma, \quad N_y = 0, \quad N_z = 1 - \frac{1}{2}\gamma^2 \quad (4.2.59)$$

avec $\gamma = d\eta/dx \equiv -\xi a \sin \xi x$ est une petite inclinaison de la surface.

Les composantes des champs E_j ($j = x, y, z$) s'écrivent sous la forme de champs non perturbés correspondant à la surface plate $z = 0$ et de petites perturbations liées à la rugosité.

$$E_j = e_j^{(0)} + e_j^{(1)}(\alpha) + e_j^{(2)}(\alpha^2). \quad (4.2.60)$$

Les valeurs des champs tangent à la surface s'expriment à partir des valeurs sur la surface non perturbé $z = 0$ telles que

$$(E_j)_{z=\eta} = (E_j)_{z=0} + \eta \left(\frac{\partial E_j}{\partial z} \right)_{z=0} + \frac{1}{2}\eta^2 \left(\frac{\partial^2 E_j}{\partial z^2} \right)_{z=0} \quad (4.2.61)$$

En injectant les relations (4.2.59) et (4.2.61) dans (4.2.58) et en égalant à zéro les termes de même ordre en α , on développe les conditions limites pour les composantes du champs qui nous intéressent. A partir de ces conditions limites, les formules pour l'hémisphère supérieur ($z > \eta$)

sont rapidement reconstruites. Supposons une onde plane monochromatique percutant la surface, selon la géométrie considérée, le champ électrique ne s'exprime qu'en fonction de sa composante en y de la manière suivante :

$$E_y^i = E_0 e^{iK(x \sin \theta - z \cos \theta)} \quad (4.2.62)$$

L'approximation à l'ordre zéro donne l'onde réfléchie dans la direction spéculaire

$$E_y^r = E_0 R e^{iK(x \sin \theta + z \cos \theta)} \quad (4.2.63)$$

où R est le coefficient de réflexion de Fresnel de la surface plane ($z = 0$).

L'approximation à l'ordre un fait apparaître deux spectres de diffraction :

$$e_y^{(1)} = E_0 \left\{ A^+ e^{ik_0[x \sin(\theta+\chi) + z \cos(\theta+\chi)]} + A^- e^{ik_0[x \sin(\theta-\chi) + z \cos(\theta-\chi)]} \right\} \quad (4.2.64)$$

avec $\chi = \frac{\xi}{K} \ll \sqrt{|\varepsilon|}/\xi a$.

L'approximation à l'ordre deux amène une correction de l'onde réfléchie dans la direction spéculaire :

$$e_y^{(2)} = E_0 B e^{ik_0(x \sin \theta + z \cos \theta)} \quad (4.2.65)$$

où $B \sim \alpha^2$. On néglige les spectres d'ordre deux dont la contribution à la puissance absorbée est négligeable ($\sim \alpha^4$). Les expressions analytiques des paramètres A^+ , A^- et B peuvent être trouvées dans *Kravtsov et al.* [1978] et sont en accord avec les développements de *Wait* [1971].

La puissance absorbée Q (par unité d'aire) est définie comme la différence entre les composantes selon z du vecteur de Poynting de l'onde incidente avec celui de l'onde réfléchie dans la direction spéculaire S_z^r et les spectres de diffraction au premier ordre S_z^\pm :

$$\begin{aligned} Q(\theta) &= |S_z^i - S_z^r - S_z^+ - S_z^-| \\ &= \frac{c}{8\pi} |E_0|^2 \operatorname{Re} \left[\left(1 - |R + B|^2 \right) \cos \theta - |A^+|^2 \cos(\theta + \chi) - |A^-|^2 \cos(\theta - \chi) \right] \\ &= \frac{c}{8\pi} |E_0|^2 \left[\left(1 - |R|^2 \right) \cos \theta - \operatorname{Re} \left(2BR \cos \theta + |A^+|^2 \cos(\theta + \chi) - |A^-|^2 \cos(\theta - \chi) \right) \right] \end{aligned} \quad (4.2.66)$$

Le changement relatif d'intensité du rayonnement thermique, qui caractérise aussi le changement relatif en terme de température de brillance s'écrit :

$$\delta_p = \frac{I - I^{(0)}}{I^{(0)}} = \frac{Q - Q^{(0)}}{Q^{(0)}} = \frac{T_B - T_B^{(0)}}{T_B^{(0)}} = \frac{\Delta T_B}{T_B^{(0)}} \quad (4.2.67)$$

et l'indice (0) désigne le terme venant de la surface non perturbée ($z = 0$) et l'indice p indique la polarisation.

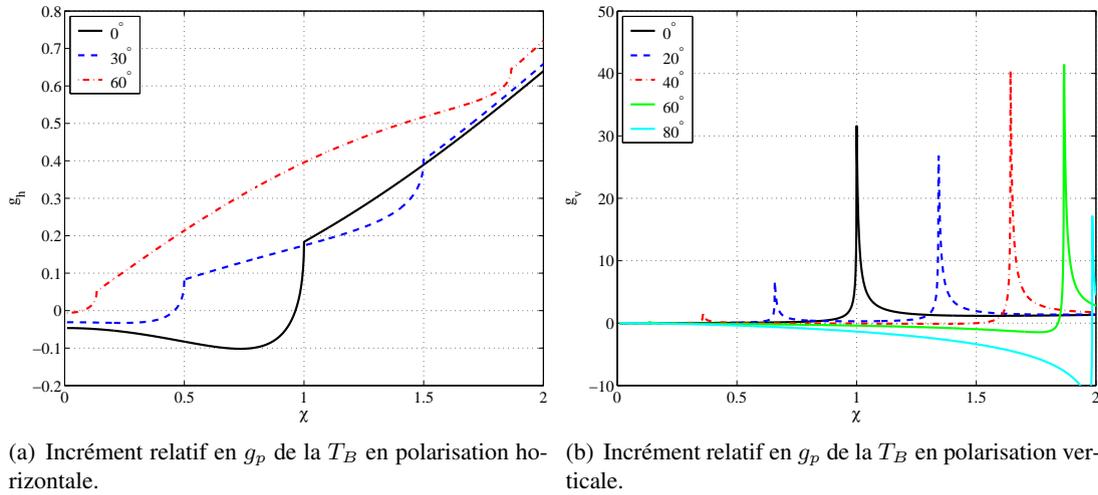


Figure 4.5 – *Incrément relatif en g_p de la T_B pour différents angles d'observation θ .*

On introduit alors le terme g_p de changement relatif de T_B en fonction de la pente au carré de l'onde sinusoïdale de surface :

$$g_p(\chi) = \frac{\delta}{(Ka)^2} = \frac{\Delta T_B}{(Ka)^2 T_B^{(0)}} = -\frac{\Re[2BR^* \cos \theta + |A^+|^2 c^+ + |A^-|^2 c^-]}{(Ka)^2 (1 - |R|^2) \cos \theta} \quad (4.2.68)$$

Le paramètre $g_p(\chi)$ possède une singularité en présence des deux points critiques déterminés par :

$$\chi_c^\mp = \frac{\xi}{K} = 1 \pm \sin \theta \quad (4.2.69)$$

Quand la condition $\chi = \chi_c^\mp$ est satisfaite, le vecteur d'onde du spectre de diffraction devient parallèle à la surface et se transforme en onde inhomogène dont l'amplitude décroît exponentiellement plus elle s'éloigne de la surface.

La présence d'un effet aussi explicite (pics) en polarisation verticale (Figure 4.5(b)) est attribuée à la résonance qui intervient entre un mode de surface et l'onde électromagnétique se propageant sur la surface. Ce mode de surface n'est possible qu'en polarisation verticale. Ainsi, l'amplitude du spectre de diffraction concerné croît brusquement et, par conséquent, le coefficient d'absorption de surface aussi lors de la disparition de ce spectre.

Quand $\theta = 0^\circ$, l'unique nombre d'onde de résonance est égal au nombre d'onde électromagnétique. A incidence plus forte, de multiples pics de résonance apparaissent. Des estimations numériques montrent que la valeur du contraste de température de brillance au détriment de l'influence des petites irrégularités sinusoïdales de surface peut atteindre approximativement $\Delta T_B \approx 30K$ aux maxima de résonance. Les effets critiques ont été mesurés en utilisant différents radiomètres micro-onde dans des conditions de laboratoire (*Gershenson et al. [1986]*) sur une surface d'eau monochromatique, et de bons accords entre théorie et observation ont été trouvés.

Pour une onde monochromatique de surface de nombre d'onde ξ et d'amplitude a , cette théorie développée sur la base d'un développement en petites élévations (SPM) prédit un changement d'émissivité :

$$\Delta e_p\left(\frac{\xi}{K}\right) = K^2 a^2 g_p\left(\frac{\xi}{K}\right) \quad (4.2.70)$$

Dans la limite de la SPM, on peut alors étendre cette théorie au cas d'une surface rugueuse aléatoire bidimensionnelle en intégrant 4.2.70 sur tous les nombres d'onde de surface. On a alors :

$$\Delta e_p = 2K^2 \int_0^{2\pi} \int_0^\infty G_p\left(\frac{\xi}{K}, \theta, \phi\right) \Gamma(\xi, \phi) d\xi d\phi \quad (4.2.71)$$

où G_p est la fonction g_p étendue au cas 2D et $\Gamma(\xi, \phi)$ est le spectre 2D des petites élévations de la surface mer.

Ce modèle a été appliqué pour l'analyse de données radiométriques micro-ondes de l'océan et il a montré de bonnes capacités pour faire une radio-spectroscopie des vagues de gravité-capillarité de la surface océanique (*Trokhimovski [2000]*). Ce modèle permet une explication des effets d'anisotropie upwind/crosswind de l'émission micro-onde de l'océan dans différentes polarisations qui ont été observés en radiométrie aéroportée (*Etkin et al. [1994]*).

4.2.3.2 L'approximation EBC/SPM

La méthode SPM-2 précédente évalue le flux du vecteur de Poynting pour calculer l'émissivité et se base sur une condition limite de Leontovitch. Une approche alternative et équivalente consiste à évaluer l'émissivité via l'intégration des coefficients bistatiques. *Yueh et al. [1988]* utilisent ainsi les méthodes EBC¹/SPM pour résoudre ce problème. Dans ce papier, Yueh et al. considère la diffusion d'une onde électromagnétique par une surface périodique porteuse d'une petite perturbation aléatoire. La perturbation est modélisée par un processus aléatoire gaussien. Les courants de surface et les champs diffusés sont développés sur un plan tangent à la porteuse et sont résolus par la méthode SPM à l'ordre deux. *Yueh et al. [1994a]* utilisent ces résultats théoriques pour prédire les coefficients bistatiques de diffusion, et intègrent ces coefficients sur l'hémisphère supérieur afin d'obtenir des réflectivités. Dans leur formulation, le champ diffusé est décomposé en deux composantes, l'une dite "cohérente" et l'autre "incohérente". L'ordre zéro du champ diffusé est un champ cohérent se propageant dans la direction spéculaire sans dépolarisation, et son amplitude est caractérisée par les coefficients de Fresnel R_h et R_v , respectivement pour les polarisations horizontale et verticale. Le premier ordre du champ diffusé est incohérent et contribue au plus faible ordre des coefficients bistatiques "incohérents" de diffusion. L'ordre deux du champ diffusé possède une contribution cohérente et corrige les coefficients de réflexion "cohérents". En outre, les composantes en polarisation croisée du champ "cohérent" à l'ordre deux ne sont pas égales à zéro quand la direction d'incidence n'est pas alignée avec les directions de symétrie des surfaces considérées.

Soit la formulation générique de l'émissivité

$$e = 1 - R \quad (4.2.72)$$

où R correspond à la réflexion totale du rayonnement incident sur la surface. D'après les considérations précédentes, on peut écrire R comme la somme d'un terme cohérent et d'un terme incohérent tel que

$$R = R_c + R_i \quad (4.2.73)$$

R_c , la réflectivité "cohérente" corrigée de la surface, est donnée comme

$$R_c = \begin{bmatrix} |R_h|^2 \\ |R_v|^2 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} |R_{hh}^{(2)}|^2 + |R_{hv}^{(2)}|^2 \\ |R_{vh}^{(2)}|^2 + |R_{vv}^{(2)}|^2 \\ 2\text{Re}(R_{vh}^{(2)} R_{hh}^{(2)*} + R_{vv}^{(2)} R_{hv}^{(2)*}) \\ 2\text{Im}(R_{vh}^{(2)} R_{hh}^{(2)*} + R_{vv}^{(2)} R_{hv}^{(2)*}) \end{bmatrix} \quad (4.2.74)$$

1. Extended Boundary Condition : cette condition stipule que le champ rayonné par des courants de surface induits doivent annuler l'onde incidente partout sous la surface périodique. On l'adjoint au théorème de Bloch/Floquet de sorte que partout au dessus du point le plus haut de la surface (et en dessous du point le plus bas) le champ rayonné peut être représenté par un spectre discret d'ondes sortantes et d'ondes évanescentes

et R_i , la réflectivité "incohérente" de la surface, est définie comme

$$R_i = \int_0^{\pi/2} d\theta_i \sin \theta_i \int_0^{2\pi} d\phi_i \frac{\cos \theta_i}{4\pi \cos \theta} \begin{bmatrix} \gamma_{hhhh}(\theta, \phi; \theta_i, \phi_i) + \gamma_{hv hv}(\theta, \phi; \theta_i, \phi_i) \\ \gamma_{vvvv}(\theta, \phi; \theta_i, \phi_i) + \gamma_{vhvh}(\theta, \phi; \theta_i, \phi_i) \\ 2\text{Re}(\gamma_{vhhh}(\theta, \phi; \theta_i, \phi_i) + \gamma_{vvhv}(\theta, \phi; \theta_i, \phi_i)) \\ 2\text{Re}(\gamma_{vhhh}(\theta, \phi; \theta_i, \phi_i) + \gamma_{vvhv}(\theta, \phi; \theta_i, \phi_i)) \end{bmatrix} \quad (4.2.75)$$

$R_{\alpha\beta}^{(2)}$ est le coefficient de réflexion de la composante polarisée selon α de l'ordre deux du champ diffusé polarisé selon β et d'amplitude un. Il est relié à la fonction de densité spectrale $\Gamma(\xi_x, \xi_y)$ par l'intégrale suivante :

$$R_{\alpha\beta}^{(2)} = \iint dk_x dk_y \Gamma(k_{xi} - k_x, k_{yi} - k_y) f_{\alpha\beta}^{(2)} \quad (4.2.76)$$

où

$$\begin{aligned} k_{xi} &= K \sin \theta_i \cos \phi_i \quad \text{et} \quad k_x = K \sin \theta \cos \phi \\ k_{yi} &= K \sin \theta_i \sin \phi_i \quad \text{et} \quad k_y = K \sin \theta \sin \phi \end{aligned} \quad (4.2.77)$$

Les coefficients bistatiques "incohérents" de diffusion liés à l'ordre un du développement du champ diffusé sont également proportionnels à la densité spectrale des élévations

$$\gamma_{\alpha\beta\mu\nu}^i(\theta, \phi; \theta_i, \phi_i) = \frac{4\pi k_0^2 \cos^2 \theta \Upsilon_{\alpha\beta\mu\nu}(k_x, k_y, k_{xi}, k_{yi}) \Gamma(k_x - k_{xi}, k_y - k_{yi})}{\cos \theta_i} \quad (4.2.78)$$

avec

$$\Upsilon_{\alpha\beta\mu\nu}(k_x, k_y, k_{xi}, k_{yi}) = f_{\alpha\beta}^{(1)}(\theta, \phi; \theta_i, \phi_i) f_{\mu\nu}^{(1)*}(\theta, \phi; \theta_i, \phi_i) \quad (4.2.79)$$

$f_{\alpha\beta}^{(1)}$ et $f_{\alpha\beta}^{(2)}$ sont les coefficients de diffusion à l'ordre un et deux, et sont rappelés en annexe ??.

Comme $R_{\alpha\beta}^{(2)}$ et $\gamma_{\alpha\beta\mu\nu}^i(\theta, \phi; \theta_i, \phi_i)$ sont du même ordre, proportionnels à la densité spectrale Γ , *Johnson and Zhang* [1999] proposent la formulation de l'émissivité suivante

$$\begin{bmatrix} e_h \\ e_v \\ U \\ V \end{bmatrix} = 1 - \begin{bmatrix} |R_h|^2 \\ |R_v|^2 \\ 1 \\ 1 \end{bmatrix} - \int_0^\infty \xi' d\xi' \int_0^{2\pi} d\phi' \Gamma(\xi', \phi') \begin{bmatrix} g_h(f, \theta_i, \phi_i, \epsilon, \xi', \phi') \\ g_v(f, \theta_i, \phi_i, \epsilon, \xi', \phi') \\ g_U(f, \theta_i, \phi_i, \epsilon, \xi', \phi') \\ g_V(f, \theta_i, \phi_i, \epsilon, \xi', \phi') \end{bmatrix} \quad (4.2.80)$$

où les fonctions de poids g_γ sont données par :

$$\begin{aligned} g_h &= 2\text{Re}\{R_h^* f_{hh}^{(2)}\} + \frac{k_{zi}}{k_z} [|f_{hh}^{(1)}|^2 + |f_{hv}^{(1)}|^2] \cdot F \\ g_v &= 2\text{Re}\{R_v^* f_{vv}^{(2)}\} + \frac{k_{zi}}{k_z} [|f_{vv}^{(1)}|^2 + |f_{vh}^{(1)}|^2] \cdot F \\ g_U &= 2\text{Re}\{(R_h^* + R_v^*) f_{hv}^{(2)}\} + \frac{2k_{zi}}{k_z} \text{Re}\{f_{vh}^{(1)} f_{hh}^{(1)*} + f_{vv}^{(1)} f_{hv}^{(1)*}\} \cdot F \\ g_V &= 2\text{Im}\{(R_h^* + R_v^*) f_{hv}^{(2)}\} + \frac{2k_{zi}}{k_z} \text{Im}\{f_{vh}^{(1)} f_{hh}^{(1)*} + f_{vv}^{(1)} f_{hv}^{(1)*}\} \cdot F \end{aligned} \quad (4.2.81)$$

et F est égale à 1 quand k_z est réel, et à 0 quand k_z est complexe, afin de limiter les contributions incohérentes des ondes se propageant dans l'hémisphère supérieur.

Une décomposition en série de Fourier des fonctions de poids et l'utilisation de certaines propriétés de la surface (cf. *Johnson and Zhang* [1999]), permettent d'écrire la variation d'émissivité induite par la rugosité comme

$$\Delta e_\alpha(\theta, \phi) = \Delta e_\alpha^{(0)}(\theta) + \Delta e_\alpha^{(1)}(\theta) \cdot \begin{cases} \cos \phi \\ \sin \phi \end{cases} + \Delta e_\alpha^{(2)}(\theta) \cdot \begin{cases} \cos 2\phi \\ \sin 2\phi \end{cases}, \quad \begin{cases} \text{si } \alpha = v \text{ ou } h \\ \text{si } \alpha = U \text{ ou } V \end{cases} \quad (4.2.82)$$

où $\Delta e_\alpha^{(0)}$ est l'émissivité omnidirectionnelle due à la rugosité en polarisation α , $\Delta e_\alpha^{(1)}$ est l'amplitude de la première harmonique azimutale caractérisant l'asymétrie upwind/downwind et $\Delta e_\alpha^{(2)}$ est l'amplitude de la deuxième harmonique azimutale caractérisant l'asymétrie upwind/crosswind. Par la suite, on ne s'intéressera qu'à l'harmonique zéro donnée par

$$\Delta e_\alpha^{(0)}(\theta, \phi) = - \int_0^\infty g_\alpha^{(0)} C^{(0)}(\xi') d \ln \xi' \quad (4.2.83)$$

avec $g_\alpha^{(0)}$, la composante omnidirectionnelle de la fonction de poids g_α/ξ'^2 et $C^{(0)}(\xi')$ est la composante omnidirectionnelle du spectre de courbure telle que $C(\xi') = \int_0^{2\pi} \xi'^4 \Gamma(\xi', \phi') d\phi'$.

4.2.4 L'approche 2-échelles

Étant donné que l'approximation GO ne peut s'appliquer que pour des vagues ayant un rayon de courbure grand devant la longueur d'onde électromagnétique, que la SPM n'est applicable que pour des rugosités de faible amplitude, et que la surface de la mer présente ces deux caractéristiques, des développements 2-échelles de la surface unifiant ces deux approximations ont été proposés. Le premier traitement 2-échelles du calcul de l'émissivité a été proposé par *Wentz [1975]*. Pour rappel, cette théorie suppose une séparation de la surface entre petites et grandes échelles. Un choix arbitraire d'un nombre d'onde de coupure ξ_c entre les échelles est donc nécessaire.

L'émissivité induite par la surface rugueuse dans cette approche s'écrit alors :

$$\Delta e = \Delta e_{go} + \iint \Delta e_{spm} P(S_x, S_y) dS_x dS_y \quad (4.2.84)$$

où Δe_{go} est l'émissivité calculée dans l'approximation GO en ne considérant que la variance des pentes des grandes vagues m_{ss}^{LW} :

$$\Delta e_{go} \simeq \frac{1}{4} (m_{ss}^{LW}) \alpha_p^{(0)} + \frac{1}{4} (m_{ss}^{LW} - m_{ss}^{LW}) \alpha_p^{(2)} \quad (4.2.85)$$

où la variance des pentes des grandes vagues est donnée par :

$$m_{ss}^{LW} = \int_0^{\xi_c} \xi^2 \Gamma(\xi) d\xi, \quad (4.2.86)$$

Δe_{spm} est l'émissivité calculée à partir de la SPM pour modéliser la contribution des petites échelles de rugosité dans le repère de la facette 2D défini par S_x et S_y . Ces petites échelles peuvent être définies par la densité spectrale de la surface $\Gamma(\xi)$ tronquée des grandes échelles. Le paramètre de coupure ξ_c est souvent choisi de sorte que

$$K \rho_s(0) = K \int_{\xi_c}^{+\infty} \Gamma(\xi) d\xi \ll 1 \quad (4.2.87)$$

où $\rho_s(0)$ est la variance des élévations des petites échelles de la surface. La valeur de ξ_c dépend alors de la fréquence électromagnétique et de la forme spectrale adoptée.

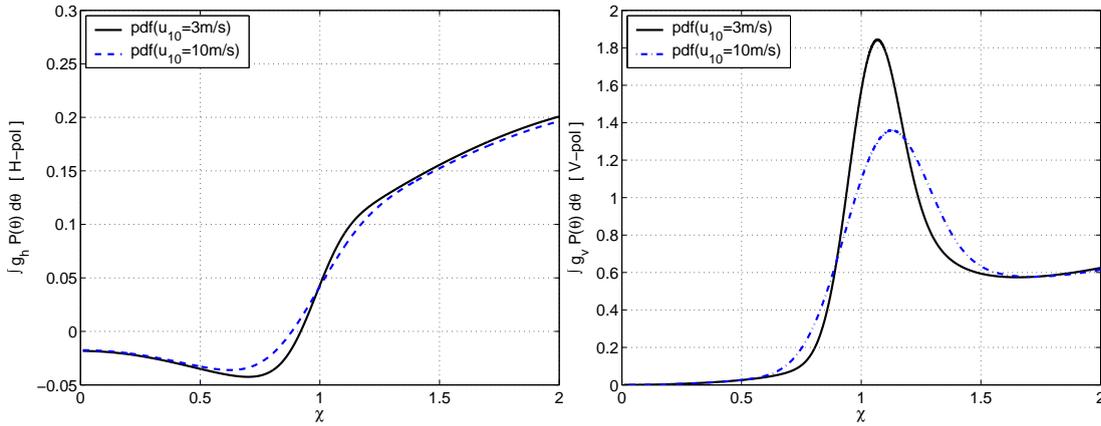
e_{spm} correspond ainsi à l'émissivité d'une facette inclinée qu'il convient de distribuer sur la densité de probabilité des pentes $P(S_x, S_y)$ pour prendre en compte le processus d'inclinaison lié à la présence de longues vagues sur la surface.

La représentation de la surface de mer par une structure périodique de type réseau étant peu probable dans la réalité, l'apparition des phénomènes critiques tels que prédit par une approche

SPM seule est discutable. Une interprétation 2-échelles correspond à une pondération des phénomènes critiques autour de l'angle d'observation nominal par la probabilité des pentes autour cette angle. On a alors

$$\Delta e_p = 2K^2 \int_0^\pi d\theta' \int_0^{2\pi} d\varphi' \int_{\xi_c}^\infty d\xi' G_p \left(\frac{\xi'}{K}, \epsilon, \theta', \varphi' \right) \Gamma(\xi', \varphi') P(\theta - \theta', \varphi') \quad (4.2.88)$$

avec P une densité de probabilité des pentes.



(a) Incrément relatif à la T_B en terme de pondération de g_p par une gaussienne en polarisation horizontale. (b) Incrément relatif à la T_B en terme de pondération de g_p par une gaussienne en polarisation verticale.

Figure 4.6 – Incrément relatif à la T_B en terme de pondération de g_p par une densité de probabilité gaussienne pour deux valeurs de variance des pentes correspondant à un vent de 3 m/s et 10 m/s.

Comme illustré sur la figure 4.6(b), l'impact majeur de l'inclinaison par les grandes vagues est de fortement atténuer et élargir les fonctions de poids g_p . La signature des phénomènes critiques dans des mesures radiométriques de la surface océanique multi-échelles, notamment en polarisation verticale, devrait donc être moins évidente que dans le cas des mesures en laboratoire sur onde monochromatique de [Gershenson et al. \[1986\]](#).

4.3 Discussion sur les différents modèles actif/passif

En actif, pour modéliser le signal rétrodiffusé dans la direction spéculaire ($Q_H = 0$) ou quasi-s spéculaire, la limite haute fréquence suffit à expliquer la majorité du signal. Dans cette limite, l'approximation de Kirchhoff (KA) relie la largeur du lobe spéculaire aux différents moments spectraux de la surface et uniquement à la variance des pentes dans l'approximation de l'optique géométrique (GO). Pour des longueurs d'onde électromagnétiques proches de l'optique, KA est équivalent à GO. Pour les fréquences micro-onde, un filtre passe-bas est souvent appliqué à la surface pour avoir une bonne correspondance entre KA et GO dans le lobe spéculaire, comme illustré sur la Figure 4.7.

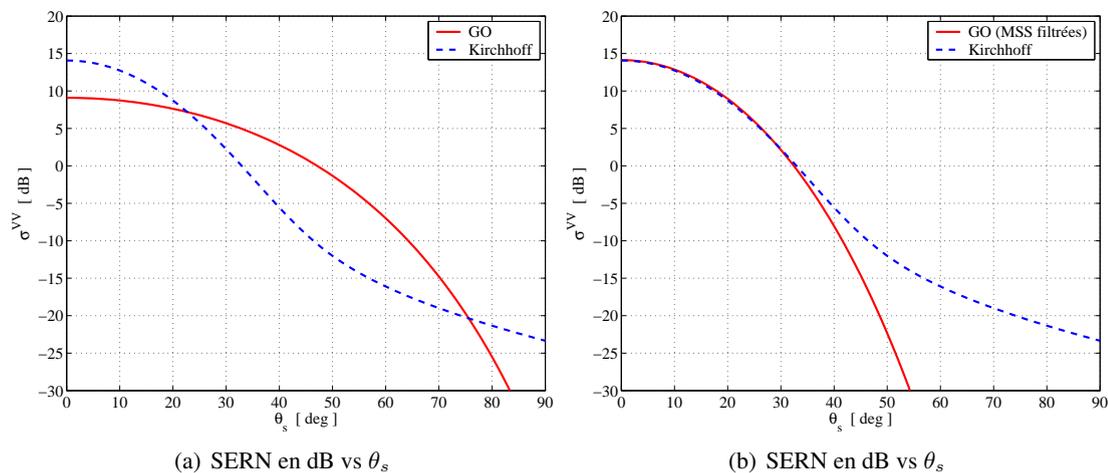


Figure 4.7 – Section efficace radar normalisée en dB dans l'approximation de l'optique géométrique et dans l'approximation Kirchhoff fonction de l'angle de diffusion pour la bande C et la forme spectrale de la surface proposée par *Elfouhaily et al. [1997]* pour un vent de 7 m/s. La mss utilisée pour calculer la SERN GO est la variance totale (a) et filtrée des échelles de surface inférieures à 3 fois la longueur d'onde électromagnétique (b)

L'approximation de Kirchhoff étant une théorie scalaire, elle ne prend pas en compte les effets de polarisation qui commencent à apparaître quand on s'éloigne de la direction spéculaire. Pour expliquer la rétrodiffusion aux angles d'incidence modérés à forts, et les effets de polarisations associés (retour plus fort en polarisation verticale qu'en polarisation horizontale), on aura recours aux approximations basse fréquence (SPM-1, SSA-1). Dans ce régime, la diffusion correspond alors à un effet de résonance de type Bragg et est proportionnelle au spectre de surface évalué en $\xi = Q_H$.

Cependant, les développements basse fréquence à l'ordre 1 sont connus pour prédire des rapports de polarisation trop importants par rapport aux données à angles modérés (Exemple de l'analyse du rapport de polarisation des SERN en bande C illustrée en figure 4.8).

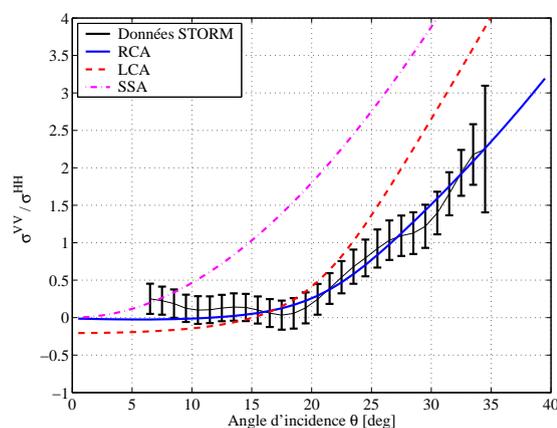


Figure 4.8 – Rapport de polarisation des différents modèles asymptotiques en fonction de l'angle d'incidence θ comparé à des données en bande C (*Mouche et al. [2007b]*). SSA correspond à l'ordre un du développement (SSA-1).

Si une information est nécessaire sur le comportement de la SERN dans toute les directions de diffusion, on fera appel à des méthodes "unifiées" de type 2-échelles, SSA-2 ou encore mieux aux

approximations de Kirchhoff étendues telles que LCA ou RCA qui prennent mieux en compte les effets de polarisation en fonction de l'angle d'incidence et de la rugosité.

De manière parallèle, les développements pour modéliser l'émissivité micro-onde de la surface font appel aux limites asymptotiques haute (GO) et basse fréquences (SPM). Une étude de *Irsov* [1997] montre l'équivalence entre SSA et SPM pour le calcul de l'émissivité. Ce résultat a conduit certains auteurs (*Johnson and Zhang* [1999]) à conclure que la théorie SPM-2 pour l'émissivité peut être appliquée même pour des vagues de fortes amplitudes à condition qu'elles aient de faibles pentes. Dans ces conditions, un développement deux échelles ne serait pas nécessaire. Une relecture approfondie des travaux de *Irsov* révèle en fait que l'équivalence SSA/SPM n'est valide en général que pour une région locale, i.e. sur une facette (cf Annexe C). Le résultat SSA/SPM sur chaque facette doit encore être distribué sur l'ensemble des facettes associées aux échelles de fortes amplitudes et on retrouve une approche de type 2-échelles.

Pour le calcul de l'émissivité, les théories unifiées récentes (LCA, RCA) et plus précises pour caractériser la diffusion loin du spéculaire seraient plus adaptées qu'un modèle 2-échelles qui présente l'inconvénient du choix arbitraire d'une séparation d'échelles. Cependant, le calcul des coefficients bistatiques RCA/LCA implique l'évaluation d'une intégrale de type Kirchhoff dans laquelle la fonction de corrélation doit être calculée pour chaque nombre d'onde de surface et à chaque angle de diffusion (θ_s, ϕ_s) . Ceci rend numériquement très coûteuse l'évaluation des coefficients pour toutes les configurations bistatiques nécessaires au calcul de l'émissivité. Par conséquent, ces méthodes n'ont pas été pour l'instant appliquées au calcul de l'émissivité.

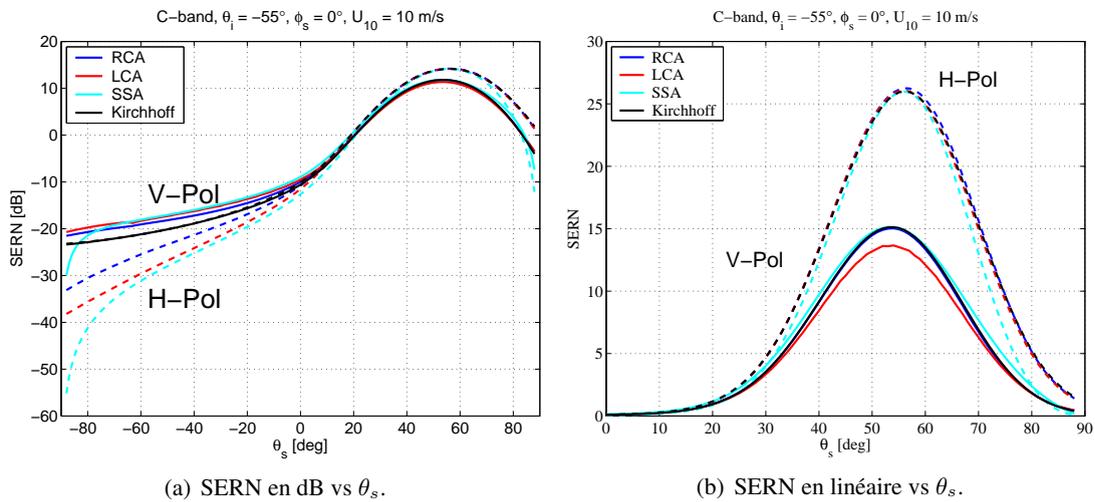


Figure 4.9 – Section efficace radar normalisée bande L calculée pour RCA, LCA, SSA et Kirchhoff à partir du spectre d'*Elfouhaily et al.* [1997] et un vent de 10 m/s. L'angle d'incidence est -55° et $(\phi_s, \phi_i) = 0$ (dans le plan d'incidence). Les courbes en traits pleins et celles en tirets correspondent respectivement à la polarisation verticale et horizontale.

Selon la relation $e = 1 - R$, une variation de la réflectivité conduira à une variation de l'émissivité $\delta e = -\delta R$. L'émissivité augmente lorsque la réflectivité totale de la scène diminue. De manière heuristique et comme illustré en figure 4.9, les diagrammes de diffusion sur la surface de mer sont généralement continus et les énergies sont largement concentrées autour de la région spéculaire, i.e. $Q_H = 0$. Par conséquent, un changement de rugosité de surface affectera principalement cette région (Figure 4.10).

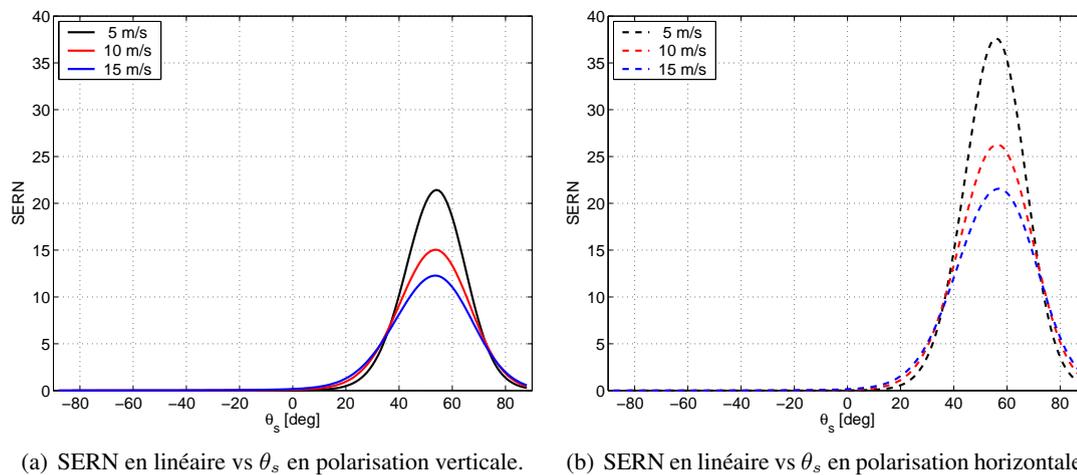


Figure 4.10 – Section efficace radar normalisée en bande C calculée dans la RCA à partir du spectre d'Elfouhaily *et al.* [1997] et 3 vents, 5, 10 et 15 m/s. L'angle d'incidence est -55° et $(\phi_s, \phi_i) = 0$ (dans le plan d'incidence).

Pour comprendre et estimer l'impact d'un changement de rugosité de surface sur l'émissivité, il sera donc essentiel de bien caractériser l'évolution du lobe spéculaire associée. Dans ce mémoire, nous choisissons donc d'analyser les caractéristiques du lobe spéculaire telles qu'observées par un ensemble d'instruments actifs et de s'en servir pour obtenir une paramétrisation cohérente de l'impact de la rugosité de surface sur l'émissivité via notre compréhension de la modélisation de cette dernière. Dans la suite, nous verrons que ces effets sont principalement fonction de la variance des pentes de la surface qui détermine la largeur du lobe spéculaire et selon l'approche utilisée, de la variance des élévations et de la courbure qui ont pour effet d'atténuer les coefficients nominaux de Fresnel autour de $Q_H \sim 0$.

Chapitre 5

Impact de la rugosité sur le lobe spéculaire

5.1 Préambule

Afin d'obtenir une paramétrisation cohérente de l'impact de la rugosité de surface sur l'émissivité, on se concentre dans ce chapitre sur la caractérisation de l'évolution associée du lobe spéculaire car cette dernière aura un effet dominant sur le changement d'émissivité. Dans une première partie, une analyse théorique sera proposée. Dans le domaine spéculaire, les effets de polarisation étant minimes, cette analyse se fonde sur l'approximation de Kirchhoff (théorie scalaire). Sur la base de cette théorie, nous étudierons l'impact d'un petit changement de rugosité par rapport à un état moyen. L'analyse démontrera que l'impact sur le lobe spéculaire est différent selon la distribution en échelle de ce changement de rugosité. Aux basses fréquences micro-onde, l'analyse nous montre qu'il sera nécessaire de considérer une surface multi-échelles pour expliquer le changement d'amplitude et de forme du lobe spéculaire. Dans une seconde partie, ces résultats seront confrontés à l'analyse de données actives micro-onde et optique, acquises dans le domaine quasi-spéculaire.

5.2 Analyse théorique

5.2.1 Rappel

Pour rappel, quand on dérive une solution asymptotique de type Kirchhoff, un calcul statistique clé est l'évaluation de la fonction caractéristique jointe des élévations (cf Annexe D)

$$\left\langle e^{iQ_z [\eta - \eta']} \right\rangle \quad (5.2.1)$$

où $\eta = \eta(\mathbf{r})$ est une variable aléatoire caractérisant l'élévation de la surface de mer au point \mathbf{r} et $\eta' = \eta(\mathbf{r}')$ au point \mathbf{r}' , $\langle \dots \rangle$ désigne ici une moyenne sur l'ensemble statistique homogène des rugosités de la surface.

Dans le cas où η suit une loi gaussienne à moyenne nulle, il en va de même pour la différence $\eta - \eta'$. Le terme dans (5.2.1) dépend alors uniquement de la différence $\mathbf{r} - \mathbf{r}'$. Selon l'hypothèse de stationarité, la fonction caractéristique devient

$$\left\langle e^{iQ_z [\eta - \eta']} \right\rangle = e^{-\frac{Q_z^2}{2} \mathcal{D}(\mathbf{r} - \mathbf{r}')}, \quad (5.2.2)$$

où \mathcal{D} est la fonction de structure telle que :

$$\mathcal{D}(\mathbf{r} - \mathbf{r}') = \langle |\eta - \eta'|^2 \rangle = 2[\rho(0) - \rho(\mathbf{r} - \mathbf{r}')] \quad (5.2.3)$$

avec $\rho(0)$, la variance des élévations, et ρ , la fonction de corrélation des élévations de surface entre \mathbf{r} et \mathbf{r}' .

Pour des variables aléatoires non-gaussienne, des termes d'ordres supérieurs liés aux fonctions cumulatives de Skewness $S(\mathbf{r})$ et de Kurtosis $\Upsilon(\mathbf{r})$ doivent être considérés. La fonction caractéristique aura la forme :

$$\langle e^{iQ_z[\eta - \eta']} \rangle = e^{-Q_z^2 [\rho(0) - \rho(\mathbf{r})] - iQ_z^3 \frac{S(\mathbf{r})}{6} + Q_z^4 \frac{\Upsilon(\mathbf{r})}{24}} \quad (5.2.4)$$

L'analyse présentée ici aura pour objet l'étude de l'impact d'un changement de la forme de la fonction de corrélation sur l'intégrale de Kirchhoff (\mathcal{I}). Pour rappel, cette dernière s'écrit

$$\mathcal{I} = \int_{\mathbf{r}} \left[e^{-Q_z^2 [\rho(0) - \rho(\mathbf{r})]} \right] e^{i\mathbf{Q}_H \cdot \mathbf{r}} d\mathbf{r} \quad (5.2.5)$$

On part de l'hypothèse que le comportement moyen de la SERN est caractérisé par une fonction de corrélation gaussienne à moyenne nulle $\bar{\rho}$ et on souhaite étudier l'impact sur la forme de la SERN qu'aura l'ajout d'une petite perturbation $\delta\rho$.

5.2.2 Définition du comportement moyen $\bar{\rho}$ et $\bar{\sigma}$

Dans ce qui suit nous faisons le choix de définir le comportement moyen $\bar{\rho}$ de ρ par une fonction de corrélation gaussienne à moyenne nulle, donnée par

$$\bar{\rho}(\mathbf{r}) = \bar{\rho}(0) e^{-\frac{r^2}{l^2}} \quad (5.2.6)$$

Le développement en série de Taylor de $\rho(\mathbf{r})$ (fonction paire) donne

$$\bar{\rho}_n(\mathbf{r}) = \frac{\bar{\rho}(\mathbf{r})}{\bar{\rho}(0)} = 1 - \mu_2 \frac{r^2}{l^2} + \frac{\mu_4}{2!} \frac{r^4}{l^4} - \frac{\mu_6}{3!} \frac{r^6}{l^6} + \frac{\mu_8}{4!} \frac{r^8}{l^8} + \dots \quad (5.2.7)$$

où dans le cas particulier d'une corrélation gaussienne, $\mu_{2n} = 1$. En ne considérant que les deux premiers termes de ce développement dans l'intégrale de Kirchhoff (\mathcal{I}), on retrouve une solution triviale de type GO où

$$\mathcal{I} = P \left(\frac{\mathbf{Q}_H}{Q_z} \right) = \frac{4\pi}{s^2} e^{-\frac{Q_H^2}{Q_z^2 s^2}} \quad (5.2.8)$$

avec P , la densité de probabilité gaussienne des pentes et $s^2 = 4\rho(0)/l^2$, la variance des pentes.

Le choix de la forme de $\bar{\rho}$ définissant le comportement moyen de la SERN n'est pas aussi simple pour la surface océanique, et mérite une petite discussion. Pour la surface de la mer, la fonction de corrélation s'exprime comme la transformation de Fourier de la densité spectrale des élévations de la surface :

$$\rho(r) = \int \Gamma(\xi) e^{i\xi r} d\xi \quad (5.2.9)$$

Un développement identique à 5.2.7 reste toujours possible tel que

$$\rho_n(\mathbf{r}) = \frac{\rho(\mathbf{r})}{\rho(0)} = 1 - \mu_2 \frac{r^2}{2} + \mu_4 \frac{r^4}{4!} - \mu_6 \frac{r^6}{6!} + \mu_8 \frac{r^8}{8!} + \dots \quad (5.2.10)$$

mais cette fois avec

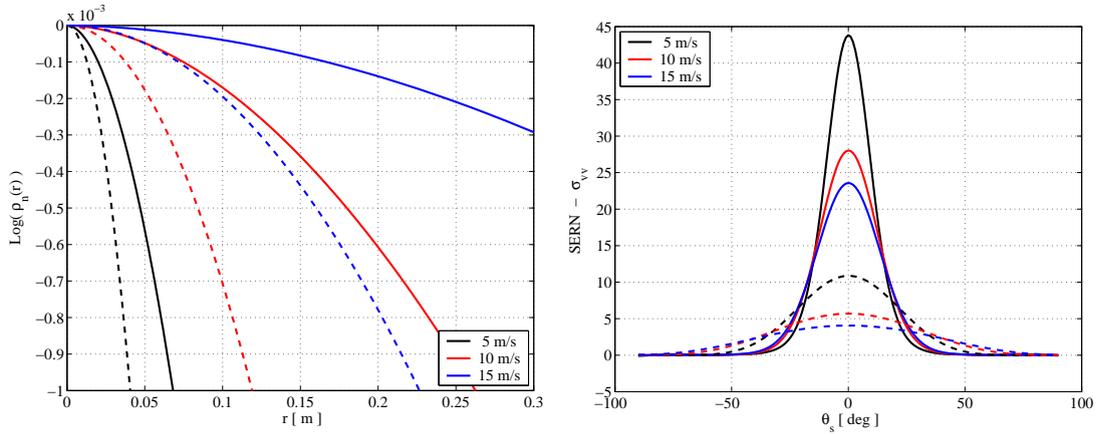
$$\mu_{2n} = \frac{\partial^{2n} \rho(\mathbf{r})}{\partial \mathbf{r}^{2n}} \Big|_{\mathbf{r}=0} \quad (5.2.11)$$

En utilisant la définition 5.2.9, on trouve que

$$\mu_{2n} = (-i)^{2n} \int \xi^{2n} \Gamma(\xi) d\xi \quad (5.2.12)$$

La fonction de corrélation de la surface de mer s'exprime alors en fonction de ses différents moments spectraux avec pour $n = 1$, $\mu_2 = m_{ss}$, la variance des pentes des élévations et pour $n = 2$, $\mu_4 = \chi$, la variance des courbures des élévations.

Une illustration de $\rho(r)$ calculée à partir de la forme spectrale $\Gamma(\xi)$ d'*Elfouhaily et al.* [1997] est proposée sur la figure 5.1(a) en fonction du rayon de corrélation, ainsi que l'approximation parabolique $\rho_n = 1 - m_{ss} r^2/2$ avec m_{ss} , calculée à partir de 5.2.11 et du spectre $\Gamma(\xi)$ correspondant à chaque vent. Sur la figure 5.1(b), sont présentés les calculs de la SERN dans l'approximation de Kirchhoff selon qu'on considère le calcul de $\rho(r)$ à partir de l'équation 5.2.9 et de la forme spectrale d'*Elfouhaily et al.* [1997] en trait plein, et l'approximation parabolique $\rho_n = 1 - m_{ss} r^2/2$ en pointillés.



(a) Logarithme de la fonction de corrélation normalisée ρ_n en fonction de r calculée à partir de la forme spectrale d'*Elfouhaily et al.* [1997] en trait plein et de l'approximation parabolique $\rho_n = 1 - m_{ss} r^2/2$ en pointillés.

(b) SERN en linéaire en fonction de θ_s calculée à partir de la forme spectrale d'*Elfouhaily et al.* [1997] en trait plein et approximation parabolique $\rho_n = 1 - m_{ss} r^2/2$ en pointillés. La fréquence électromagnétique correspond à la bande L et l'angle d'incidence est $\theta_i = 0^\circ$.

Figure 5.1 – Fonction de corrélation et section efficace radar normalisée en bande L calculée à partir du spectre d'*Elfouhaily et al.* [1997] pour 3 vents, 5, 10 et 15 m/s.

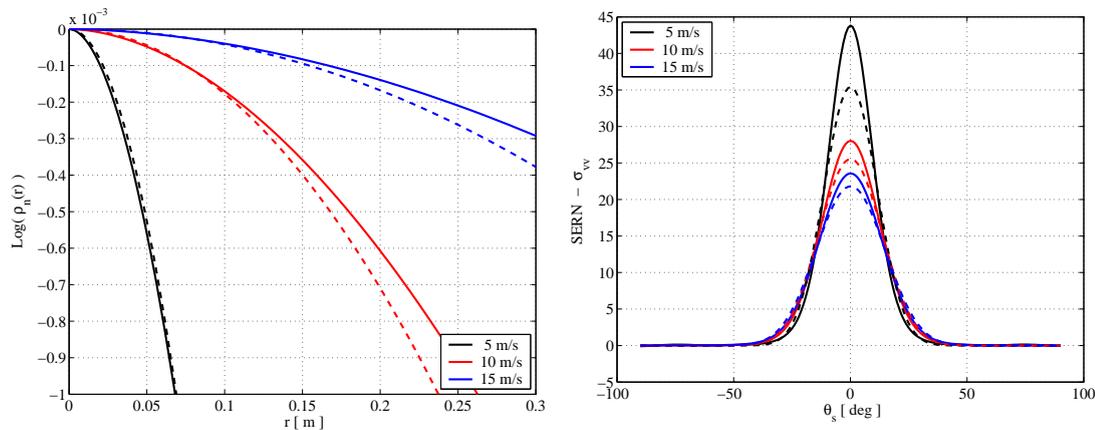
On observe clairement que l'approximation parabolique ne permet pas d'approcher correctement le comportement de la fonction de corrélation calculée à partir d'un spectre de mer. De fait, la décroissance quadratique est trop forte : la variance totale des pentes donne beaucoup de poids à des échelles très petites. La considération des ordres supérieurs du développement (5.2.10) apparaît indispensable. Cela est possible et mène aussi à des solutions analytiques. Le calcul est moins trivial et l'intégrale de Kirchhoff prend la forme suivante :

$$\mathcal{I} = P \left(\frac{Q_H}{Q_z} \right) \left\{ 1 + \frac{1}{Q_z^2 \rho(0)} L_2 \left(\frac{Q_H^2}{Q_z^2 \mu_2^2} \right) + \left(\frac{1}{Q_z^2 \rho(0)} \right)^2 \left[3L_4 \left(\frac{Q_H^2}{Q_z^2 \mu_2^2} \right) - L_3 \left(\frac{Q_H^2}{Q_z^2 \mu_2^2} \right) \right] + \dots \right\} \quad (5.2.13)$$

où les fonctions L_n correspondent aux polynômes de Laguerre à l'ordre n (*Tatarskii and Tatarskii [1994]*). Dans la limite optique (Q_z très grand), cette expression se réduit à la densité de probabilité gaussienne des pentes P et une déviation à la gaussianité ne peut venir que de la prise en compte des moments statistiques de Skewness et de Kurtosis.

Notons par ailleurs, que les formes spectrales de surface de mer, et notamment celle d'*Elfouhaily et al. [1997]* ont été développées de sorte que la variance des pentes mesurée par *Cox and Munk [1954a]* soit respectée mais sans contraintes empiriques sur la variance des courbures des élévations χ . De plus, ces formes spectrales sont représentatives d'un ensemble d'échelles de surface. Or sur la surface de mer, certaines échelles présentent des décorrélations très rapides (cas des petites vagues de capillarité/gravité), et d'autres beaucoup plus lentes (cas de la houle par exemple). La fonction de corrélation des élévations de la surface de mer pour un vent donné, est donc une fonction difficile à modéliser par une loi simple à une seule structure.

Par conséquent et par simplicité, la considération d'une variance des pentes effective (mss_{eff}) est souvent invoquée. Cette variance effective est sensée permettre une approximation parabolique de la fonction de corrélation sur un domaine spatial plus large, en corrigeant au mieux des contributions venant des moments spectraux d'ordre supérieur. Cette simplification permet de mieux approcher la fonction de corrélation déduite d'un modèle spectral représentatif de la surface de mer et donc, mieux approcher le comportement moyen de la SERN en fonction de l'angle d'incidence dans le lobe spéculaire. Cette variance des pentes effective est toujours inférieure à la variance des pentes totale (mss_{tot}). Dans l'exemple de la figure 5.2 pour la bande L, $mss_{eff} \simeq 1/3 mss_{tot}$.



(a) Logarithme de la fonction de corrélation normalisée ρ_n en fonction de r calculée à partir de la forme spectrale d'*Elfouhaily et al. [1997]* en trait plein et de l'approximation parabolique $\rho_n = 1 - mss_{eff} r^2 / 2$ en pointillés.

(b) SERN en linéaire en fonction de θ_s calculée à partir de la forme spectrale d'*Elfouhaily et al. [1997]* en trait plein et approximation parabolique $\rho_n = 1 - mss_{eff} r^2 / 2$ en pointillés. La fréquence électromagnétique correspond à la bande L et l'angle d'incidence est $\theta_i = 0^\circ$.

Figure 5.2 – Fonction de corrélation et section efficace radar normalisée en bande L calculée à partir du spectre d'*Elfouhaily et al. [1997]* pour 3 vents, 5, 10 et 15 m/s.

La considération d'une double structure pour la fonction de corrélation est également possible. Cela revient à considérer une séparation entre les différentes échelles de la surface. Les déplacements de surface sont alors le plus souvent séparés en deux régimes : un régime à variations lentes correspondant aux longues vagues et un régime à variations rapides correspondant aux petites vagues.

Selon ce type de décomposition, on peut alors considérer la fonction de corrélation d'une

surface filtrée des échelles de surface supérieures à ξ_m

$$\bar{\rho}(r) = \int_0^{\xi_m} \Gamma(\xi) e^{i\xi r} d\xi, \quad (5.2.14)$$

et son approximation quadratique

$$\bar{\rho}(r) = \bar{\rho}(0) - mss_{filt} \frac{r^2}{2} \quad (5.2.15)$$

avec mss_{filt} , la variance des pentes des grandes échelles de la surface.

La contribution des petites échelles entraîne alors une variation de la fonction de corrélation $\delta\rho(\mathbf{r})$ autour de la valeur moyenne $\bar{\rho}(\mathbf{r})$, telle que $\delta\rho(\mathbf{r}) \ll \bar{\rho}(\mathbf{r})$:

$$\rho(\mathbf{r}) = \bar{\rho}(\mathbf{r}) + \delta\rho(\mathbf{r}). \quad (5.2.16)$$

Dans un tel cas, la SERN peut s'écrire comme :

$$\begin{aligned} \sigma &= \frac{1}{\pi} \left| \frac{\mathbb{K}}{Q_z} \right|^2 \int_{\mathbf{r}} e^{-Q_z^2[\rho(0)-\rho(\mathbf{r})]} e^{i\mathbf{Q}_H \cdot \mathbf{r}} d\mathbf{r} \\ \sigma &= \frac{1}{\pi} \left| \frac{\mathbb{K}}{Q_z} \right|^2 \int_{\mathbf{r}} e^{-Q_z^2[\bar{\rho}(0)-\bar{\rho}(\mathbf{r})]} e^{i\mathbf{Q}_H \cdot \mathbf{r}} d\mathbf{r} \\ &\quad + \frac{1}{\pi} |\mathbb{K}|^2 \int_{\mathbf{r}} [\delta\rho(\mathbf{r}) - \delta\rho(0)] e^{-Q_z^2[\bar{\rho}(0)-\bar{\rho}(\mathbf{r})]} e^{i\mathbf{Q}_H \cdot \mathbf{r}} d\mathbf{r} \\ \sigma &= \bar{\sigma} + \delta\sigma, \end{aligned} \quad (5.2.17)$$

où $\bar{\sigma}$ est la SERN GO moyenne associée aux conditions géophysiques initiales telle que :

$$\bar{\sigma} = \sigma^{GO} = 2 \left| \frac{\mathbb{K}}{Q_z} \right|^2 P \left(\frac{\mathbf{Q}_H}{Q_z} \right) \quad (5.2.18)$$

avec P , la densité de probabilité des pentes à moyenne nulle et variance mss_{filt} . $\bar{\sigma}$ dépend très faiblement de la fréquence électromagnétique. $\delta\sigma$ représente la variation de la SERN autour de cette valeur moyenne associée aux changements de la surface, représentés par une petite perturbation $\delta\rho$ de la fonction de corrélation $\bar{\rho}$. Dans les trois paragraphes suivant, nous considérons trois cas illustrant l'impact de $\delta\sigma$ sur $\bar{\sigma}$ en fonction de l'angle de diffusion, selon la forme considérée pour $\delta\rho$.

5.2.3 Fluctuation indépendante des échelles de la surface

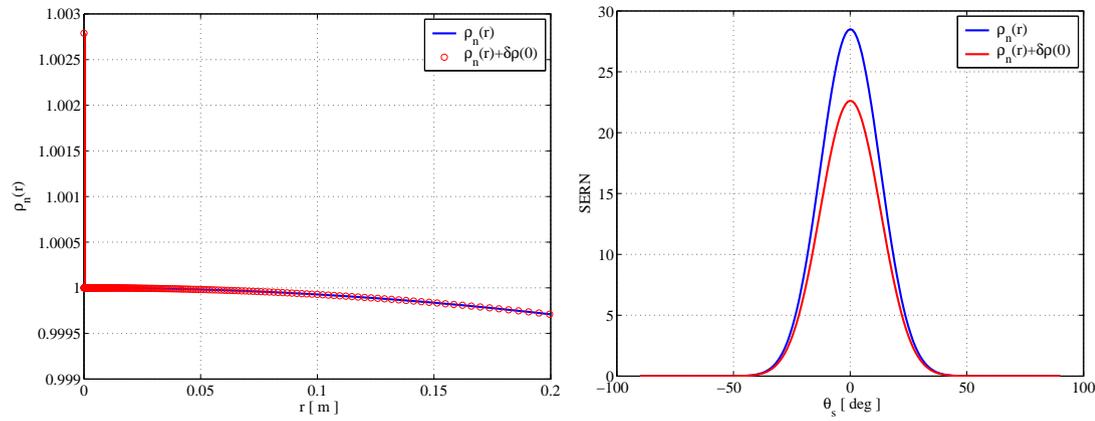
Si la fluctuation autour de la valeur moyenne est constante en fonction du rayon de corrélation r : $\delta\rho(\mathbf{r}) \simeq \delta\rho \neq 0$, on obtient de manière triviale

$$\delta\sigma \simeq 0 \quad (5.2.19)$$

Si on considère maintenant le cas d'une perturbation telle que $\delta\rho(0) \neq 0$ mais avec $\delta\rho(\mathbf{r}) \simeq 0$ pour $r \neq 0$. Cela peut consister par exemple à ajouter à la rugosité moyenne des éléments rugueux à corrélation nulle (bruit blanc), caractéristiques des surfaces fractales voire de la turbulence induite par le déferlement. On a alors

$$\sigma \simeq \left[1 - Q_z^2 \delta\rho(0) \right] \bar{\sigma} \quad (5.2.20)$$

Dans le cas où $\delta\rho(0)$ est positif (cas de l'ajout de rugosité), le lobe spéculaire moyen est atténué proportionnellement à un terme de la forme $\exp[-Q_z^2 \delta\rho(0)]$. Ce résultat est illustré sur la figure 5.3.



(a) Fonction de corrélation normalisée ρ_n en fonction de r . La courbe bleue correspond à l'approximation parabolique et en cercle rouge la fonction de corrélation perturbée.
 (b) SERN en linéaire en fonction de l'angle de diffusion θ_s . La SERN moyenne $\bar{\sigma}$ est en bleu et la SERN perturbée $\bar{\sigma} + \delta\sigma$ est en rouge.

Figure 5.3 – Fonction de corrélation et Section efficace radar normalisée.

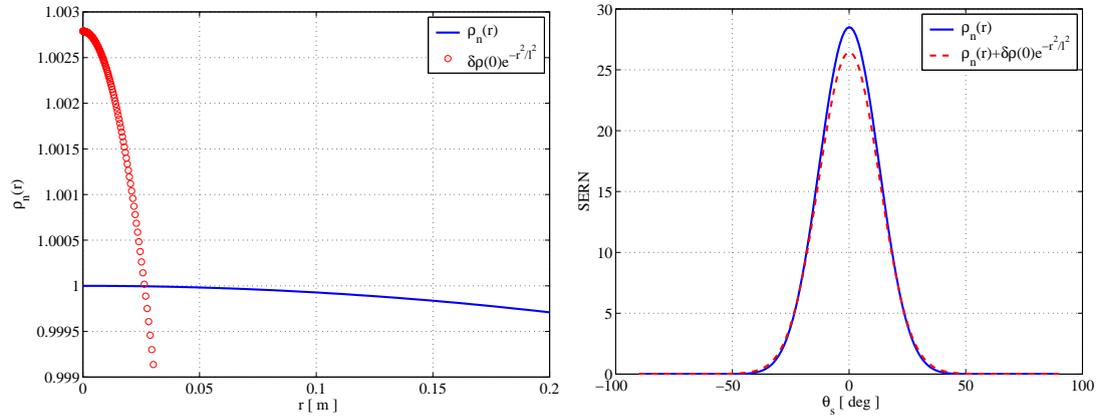
L'effet dominant de cette perturbation singulière, est une atténuation du lobe spéculaire. Cette atténuation est maximale dans la direction spéculaire et décroît progressivement quand l'angle de diffusion s'écarte de la direction spéculaire.

5.2.4 Fluctuation dépendante de la longueur de corrélation

Prenons maintenant une fluctuation $\delta\rho(\mathbf{r})$ suivant une loi de type $\delta\rho(0)e^{-r^2/2l_s^2}$ avec l_s une longueur de corrélation. Cela correspond à rajouter des éléments de rugosité à décorrélations très rapides (typiquement des groupes de petites vagues fortement modulées). En utilisant 5.2.17, on a alors

$$\begin{aligned}
 \delta\sigma &= \frac{1}{\pi} |\mathbb{K}|^2 \int_{\mathbf{r}} \delta\rho(0) \left[e^{-\left[Q_z^2 s^2 + \frac{1}{l_s^2}\right] \frac{r^2}{2}} - e^{-Q_z^2 s^2 \frac{r^2}{2}} \right] e^{i\mathbf{Q}_H \cdot \mathbf{r}} d\mathbf{r} \\
 &= \frac{1}{\pi} |\mathbb{K}|^2 \delta\rho(0) \left[\frac{2\pi}{Q_z^2 (s^2 + 1/Q_z^2 l_s^2)} e^{-\frac{Q_H^2}{2Q_z^2 (s^2 + 1/Q_z^2 l_s^2)}} - \frac{2\pi}{Q_z^2} P \right] \\
 &= 2 \left| \frac{\mathbb{K}}{Q_z} \right|^2 \delta\rho(0) \left[\frac{1}{s^2 + 1/Q_z^2 l_s^2} e^{-\frac{Q_H^2}{2Q_z^2 (s^2 + 1/Q_z^2 l_s^2)}} - P \right] \quad (5.2.21)
 \end{aligned}$$

où P est la densité de probabilité Gaussienne des pentes des grandes échelles de la surface de variance $s^2 = mss_{filt}$.



(a) Fonction de corrélation normalisée ρ_n en fonction de r . La courbe bleue correspond à l'approximation parabolique et en cercle rouge la fonction de corrélation perturbée. (b) SERN en linéaire en fonction de l'angle de diffusion θ_s . La SERN moyenne $\bar{\sigma}$ est en bleue et la SERN perturbée $\bar{\sigma} + \delta\sigma$ est en rouge.

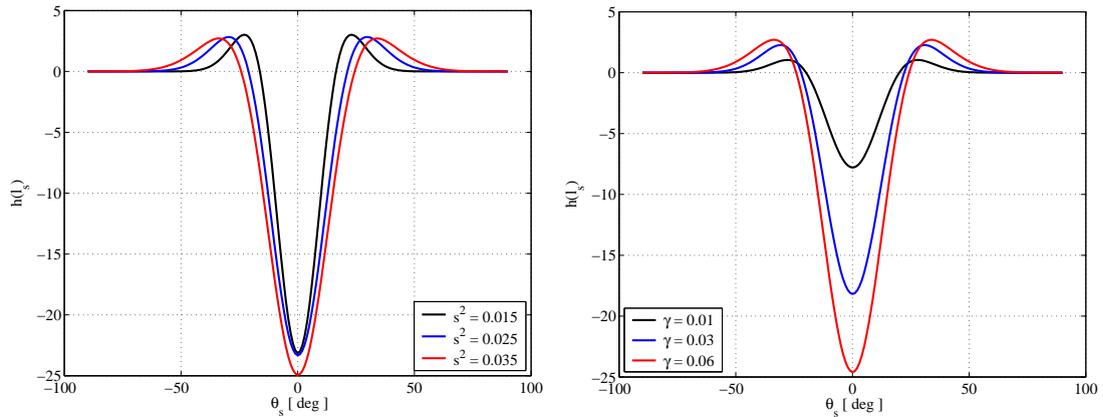
Figure 5.4 – Fonction de corrélation et Section efficace radar normalisée.

Selon cette approche, on a $\delta\sigma \propto h(l_s)$ avec

$$h(l_s) = \frac{1}{s^2 + \gamma} e^{-\frac{Q_H^2}{2Q_z^2(s^2 + \gamma)}} - \frac{1}{s^2} e^{-\frac{Q_H^2}{2Q_z^2 s^2}} \quad (5.2.22)$$

avec $\gamma = 1/Q_z^2 l_s^2$.

Dans la limite où la longueur de corrélation l_s est infinie (cas d'une surface plate), on a bien $\delta\sigma = 0$. La forme de la fonction $h(l_s)$ est illustrée sur la figure 5.5 pour différentes valeurs de variance des pentes s^2 (5.5(a)) et pour différentes valeurs de γ (5.5(b)).



(a) $h(l_s)$ en fonction de l'angle de diffusion θ_s pour trois valeurs de variance s^2 et pour une valeur de l_s . (b) $h(l_s)$ en fonction de l'angle de diffusion θ_s pour des trois valeurs de l_s et une valeur de s^2 .

Figure 5.5 – $h(l_s)$ en fonction de l'angle de diffusion θ_s .

On constate que l'ajout d'éléments de rugosité à décorrélations rapides a le double effet d'atténuer et d'élargir le lobe spéculaire. Plus la longueur de corrélation l_s est petite (γ grand), plus l'atténuation et l'élargissement seront prononcés. Par ailleurs, ce type de rugosité rajoute de la réflectivité loin du spéculaire ($h(l_s) > 0$ pour $\theta_s \gtrsim 20^\circ$) et cela d'autant plus que la variance

des pentes s^2 est importante. Cependant, la réflectivité totale diminue car elle est dominée essentiellement par les effets d'atténuation autour de la direction spéculaire. Cela est essentiel pour l'évaluation de l'impact de la rugosité sur l'émissivité.

5.2.5 Fluctuation dépendante de la longueur d'onde de la surface

On peut aussi exprimer $\delta\sigma$ comme une perturbation fonction du nombre d'onde ξ de la surface. En effet, on peut définir

$$\delta\rho(\mathbf{r}) - \delta\rho(0) = \int_{\xi} \delta\Gamma(\xi) [\cos(\xi \cdot \mathbf{r}) - 1] d\xi. \quad (5.2.23)$$

En utilisant 5.2.17 pour exprimer la variation de la SERN, on a :

$$\begin{aligned} \delta\sigma &= \frac{1}{\pi} |\mathbb{K}|^2 \int_{\mathbf{r}} \left\{ \int_{\xi} [e^{i\xi \cdot \mathbf{r}} + e^{-i\xi \cdot \mathbf{r}} - 2] \delta\Gamma(\xi) d\xi \right\} e^{-Q_z^2 s^2 \frac{r^2}{2}} e^{iQ_H \cdot \mathbf{r}} d\mathbf{r} \\ &= \frac{1}{\pi} |\mathbb{K}|^2 \int_{\mathbf{r}} \int_{\xi} e^{-Q_z^2 s^2 \frac{r^2}{2}} [e^{i(Q_H - \xi) \cdot \mathbf{r}} + e^{i(Q_H + \xi) \cdot \mathbf{r}} - 2e^{iQ_H \cdot \mathbf{r}}] \delta\Gamma(\xi) d\mathbf{r} d\xi \end{aligned} \quad (5.2.24)$$

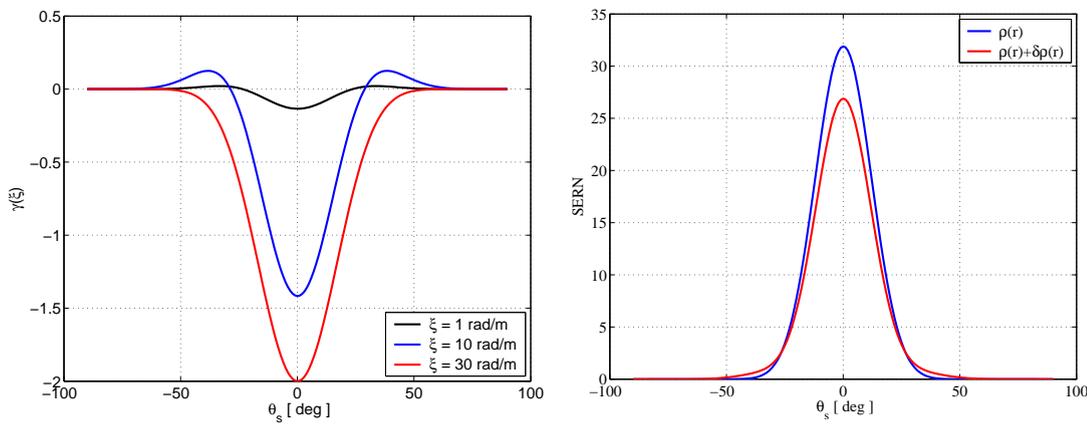
En réalisant l'intégration sur \mathbf{r} et non sur ξ , on a :

$$\delta\sigma = 2 \frac{|\mathbb{K}|^2}{Q_z^2 s^2} \int_{\xi} \left[e^{-\frac{(Q_H - \xi)^2}{2Q_z^2 s^2}} + e^{-\frac{(Q_H + \xi)^2}{2Q_z^2 s^2}} - 2e^{-\frac{Q_H^2}{2Q_z^2 s^2}} \right] \delta\Gamma(\xi) d\xi, \quad (5.2.25)$$

Par conséquent, l'expression de $\delta\sigma$ est une fonction de ξ telle que :

$$\delta\sigma(\xi) = 2 \frac{|\mathbb{K}|^2}{Q_z^2 s^2} \gamma(\xi) \delta\Gamma(\xi) \quad (5.2.26)$$

où $\gamma(\xi)$ peut être considérée comme une fonction de poids qui filtre une gamme d'échelles de la surface de mer associée à la variabilité de la SERN. Par construction, γ est aussi une fonction de l'angle de diffusion et de la variance des pentes s^2 , et sera centrée sur le nombre résonant de Bragg. C'est la propriété de filtrage de l'intégrale de Kirchhoff.



(a) $\gamma(\xi)$ en fonction de l'angle de diffusion θ_s pour trois valeurs de nombre d'onde de surface ξ .

(b) SERN en linéaire en fonction de l'angle de diffusion θ_s . La SERN moyenne $\bar{\sigma}$ est en bleu et la SERN perturbée $\bar{\sigma} + \delta\sigma$ est en rouge.

Figure 5.6 – $\gamma(\xi)$ et la SERN en fonction de l'angle de diffusion θ_s .

Si on considère seulement le cas de la direction spéculaire, $Q_H = 0$

$$\delta\sigma = 2 \frac{|\mathbb{K}|^2}{Q_z^2 s^2} \int_{\xi} \left[e^{-\frac{\xi^2}{2Q_z^2 s^2}} - 1 \right] \delta\Gamma(\xi) d\xi, \quad (5.2.27)$$

Dans la limite optique, on peut procéder au développement limité de l'exponentielle, d'où

$$\delta\sigma \simeq -\frac{|\mathbb{K}|^2}{Q_z^4 s^4} \int_{\xi} \xi^2 \delta\Gamma(\xi) d\xi = -\frac{|\mathbb{K}|^2}{Q_z^4 s^4} \delta s^2, \quad (5.2.28)$$

Dans la direction spéculaire lors d'un changement de la rugosité, l'atténuation du lobe est donc dominée par le rapport entre la variation de la variance des pentes de la surface (δs^2) et la variance des pentes des grandes vagues (s^2) au carré.

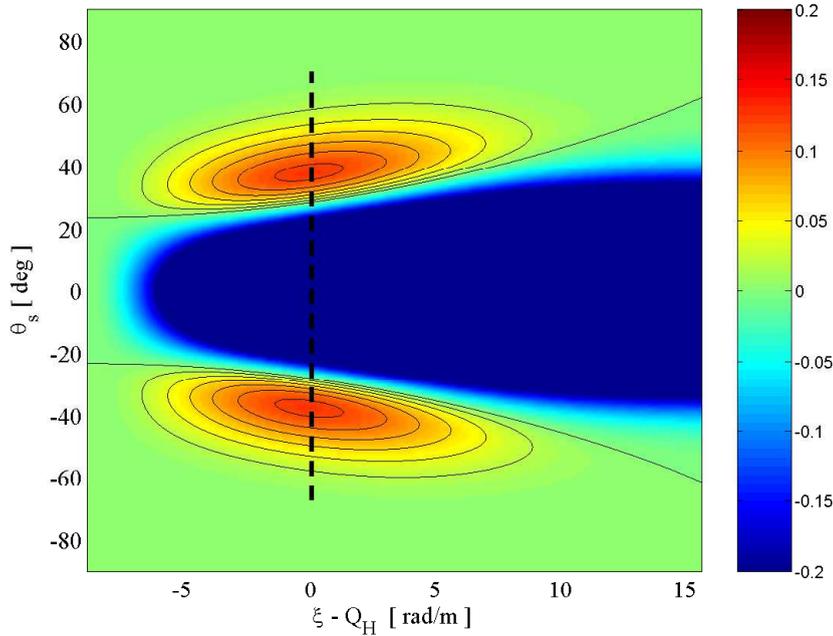


Figure 5.7 – Fonction γ en fonction de l'angle de diffusion θ_s et du nombre d'onde de surface ξ relatif au nombre d'onde de Bragg Q_H . La valeur de la variance des pentes s^2 est fixée à 0.021.

Loin de la direction spéculaire ($\theta_s \gtrsim 20^\circ$), on retrouve le résultat du paragraphe précédent (Figure 5.6(a) et 5.7). Si $Q_H \neq 0$, $\gamma(\xi)$ présente un maximum en $\xi = Q_H$ et s'interprète comme un filtre passe-bande centrée sur le nombre de Bragg et de largeur contrôlée par la variance initiale des pentes des grandes vagues s^2 . En $\xi = Q_H$, on observe bien (Figure 5.7) un maximum de γ qui correspond à une augmentation de réflectivité. Ce résultat simple et remarquable identifie clairement la région spectrale proche de la résonance de Bragg. Rappelons cependant (Figure 5.6(a)), que cette contribution "résonante" est modeste devant les effets d'atténuation dans la direction spéculaire.

5.2.6 Conclusions préliminaires

Pour conclure cette analyse théorique, à partir d'une solution représentative d'une condition de rugosité moyenne, une augmentation de rugosité diminuera systématiquement la SERN dans le domaine spéculaire, et l'augmentera pour les angles de diffusion loin du spéculaire. Lors d'un

changement de la rugosité, la modification de la réflectivité totale est largement dominée par la diminution dans le lobe spéculaire. Sur la base de statistiques gaussiennes, le paramètre essentiel qui contrôle les solutions approchées utilisant l'intégrale de Kirchhoff, sera celui qui décrit l'écart de la fonction de corrélation avec l'approximation purement parabolique. Si la déviation est forte autour de l'origine sur un domaine de l'ordre de la longueur d'onde, la solution s'éloigne de la forme GO. Ce sont les échelles à décorrélations rapides qui contrôlent principalement ces effets.

Loin du spéculaire, la considération d'une fluctuation dépendante du nombre d'onde de surface implique une augmentation de la réflectivité autour de nombres d'onde résonants. L'augmentation sera d'autant plus sensible que l'ajout de rugosité comprend des échelles de longueur proche du mode résonant. L'aspect sélectif de cette résonance s'atténue pour des surfaces présentant de larges variances des pentes (cf. équation 5.2.26). A ces angles, en raison de ces phénomènes sélectifs, une sensibilité à la polarisation apparaîtra sur la SERN. L'influence de la variance des courbures des échelles proches de la résonance de Bragg sera en particulier une caractéristique essentielle à bien déterminer pour modéliser la diffusion loin du spéculaire.

5.3 Analyse de mesures actives dans le domaine quasi-spéculaire : optique et radar

5.3.1 Introduction

On va s'intéresser dans un premier temps à l'analyse de données acquises de manière active. Dans le contexte de cette étude, la motivation de ce choix est clair. Il s'agit de caractériser au mieux la distribution angulaire de l'intensité diffusée. En effet, les variations de la largeur du lobe spéculaire vont contrôler, au premier ordre, la variation de l'émissivité pour un radiomètre visant loin du nadir. On étudiera donc dans un premier temps, la forme de la distribution d'intensité rétrodiffusée autour du nadir et son approximation quasi-gaussienne. Selon cette approximation, cela conduit à la définition d'une variance effective des pentes ou encore variance des pentes filtrées de la surface de mer, pour différentes fréquences en fonction de la vitesse du vent. Comme naturellement anticipé, cette variance effective est inférieure à la variance totale des pentes. Toutefois, l'analyse essaiera de démontrer la cohérence entre les estimations effectives pour les différentes fréquences électromagnétiques, jusqu'aux mesures optiques. Enfin, cette analyse conduit également à l'introduction d'une correction au coefficient nominal de réflexion. Ce coefficient "effectif" est également dépendant de la fréquence électromagnétique et particulièrement sensible à la rugosité des plus petites échelles. Dans ce cas, ce terme sera alors à rapprocher aux variations d'émissivité pour un radiomètre visant à la verticale.

5.3.2 Présentation des observations

Des mesures aéroportées des propriétés statistiques de la rugosité de la surface de mer sont devenues très célèbres : ce sont les mesures issues de photographies de l'éclat du soleil au large des côtes d'Hawaii réalisées et analysées par C. Cox et W. Munk en 1951. Fondées sur le principe de l'optique géométrique, ces mesures permettent, en principe, d'accéder directement à l'évaluation de la densité de probabilité des pentes de la surface. Les analyses effectuées par ces pionniers sont célèbres et systématiquement référencées pour leur apparente simplicité et leur extrême fiabilité, encore récemment révélée par l'analyse de *Bréon and Henriot* [2006] à partir des observations issues de la plateforme POLDER. L'analyse de ces photographies s'est appuyée sur une détermination polynômiale de la décroissance de l'intensité réfléchie en fonction du carré de la tangente de l'angle de réflexion. Par analogie, la même méthode a été utilisée pour l'analyse de signaux

issus de radar aéroportés et rétrodiffusés dans des directions proches de la verticale (*Jackson et al. [1992]*, *Walsh et al. [1998]*).

Instruments	Type	Bande	Fréquence	Incidence	Référence
GPS	réflectométrie	L	1.2/1.5 GHz	0°-60°	<i>Cardellach and Rius [2008]</i>
STORM	RADAR	C	5.35 GHz	7°-40°	<i>Hauser et al. [2008]</i>
TRMM	RADAR	Ku	13.8 GHz	0°-18°	<i>Freilich and Vanhoff [2003]</i>
NSCAT	RADAR	Ku	14 GHz	15°-55°	<i>Quilfen et al. [1999]</i>
SRA	RADAR	Ka	36 GHz	0°-30°	<i>Walsh et al. [2008]</i>
Vandemark et al.	RADAR	Ka	36 GHz	0°	<i>Vandemark et al. [2004b]</i>
CLOUDSAT	RADAR	W	94 GHz	~ 0°	<i>Tanelli et al. [2008]</i>
Vandemark et al.	LASER	optique	~ 510 ⁵ GHz	~ 0°	<i>Vandemark et al. [2004b]</i>
CALIPSO	LIDAR	optique	~ 510 ⁵ GHz	~ 0°	<i>Hu et al. [2008]</i>
Cox et Munk	réflectométrie	optique	Visible	~ 0°	<i>Cox and Munk [1954a]</i>

Tableau 5.1 – Principales caractéristiques des différents jeux de données utilisés pour cette analyse.

On se propose de ré-analyser les mesures de section efficace radar présentées dans *Freilich and Vanhoff [2003]* pour la bande Ku, dans *Hauser et al. [2008]* pour la bande C, et dans *Walsh et al. [2008]* pour la bande Ka. Les jeux de données utilisés dans notre analyse et leurs caractéristiques principales sont résumés en tableau 5.1. Pour l'ensemble des fréquences considérées et comme on peut l'observer spécifiquement pour la bande Ku sur la Figure 5.8(a), les mesures de section efficace ne présentent aucune sensibilité à la polarisation entre 0° et 15° et aucune signature significative avant 20°. Comme anticipé lors de l'exercice théorique du paragraphe précédent, une analyse fondée sur l'approximation de Kirchhoff (théorie scalaire) semble donc totalement justifiée. Par conséquent, on utilisera comme cadre de cette analyse, la représentation suivante de la SERN :

$$\sigma = \frac{1}{\pi} \left| \frac{\mathbb{K}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0)}{Q_z} \right|^2 \int_r \left\langle e^{iQ_z[\eta(r) - \eta(r + \Delta r)]} \right\rangle e^{iQ_H \cdot \Delta r} d\Delta r \quad (5.3.29)$$

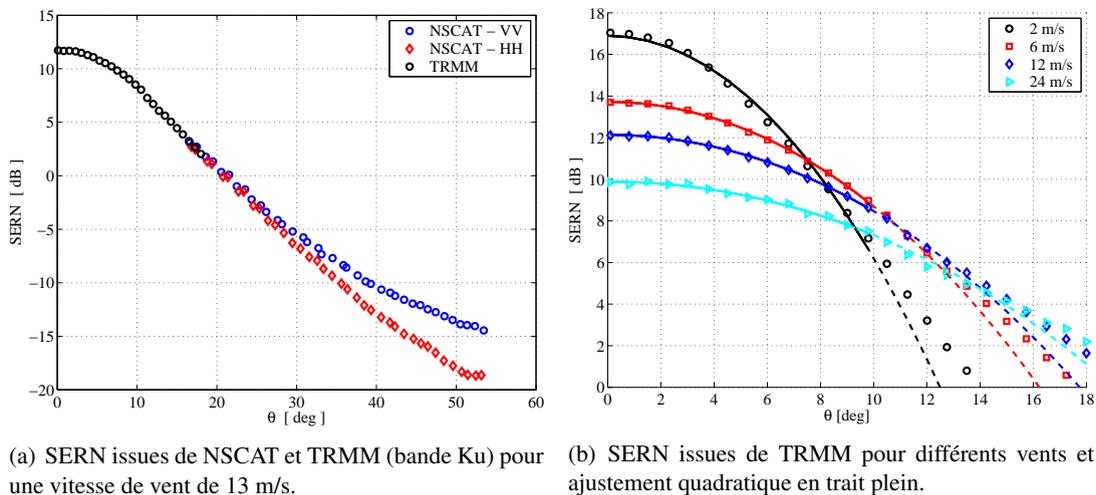


Figure 5.8 – Données de SERN en bande Ku fonction de l'angle d'incidence θ .

5.3.3 Analyse mono-échelle

En reprenant les mesures TRMM aux angles quasi-spéculaires (Figure 5.8(b)), on observe que le logarithme de la SERN en fonction de l'angle d'incidence et pour un vent donné, présente un comportement quasi parabolique aux faibles angles d'incidence ($\theta \leq 10^\circ$). Une approximation quadratique de la fonction de corrélation est donc généralement invoquée pour rendre compte de ce comportement. Les SERN seraient alors directement proportionnelles à une densité de probabilité gaussienne telle que :

$$\sigma = 4 \left| \frac{\mathbb{K}}{Q_z} \right|^2 \frac{1}{mss_{eff}} e^{-\frac{Q_H^2}{Q_z^2 mss_{eff}}} \quad (5.3.30)$$

où mss_{eff} correspondrait à une variance effective des pentes. Dans la configuration de rétrodiffusion : $Q_z = 2K \cos \theta$, $Q_H/Q_z = \tan \theta$ et $|\mathbb{K}| = K^2 |R(0)|$, où $R(0)$ est le coefficient de réflexion de Fresnel évalué en 0. En prenant le logarithme népérien de l'équation précédente dans la configuration de rétrodiffusion, nous avons donc

$$\log(\sigma \cos^4 \theta) = \log \left(\frac{|R(0)|^2}{mss_{eff}} \right) - \frac{\tan^2 \theta}{mss_{eff}}, \quad (5.3.31)$$

L'ajustement de cette fonctionnelle aux données permet simplement l'estimation de mss_{eff} et du coefficient de réflexion $|R(0)|^2$. En reprenant les données en bande Ku de TRMM, cet ajustement s'applique relativement bien entre 0° et 10° pour tous les vents allant de 2 à 24 m/s (Figure 5.8(b)). Cependant, il ne prend pas bien en compte le comportement de la SERN au delà de 10° . Les valeurs mesurées des SERN sont alors systématiquement supérieures aux prédictions de l'approximation quadratique.

La figure 5.9 présente la sensibilité à la vitesse du vent de cette variance effective des pentes estimée mss_{eff} pour l'ensemble des données présentées dans le tableau 5.1. Les valeurs sont comprises entre la variance des pentes estimées à partir des observations optiques réalisées par *Cox and Munk* [1954b] et réanalysée par *Wu* [1990] pour une surface de mer "propre", et celles rapportées par *Vandemark et al.* [2004a] représentatives de la variance de vagues supérieures à 1 m. Sont reportés sur cette figure, les paramètres d'ajustement quadratique de Cox et Munk ($mss_{eff}^{opt.}$). Pour ces auteurs, la différence avec la variance totale ($mss_{tot}^{opt.}$) est attribuée aux effets non gaussiens qui diminuent la largeur de la densité de probabilité des pentes faibles. Après ré-analyse des données de Cox et Munk (*Chapron et al.* [2000]), cette dernière semble se déduire de manière indépendante du vent, $mss_{tot}^{opt.} = 1.23 mss_{eff}^{opt.}$. De manière beaucoup plus marquée, les estimations à partir des données radar suivent un classement $mss_L \leq mss_C \leq mss_{Ku} \leq mss_{Ka} \leq mss_{eff}^{opt.}$. On observe que la variance effective des pentes déduite des données en bande Ka, Ku, C et L présente le même comportement logarithmique jusqu'à 7-9 m/s. A partir de ~ 9 m/s, plus la fréquence électromagnétique est élevée et plus la croissance de la variance est forte en fonction du vent.

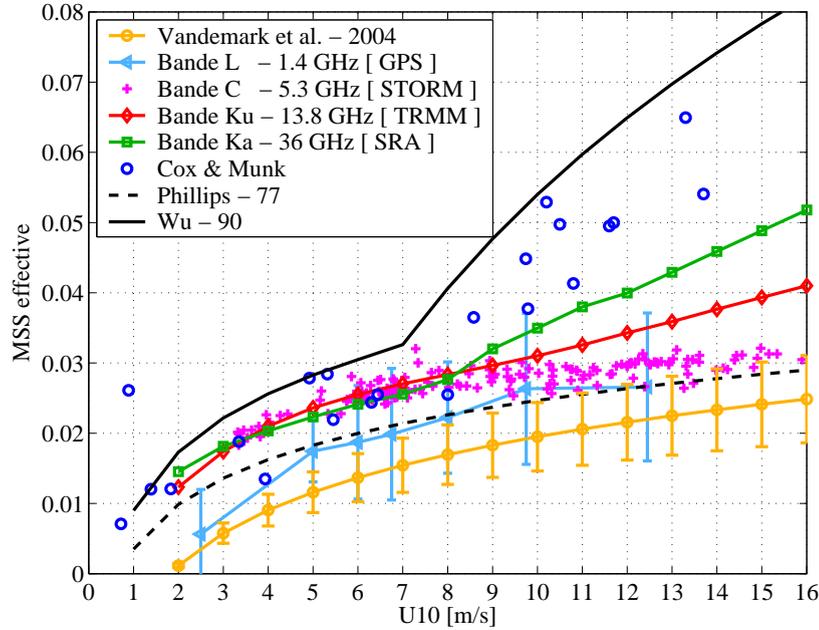


Figure 5.9 – Variations effectives des pentes en fonction du vent déduites à partir des données en bande L (GPS), en bande C (STORM), en bande Ku (TRMM), en bande Ka (SRA) et en optique (Cox et Munk). Sont également reportées (i) les mesures de Vandemark et al. [2004b] dérivées de mesures LASER qui filtrent les vagues inférieures à 1 m, (ii) les ajustement de Wu [1990] pour une mer propre et (iii) de Phillips [1977b] pour une surface filtrée des vagues inférieures à 30 cm.

Si l'on reprend l'idée de séparation des échelles, l'interprétation souvent rencontrée dans la littérature est alors de considérer cette variance effective comme correspondant à la variance des pentes vues par l'instrument, qui peut être comparée à une estimation via un modèle spectral de la surface :

$$mss_{eff} = \int_0^{\xi_c} \xi^2 \Gamma(\xi) d\xi \quad (5.3.32)$$

où ξ_c est un paramètre de coupure à partir duquel l'instrument n'est plus sensible aux pentes d'échelles de surface $1/\xi$ telles que $\xi > \xi_c$. Ainsi, la différence avec les valeurs proposées par Cox et Munk est-elle attribuée au filtre implicite passe-bas du radar. Il devient évident que ξ_c dépendra de la fréquence électromagnétique qu'on définit comme $\xi_c = 2\pi/\lambda_c = 2\pi/d\lambda$ où λ est la longueur d'onde électromagnétique. Dans la littérature, la valeur de d peut varier selon les auteurs entre 2 et 50. Il est à noter que le choix de la valeur de ξ_c ne fait l'objet d'aucun consensus et dépend essentiellement de la forme spectrale utilisée.

En reprenant la formule de Kirchhoff 5.3.29, l'approximation parabolique de la fonction caractéristique, bien que présentant l'avantage d'une expression analytique simple, semble clairement mal adaptée pour interpréter la variation de la SERN avec le vent pour les angles $> 10^\circ$. Aux fréquences micro-ondes, une analyse mono-échelle conduit, au mieux, à l'extraction d'information essentiellement sur les grandes échelles de la surface à savoir la variance des pentes des longues vagues (mss_{eff}). Pour accéder à plus d'information sur la surface, une approximation moins contraignante de la fonction caractéristique peut être envisagée.

5.3.4 Approximation haute-fréquence

5.3.4.1 Présentation

En reprenant la solution de Kirchhoff pour modéliser la SERN en rétrodiffusion, un coefficient de Fourier de la fonction caractéristique jointe des différences de déplacements verticaux est à estimer. On peut reprendre 5.3.29 telle que

$$\sigma(s) \propto \int \left\langle e^{2iK \cos \theta [\eta(r) - \eta(r + \delta r)]} \right\rangle e^{2isK \cos \theta \delta r} d\delta r \quad (5.3.33)$$

avec s , la tangente de l'angle d'incidence θ . Sous statistiques gaussiennes des élévations, la fonction caractéristique jointe se déduit de la fonction de corrélation, $\rho(\delta r) = \langle \eta(r)\eta(r + \delta r) \rangle$, et l'expression devient

$$\sigma(s) \propto \int e^{-(2K \cos \theta)^2 [\rho(0) - \rho(r)]} e^{2isK \cos \theta r} dr \quad (5.3.34)$$

Quand K est grand, la majorité des contributions à cette intégrale est confinée autour de l'origine et la fonction de corrélation peut aussi être développée comme $\rho(r) = \rho(0) - mss r^2/2 + \chi r^4/24$, avec mss le moment spectral d'ordre deux ou variance des pentes, et χ le moment spectral d'ordre quatre ($\int \xi^4 \Gamma(\xi) d\xi$) ou variance des courbures des élévations. Sous statistique non-gaussienne, la fonction caractéristique jointe s'exprime par une forme donnée en 5.2.4. En négligeant les effets de Skewness ($S=0$) et en utilisant la propriété $\lim_{r \rightarrow 0} \Upsilon(r) = \kappa_4 r^4$:

$$\sigma(s) \propto \int e^{-(2K \cos \theta)^2 [\rho(0) - \rho(r)] + (2K \cos \theta)^4 \kappa_4 \frac{r^4}{24}} e^{2isK \cos \theta r} dr \quad (5.3.35)$$

La solution s'écrit alors

$$\sigma(s) = \int e^{\left[-(2K \cos \theta)^2 mss \frac{r^2}{2} + (2K \cos \theta)^4 \chi' \frac{r^4}{24} \right]} e^{2isK \cos \theta r} dr \quad (5.3.36)$$

avec $\chi' = \chi/(2K \cos \theta)^2 + \kappa_4$, soit après changement de variable $t = 2rK \cos \theta$,

$$\sigma(s) \propto \int e^{-\frac{mss}{2} \frac{t^2}{2} + \chi' \frac{t^4}{24}} e^{ist} dt \quad (5.3.37)$$

Telle que dérivée, la solution approchée de l'optique physique (PO) s'identifie bien avec une solution proportionnelle à une fonction de densité de probabilité des pentes. Par définition, la transformation de Fourier de la fonction caractéristique est la densité de probabilité. Toutefois, les moments d'ordre supérieur à 2 sont modifiés. Par approximation haute fréquence, la fonction caractéristique dépendant de la longueur d'onde radar est reconnue comme $\Phi_K(t) = \exp[-mss t^2/2 + \chi' t^4/24]$. Le second moment statistique de cette distribution particulière correspond à la variance totale des pentes de la surface et une correction d'ordre 4, χ' , apparaît. Cette correction intègre la corection possible de Kurtosis mais prend également en compte un effet directement reliée à la variance des courbures des élévations (χ), proportionnel à l'inverse du nombre d'onde radar au carré. Dans la limite optique, cette correction tend rapidement vers zéro et la solution PO redevient simplement proportionnelle à la densité de probabilité des pentes.

Ainsi pour des surfaces rugueuses comportant des petites échelles, l'analyse des données radar en fonction de la tangente de l'angle d'incidence doit-elle certainement se fonder sur un ajustement de type non-gaussien. A nos fins, et pour mener à des solutions analytiques, l'ajustement est choisi

à partir de la famille des distributions T, ou Student généralisée où la densité de probabilité est de la forme

$$P(s) = [1 + \alpha s^2]^{-\beta} \quad (5.3.38)$$

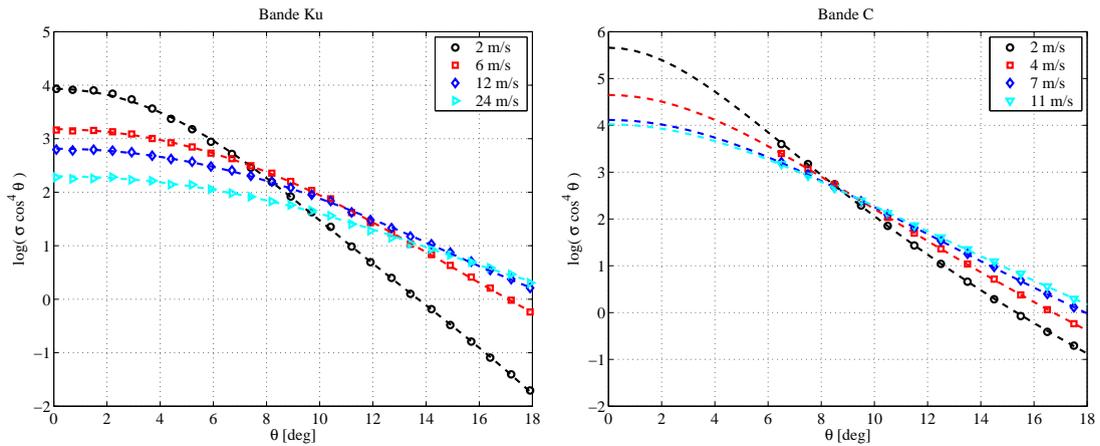
L'intégrale de P devant être égale à 1, on trouve $\alpha(\beta - 1)/\pi$ comme constante de normalisation et le calcul du moment d'ordre deux donne $\alpha = 1/[m_{ss}(\beta - 2)]$. On en déduit que

$$P(s) = \frac{\beta - 1}{\pi m_{ss}(\beta - 2)} \left[1 + \frac{s^2}{(\beta - 2)m_{ss}} \right]^{-\beta} \quad (5.3.39)$$

Le moment d'ordre quatre d'une telle distribution n'existant que pour $\beta > 3$, on pose $\beta = n + 3$ et la solution dans le cas omnidirectionnel s'écrira

$$\sigma \cos^4(\theta) = \frac{n + 2}{(n + 1)} \frac{|R(0)|^2}{m_{ss}} \left[1 + \frac{\tan^2 \theta}{(n + 1)m_{ss}} \right]^{-(n+3)} \quad (5.3.40)$$

avec m_{ss} , la variance omnidirectionnelle totale des pentes, n le paramètre d'ajustement relié à l'écart à l'approximation parabolique de la fonction de corrélation. Pour des grandes valeurs de n , la solution est proche de la distribution gaussienne. De manière analytique, le cumulatif d'ordre 4 d'une telle densité est $\tilde{\kappa}_4 = 2m_{ss}^2/n$ et $\tilde{\kappa}_4$ croît quand n décroît. Par identification avec l'équation 5.3.37 : $\tilde{\kappa}_4 = \chi'$.



(a) SERN en bande Ku (TRMM) en fonction de l'angle d'incidence θ .

(b) SERN en bande C (STORM) en fonction de l'angle d'incidence θ .

Figure 5.10 – SERN en bande Ku (TRMM) et en bande C (STORM) pour différents vents et ajustement selon une fonction de type T (5.3.41) en pointillés.

En prenant le logarithme népérien de l'équation 5.3.40 :

$$\log(\sigma \cos^4 \theta) \propto a - (b + 3) \log \left(1 + \frac{\tan^2 \theta}{(b + 1)c} \right) \quad (5.3.41)$$

Les coefficients de ce modèle ont été déduits par ajustements des mesures en bande Ku de TRMM et en bande C de STORM. Pour les mesures Ka et optiques, les coefficients des ajustements polynômiaux de type $\log(\sigma(\theta) \cos^4 \theta) = -A \tan^2 \theta + B \tan^4 \theta + C$, rapportés respectivement par Walsh et al. [2008] et des analyses de Cox and Munk [1956] ont été utilisés pour reconstruire les profils en fonction des angles d'incidence. Comme on peut le voir sur la figure 5.10 dans le cas particulier de la bande Ku (TRMM), l'ajustement 5.3.41 prend bien en compte le comportement de la SERN sur toute la gamme d'incidence 0° - 18° et pour tous les vents.

5.3.4.2 Résultats de l'ajustement en terme de variance de pente et de courbure

Les estimations de m_{ss} et de n en fonction du vent sont présentés en Figure 5.11. De manière remarquable, les variances des pentes retrouvées à partir de cette ré-analyse sont maintenant toutes similaires : la variance totale des pentes déduites à partir des mesures radar en bande C, Ku et Ka est clairement conforme à une estimation optique. En fonction du vent, le paramètre n pour les bandes Ka et Ku décroît en fonction du vent (Figure 5.11(b)) et comme anticipé, plus la longueur d'onde électromagnétique est grande, plus n est petit. En poussant l'analyse aux données en bande C, l'ajustement d'une fonction de type T entre 8° et 18° donne également des estimations de variances des pentes en bonne concordance (Figure 5.11(a)). Cependant, comme illustré en Figure 5.11(b), n prend alors des valeurs négatives à partir de 8 m/s, indiquant la limite de ce type d'analyse si on considère des fréquences inférieures à la bande Ku. L'absence de données entre 0 et 7° est problématique dans l'estimation des paramètres n et m_{ss} pour la bande C, car c'est dans cette gamme que n a un impact dominant.

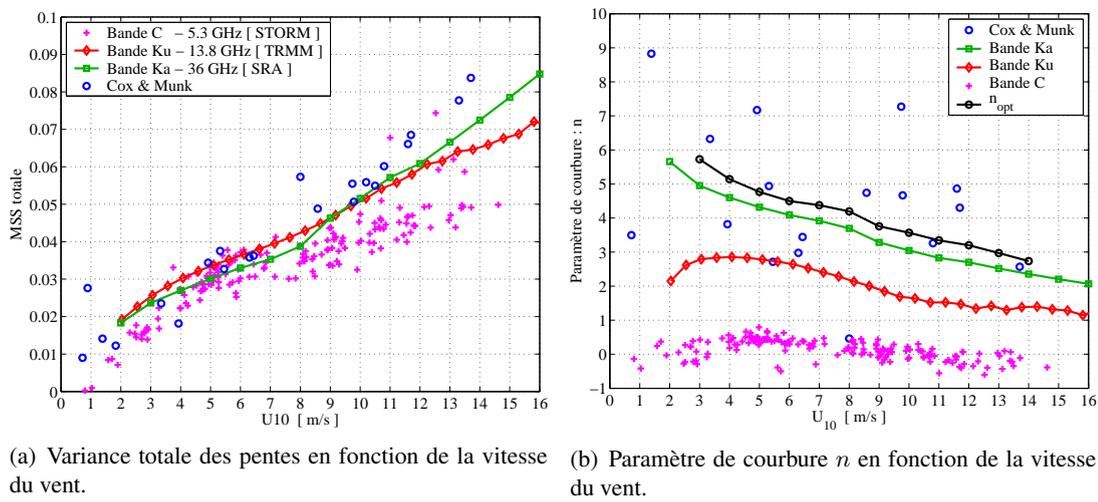


Figure 5.11 – Variance totale des pentes et paramètre de courbure n en fonction de la vitesse du vent.

La correction du moment d'ordre 4 (χ') correspond à la prise en compte de la variance des courbures des élévations et d'effets non-Gaussien. Par définition, en optique, les effets de courbure sont nuls. L'existence de contributions d'ordre 4 à la SERN est directement associée à des phénomènes non gaussiens, caractérisé par un cumulants d'ordre 4 (κ_4). La SERN en optique s'écrit donc

$$\sigma^{opt}(s) \propto \int e^{-m_{ss} \frac{t^2}{2} + \kappa_4 \frac{t^4}{24}} e^{ist} dt \quad (5.3.42)$$

En micro-onde, des effets de courbure (χ) s'ajoutent aux effets non-gaussiens, on a alors

$$\sigma^{mw}(s) \propto \int e^{-m_{ss} \frac{t^2}{2} + \left[\kappa_4 + \frac{\chi}{4K^2} \right] \frac{t^4}{24}} e^{ist} dt \quad (5.3.43)$$

$\frac{\chi}{4K^2} + \kappa_4$ correspond à une combinaison du Kurtosis irréductible observé en optique et de la variance des courbures des élévations χ . Puisque le cumulants d'ordre 4 de la distribution T considérée

vérifie : $\tilde{\kappa}_4 = \frac{2mss^2}{n}$, on a successivement, en optique, en bande Ka et en bande Ku :

$$\begin{cases} \frac{2mss^2}{n_{opt}} = \kappa_4 \\ \frac{2mss^2}{n_{Ka}} = \kappa_4 + \frac{\chi}{4K_{Ka}^2} \\ \frac{2mss^2}{n_{Ku}} = \kappa_4 + \frac{\chi}{4K_{Ku}^2} \end{cases} \quad (5.3.44)$$

En combinant les trois equations précédentes, on peut donc en déduire n_{opt} à partir des estimations de n_{Ku} et n_{Ka} :

$$n_{opt} = \frac{\left(\frac{K_{Ka}}{K_{Ku}}\right)^2 - 1}{\frac{1}{n_{Ka}} \left(\frac{K_{Ka}}{K_{Ku}}\right)^2 - \frac{1}{n_{Ku}}} \quad (5.3.45)$$

L'utilisation combinée de la bande Ka et Ku permet de déduire le paramètre n_{opt} qui comme on peut le voir sur la figure 5.11(b) (courbe noire) est très proche des valeurs déduites des mesures de Cox et Munk en optique. On peut ensuite en déduire la courbure χ à partir des estimations en bande Ku, par exemple, telle que

$$\chi = 8mss^2 K_{Ku}^2 \left(\frac{1}{n_{Ku}} - \frac{1}{n_{opt}} \right) \quad (5.3.46)$$

Cette dernière est comparée au calcul direct $\chi = \int_0^{\xi_c} \xi^4 \Gamma(\xi) d\xi$ à partir des formes spectrales d'*Elfouhaily et al. [1997]* et de *Kudryavtsev et al. [1999]* sur la figure 5.12. Ces formes spectrales ont été développées avec comme contraintes que la variance des élévations et des pentes respectent les lois bien établies : respectivement la formulation JONSWAP de la loi empirique de Pierson-Moscowitz (*Hasselmann [1973]*) et la variance des pentes de Cox et Munk (*Cox and Munk [1956]*). L'estimation de la courbure telle que déduite de cette analyse peut permettre de mieux contraindre les formes spectrales déjà existantes, notamment, en procédant à un réajustement de la distribution d'énergie des petites vagues de gravité-capillarité autour d'un nombre d'onde légèrement modifié. Étant donné la dispersion des résidus n estimée à partir des mesures de Cox et Munk, il n'est pas évident que n_{opt} soit une fonction décroissante du vent (Figure 5.11(b)). Une autre estimation de χ peut donc être réalisée en supposant $n_{opt} \sim 5$ constant en fonction du vent, correspondant au cumulatif d'ordre quatre $\kappa_4 = 0.4$ rapporté par Cox et Munk. Comme illustré en figure 5.12, la courbure calculée à partir des modèles spectraux surestime toujours celle estimées à partir des mesures. Cela est probablement associé au fait que la modélisation de la partie haute fréquence des spectres (*Elfouhaily et al. [1997]*, *Kudryavtsev et al. [1999]*) s'est basée sur des mesures réalisées en laboratoire (*Jähne and Riemer [1990]*). Pour ces dernières, il semblerait que les pentes et les courbures des petites échelles mesurées soient significativement plus importantes que celles présentes sur les océans. Par ailleurs, notons que la prise en compte des variations de n_{opt} en fonction du vent dans l'estimation de la courbure χ à partir des mesures semble avoir un effet limité.

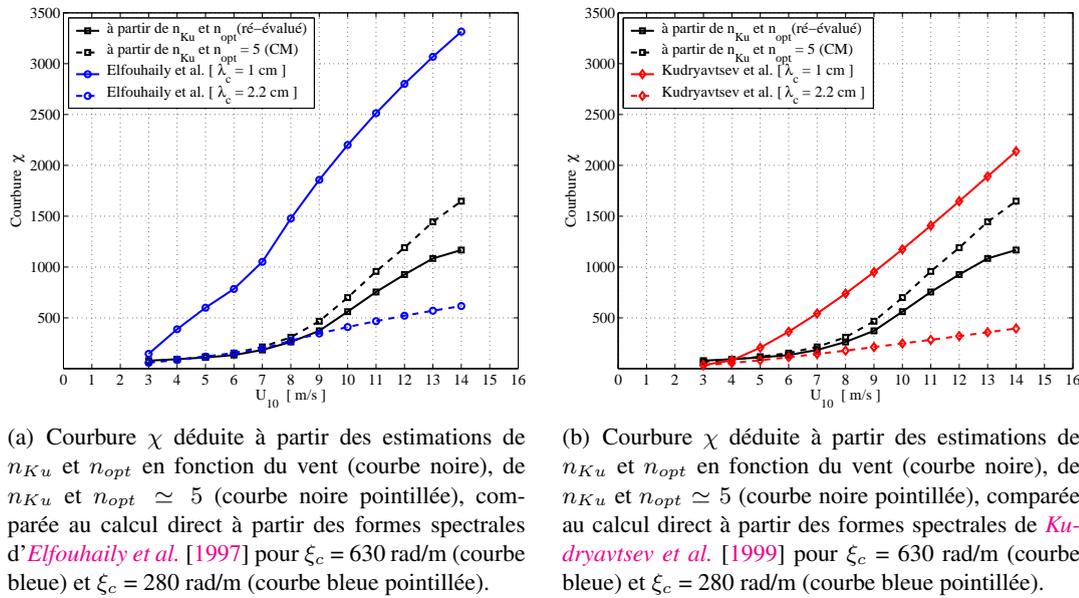


Figure 5.12 – Courbure χ déduite des données et calculé à partir de formes spectrales de la surface de mer en fonction du vent.

L'utilisation de l'approximation haute fréquence permet donc de déduire le moment spectral d'ordre 2 et certainement d'approcher le moment d'ordre 4 de la surface à partir de mesures radar en rétrodiffusion à angles faibles et modérés et pour des fréquences supérieures à la bande Ku. Cela permet de mieux prendre en compte le rôle des petites échelles dans la variation du lobe spéculaire. Pour la bande C et les longueurs d'onde électromagnétiques plus faibles, l'approximation de la fonction de corrélation doit certainement être mieux contrainte en rajoutant des effets d'ordres supérieurs.

5.3.5 Analyse multi-échelles

L'analyse précédente n'étant valable que pour des fréquences supérieures à la bande Ku, pour les plus basses fréquences micro-onde (C et L), une autre méthodologie doit être invoquée. Malgré le fait que les analyses de Cox et Munk prouvent une correction statistique d'ordre 4 nécessaire en optique ($n \sim 5$, correspondant à un Kurtosis de ~ 0.4), par simplicité, on considère des statistiques gaussiennes de la surface. D'après les équations 5.3.44, cela revient à considérer la correction spectrale χ beaucoup plus grande que la correction statistique κ_4 .

L'approximation utilisée dans le paragraphe précédent diverge pour r grand. Pour mieux contraindre les effets multi-échelles de la surface, c'est une meilleure représentation de la régularité de la fonction de corrélation autour de son origine qui est nécessaire. On peut adopter le développement de la fonction de corrélation autour de son origine selon la forme simplifiée, déjà évoquée au paragraphe 5.2.4 :

$$\rho(r) = \rho_L(0) - m_{ssL} \frac{r^2}{2} - \rho_s(0) e^{-\frac{r^2}{2l^2}} \quad (5.3.47)$$

Pour rappel, une telle fonction correspond à une surface aléatoire exhibant une double structure. Quand le vent souffle au-dessus de la surface, de longues vagues à pentes douces peuvent coexister avec de plus petites vagues, les vagues de capillarité et de gravité courtes. Ces plus petites échelles ont des longueurs de corrélation plus petites. Ce phénomène correspond à l'introduction d'un troisième terme dans l'équation 5.3.30 qui corrige l'approximation parabolique associée aux

pentes des grandes échelles de la surface. Les paramètres m_{ssL} , $\rho_s(0)$ et l peuvent simplement être reliés aux moments spectraux, à savoir la variance des pentes des grandes vagues, la variance des élévations des plus petites échelles de la surface et la longueur de corrélation moyenne de ces plus petites échelles. Ces paramètres sont aussi reliés à la variance des pentes et des courbures :

$$\rho(r) \simeq [\rho_L(0) + \rho_s(0)] - \left[m_{ssL} + \frac{\rho_s(0)}{l^2} \right] \frac{r^2}{2} + \rho_s(0) \frac{r^4}{4l^4} \quad (5.3.48)$$

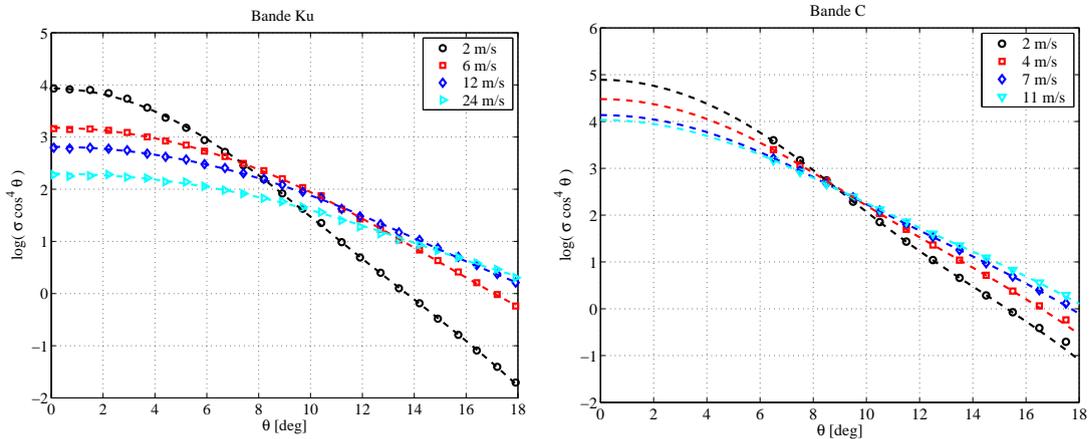
Après identification avec l'équation 5.2.10, la variance totale des pentes m_{ss_t} est donnée par $m_{ss_t} = m_{ssL} + \rho_s(0)/l^2$ et la courbure est identifiée à $\chi = 6\rho_s(0)/l^4 = 6(m_{ss_t} - m_{ssL})/l^2 = 6m_{ss_s}^2/\rho_s(0)$, avec m_{ss_s} la variance des petites échelles. Par conséquent, la variance des élévations des petites échelles est directement proportionnelle au rapport du carré de la variance de leurs pentes sur la variance totale des courbures : $\rho_s(0) = 6m_{ss_s}^2/\chi$.

Ce développement de la fonction de corrélation correspond plus clairement à une surface gaussienne multi-échelles et mène également à des solutions analytiques. L'injection de la forme 5.3.48 pour $\rho(r)$ dans l'intégrale de Kirchhoff donne :

$$\sigma = 4 \left| \frac{\mathbb{K}}{Q_z^2} \right|^2 \frac{e^{-Q_z^2 \rho_s(0)}}{m_{ssL}} e^{-\frac{\tan^2 \theta}{m_{ssL}}} \left[1 + \frac{Q_z^2 \rho_s(0)}{m_{ssL}(1+\gamma)} e^{\frac{\tan^2 \theta}{m_{ssL}} \frac{\gamma}{(1+\gamma)}} \right] \quad (5.3.49)$$

avec $\gamma = 1/(l^2 Q_z^2 m_{ssL})$. Comparée à l'expression GO, cette solution est clairement dépendante de la fréquence. L'ajustement dans le cas particulier de la rétrodiffusion peut s'écrire

$$\log(\sigma \cos^4 \theta) = A + B \tan^2 \theta + \log(1 + C e^{D \tan^2 \theta}) \quad (5.3.50)$$



(a) SERN en bande Ku (TRMM) pour différents vents et les ajustements correspondant à chaque vent dérivés de 5.3.50 en pointillés.

(b) SERN en bande C (STORM) pour différents vents et les ajustements correspondant dérivés de 5.3.50 en pointillés.

Figure 5.13 – Données de SERN en bande Ku et C en fonction de l'angle d'incidence θ

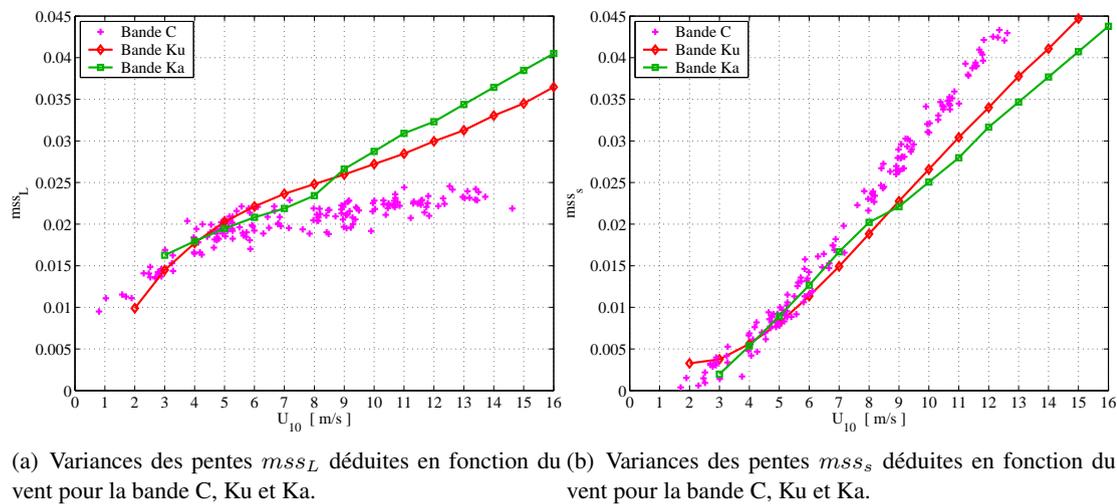


Figure 5.14 – Variances des pentes mss_L et mss_s déduites de l'ajustement 5.3.50 en fonction du vent pour la bande C, Ku et Ka.

Ce modèle de surface à deux structures peut alors être utilisé pour expliquer les différences observées entre les mesures en bande Ku et en bande C. A nadir, $\gamma_{Ku} < \gamma_C$, et les mesures en bande Ku seront toujours les plus atténuées (Figure 5.13). Les mesures en bande C seront moins sensibles aux plus petites échelles. En effet, le paramètre de contrôle $\gamma = 1/l^2 Q_z^2 mss_L$ est environ 6 fois plus grand pour les mesures en bande C que pour celles en bande Ku. A vent faible, les vagues de gravité-capillarité dominent le terme mss_s , et mss_L peut être petit. Dans ce cas, γ augmente et cela contribue certainement à la différence entre les mesures en bande C et les mesures en bande Ku à vent faible. Dans des conditions de vent fort, la sensibilité sera également contrôlée exclusivement par les plus petites vagues (Chapron *et al.* [1995]). Pour une vitesse de vent donnée, les différences diminueront si mss_L croît. Les observations utilisant les mesures de TOPEX en bande C et Ku pour différents paramètres de hauteur significative des vagues ont déjà confirmé de telles prédictions (Elfouhaily *et al.* [1998]).

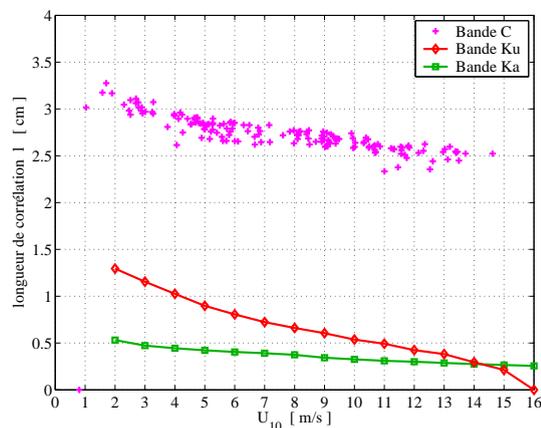


Figure 5.15 – Longueurs de corrélation l des petites échelles de la surface en fonction du vent, déduites de l'ajustement 5.3.50.

Le modèle simplifié peut également permettre d'interpréter les mesures en bande L. Cette analyse semble justifier une décomposition multi-échelle de la rugosité.

5.3.6 Notions de Coefficients effectifs de réflexion

Cette notion de coefficients effectifs (R_{eff}) vient de l'écart observé entre la valeur théorique $|R(0)|^2$ et les valeurs déduites d'un ajustement GO. Dans le cas simple de la rétrodiffusion à nadir, on a

$$\sigma = \frac{C}{m_{ss}} |R(0)|^2 = R_{eff} \quad (5.3.51)$$

où C est un terme de correction et m_{ss} est la variance des pentes.

L'analyse des données de Cox et Munk (optique), de Calypso (Lidar optique) et de CLOUDSAT (bande W), semble indiquer que cette correction C , à apporter au coefficient nominal de réflexion, est une constante en fonction du vent. En effet, la déduction de la variance des pentes de ces trois jeux de données suivant $m_{ss} = C |R(0)|^2 / \sigma$ présente la même dépendance en fonction du vent (cf. Figure 5.16). Cette dépendance étant conforme à la variance totale des pentes (Cox et Munk ou Wu), on peut en conclure que cette variance déduite correspond à la variance totale des pentes et C est une constante en fonction du vent. Cette constante peut être interprétée comme une correction d'effets non-gaussiens voire de calibration instrumentale.

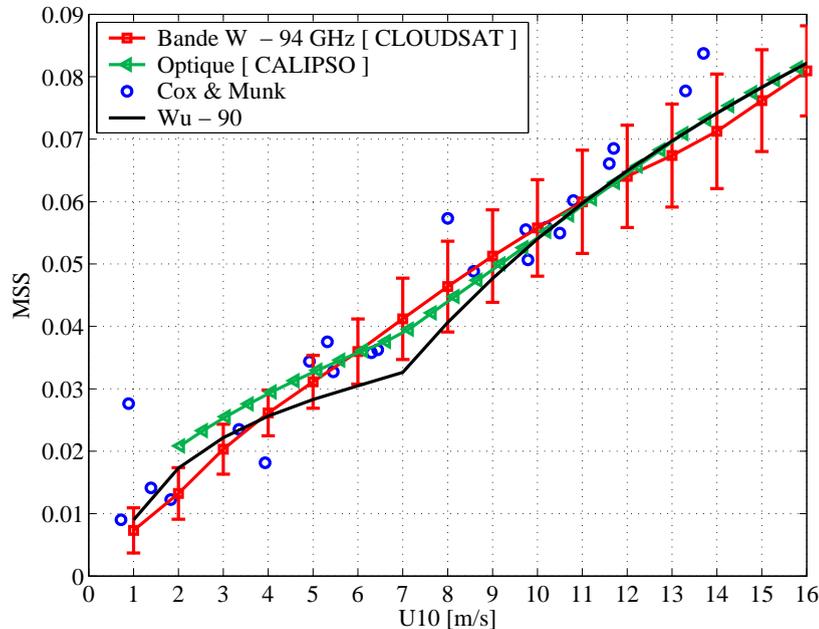


Figure 5.16 – Variance des pentes en fonction de la vitesse du vent déduites à partir des données en bande W (CLOUDSAT), en optique (CALIPSO et Cox et Munk).

Selon la solution haute-fréquence présentée en 5.3.40, on aurait

$$C = \frac{n + 2}{n + 1} \quad (5.3.52)$$

Pour la bande Ka, Ku et C, les valeurs de n diminuent quand la fréquence électromagnétique diminue et n est une fonction décroissante en fonction du vent. Le coefficient de réflexion déduit n'est donc plus une constante. L'approximation haute fréquence et l'analyse multi-échelles permettent d'identifier les paramètres de surface responsables de l'atténuation du coefficient de réflexion de Fresnel. Clairement, ce sont les petites échelles de rugosité qui possèdent de courtes longueurs de corrélations et qui contribuent le plus à la variance des courbures.

S'appuyant sur une vision multi-échelles de la surface, le coefficient de Fresnel doit être corrigé des effets de rugosité des petites échelles, de longueurs de corrélation très inférieures à la taille de

la facette. Cette modification est alors reliée au moment spectral d'ordre deux des élévations des petites échelles de rugosité. Dans le cas particulier où la longueur de corrélation de ces dernières tend vers zéro (cas discuté en 5.2.3), on a en $\theta = 0$:

$$\sigma = \frac{C}{mss_{filtrée}} |R(0)|^2 \quad (5.3.53)$$

avec $C = \exp[-4K^2\rho_s(0)]$ et $\rho_s(0) = \int_{\xi_c}^{\infty} \Gamma(\xi)d\xi$.

Dans le cas où les petites échelles de rugosité sont très rapidement décorrélées mais $l \neq 0$, la correction à apporter au coefficient de réflexion de Fresnel peut s'écrire

$$\sigma = \frac{C}{mss_L} |R(0)|^2 \quad (5.3.54)$$

avec

$$C = \left[1 + \frac{Q_z^2 \rho_s(0)}{mss_L(1 + \gamma)} \right] e^{-Q_z^2 \rho_s(0)} \quad (5.3.55)$$

5.4 Conclusions

Dans ce chapitre, on a cherché à caractériser l'impact de la rugosité sur le lobe spéculaire de diffusion. Cette caractérisation s'est faite via l'utilisation de modèles simples et illustratifs, appliqués à des observations radar et optiques. Que l'on considère l'approximation multi-échelles (équation 5.3.49), ou 2-échelles (4.1.38), la SERN peut s'écrire de manière générique comme :

$$\sigma \simeq 4 \left| \frac{\mathbb{K}}{Q_z^2} \right|^2 \frac{e^{-Q_z^2 \rho_s(0)}}{mss_L} e^{-\frac{\tan^2 \theta}{mss_L}} [1 + F] \quad (5.4.56)$$

où F est une fonction qui dépend explicitement de la variance des élévations des petites vagues et de la variance des pentes des grandes vagues (approximation multi-échelle), du spectre des petites échelles au nombre d'onde de Bragg (approximation 2-échelles).

Cette analyse nous permet de comprendre que la forme du lobe spéculaire est modifiée par la rugosité selon trois effets dominants :

- les petits éléments de rugosité atténuent l'amplitude du lobe spéculaire via un mécanisme de diffraction, caractérisé au premier ordre par un facteur d'atténuation en $\exp[-Q_z^2 \rho_s(0)]$. Ce facteur est donc une fonction de la variance des élévations des petits éléments de rugosité, et du nombre d'onde électromagnétique au carré (Q_z^2). Par construction, $\rho_s(0) \propto mss_s^2/\chi$, l'atténuation est donc une fonction de la variance des pentes et des courbures des petites vagues.

- Pour une surface gaussienne en optique, la largeur du lobe est totalement déterminée par la variance totale des pentes de la surface (adéquation de l'approximation parabolique de la fonction de corrélation). En réalité, la surface océanique présente des signatures non-gaussiennes ce qui modifie aussi la largeur du lobe. Aux hautes-fréquences micro-onde, la largeur du lobe est aussi impactée par ces effets non gaussiens mais également par l'introduction d'une correction associée au moment spectral d'ordre 4, i.e. la variance des courbures. Selon le formalisme de l'optique physique, les écarts à une solution gaussienne (courbure et moments spectraux d'ordre supérieurs) conduisent à des largeurs du lobe spéculaire plus petites quand la longueur d'onde croît. Pour l'analyse des données à plus basse-fréquences (L à X), l'utilisation d'une décomposition double structure de la surface conduit à des conclusions similaires : le lobe spéculaire est très étroit proche du pic spéculaire pour s'élargir plus rapidement en fonction de l'angle de diffusion avec l'inclusion des rugosités de petites échelles. Ce phénomène peut conduire à considérer, une variance effective

$m_{s_{eff}}$ qui dépend de la longueur d'onde électromagnétique, de la variance des pentes des grandes échelles et des petites échelles, de leurs courbures, et de la non-gaussianité de la surface.

- En s'éloignant fortement de la direction spéculaire, les variations de rugosité se traduisent généralement par une augmentation de la diffusion via des mécanismes résonants qui dépendent des variations de courbures des petites échelles (moments spectraux d'ordre 4 de la surface) mais aussi de la variance des pentes des plus grandes échelles. Au regard des solutions électromagnétiques asymptotiques présentées au chapitre 5, on peut également estimer que les effets de polarisation seront également étroitement associés à cette déviation spectrale d'ordre 4 et diminueront quand la longueur d'onde diminue.

Chapitre 6

Implications pour l'émissivité

6.1 Introduction

Selon la relation $e = 1 - R$, une diminution de la réflectivité totale de la scène conduira à une augmentation de l'émissivité. La vision partielle de la réflectivité totale qu'est la section efficace radar indique que les énergies sont largement concentrées autour de la région spéculaire, i.e $Q_H = 0$. Dans cette région, deux aspects dominent : l'atténuation des coefficients nominaux de Fresnel en $Q_H \sim 0$, et la largeur du lobe quasi-spéculaire. Cette largeur dépend essentiellement des statistiques des pentes et de la longueur d'onde électromagnétique. Plus la surface est agitée, plus large sera le lobe de diffusion autour de la direction spéculaire, et plus important devient l'impact de la variation des coefficients de réflexion dans cette région. Cet effet a été illustré au paragraphe 5.2.4 pour les solutions associées à l'approximation GO.

En rappel des effets associés aux variations de rugosité d'échelles très rapidement décorréliées, une modification "effective" des coefficients de réflexion a également été illustrée. Dans ce cas, la réflectivité décroît linéairement dans la région spéculaire avec la courbure des petites échelles. Une correction de la diffusion cohérente, est également à la base des résultats théoriques obtenus à partir du modèle EBC/SPM. Dans ce cas, la modification est explicitement associée aux variations de la densité spectrale de la surface à des longueurs d'onde résonantes de type Wood.

En s'éloignant fortement de la direction spéculaire, les variations de rugosité se traduisent généralement par une augmentation de la diffusion. Cette augmentation rentrera dans le bilan général pour l'émissivité de manière linéaire avec les variations spectrales des petites échelles et particulièrement des échelles résonantes de Bragg.

A partir des approches simplifiées que l'on a utilisé pour modéliser l'évolution de la SERN dans le lobe spéculaire, on cherche dans ce chapitre à proposer une formulation semi-empirique de l'effet de la rugosité sur l'émissivité de surface. Cette formulation est confrontée à l'analyse de données radiométriques micro-onde acquises sur les océans.

6.2 Présentation du modèle semi-empirique

Suivant les considérations précédentes, un modèle des variations d'émissivité semble totalement justifier une écriture suivant la forme d'un filtre linéaire variable en fonction du nombre d'onde des échelles de la surface :

$$\delta e = \int_{\xi} H(\xi) \delta \Gamma(\xi) d\xi \quad (6.2.1)$$

avec $H(\xi)$ une fonction de transfert directionnelle, qui dépend de la polarisation et de l'angle d'observation, et $\delta \Gamma(\xi)$ la variation distribuée de densité spectrale des rugosités. La détermination

de $H(\xi)$ est possible suivant la forme linéaire des variations de la distribution d'intensité diffusée selon les différentes géométries, soit

$$\delta\sigma(\mathbf{Q}_H) = \int_{\xi} G(\xi, \mathbf{Q}_H) \delta\Gamma(\xi) d\xi \quad (6.2.2)$$

où $G(\xi, \mathbf{Q}_H)$ est un filtre spectral linéaire. Selon ce développement, on peut identifier

$$H(\xi) = \int G(\xi, \mathbf{Q}_H) d\mathbf{Q}_H \quad (6.2.3)$$

Proche du spéculaire, $G(\xi, \mathbf{Q}_H \sim 0) \propto \xi^2$ pour $\xi \rightarrow 0$, et $H(\xi)$ sera également de forme quadratique, $H(\xi) \propto \xi^2$. Toujours dans le domaine spéculaire, $G(\xi, \mathbf{Q}_H \sim 0) \propto -\xi^4$ pour $\xi \rightarrow \infty$ pour marquer l'influence des effets de diffraction sur l'intensité diffusée. Dans le proche spéculaire, ces effets diminuent l'intensité réfléchie et augmenteront l'émissivité. Loin du spéculaire, $G(\xi, \mathbf{Q}_H \sim K) \propto \xi^4$ et les rugosités de petites échelles auront tendance à minimiser la croissance de l'émissivité.

Les facteurs de proportionnalité seront alors fonctions de l'angle d'observation, de la longueur d'onde électromagnétique et de la polarisation. En particulier, le filtre $H(\xi)$ est certainement continu, et le domaine pour lequel l'approximation quadratique s'applique augmentera avec le nombre d'onde électromagnétique pour tendre vers une solution GO. Pour simplifier, les variations d'émissivité peuvent alors se décomposer en deux termes

$$\delta e = \alpha \int_0^{\xi_c} \xi^2 \delta\Gamma(\xi) d\xi + \gamma \int_{\xi_c}^{\infty} \xi^4 F(\xi) \delta\Gamma(\xi) d\xi \quad (6.2.4)$$

avec un terme directement proportionnel à la variation de la variance filtrée des pentes, et une correction imputable aux variations associées aux petites échelles (courbure, pente). Le facteur α est relié aux variations des coefficients de Fresnel proche de la direction spéculaire. Ainsi $\alpha \simeq 0$ pour un radiomètre en visée verticale, et les variations d'émissivité dans ces conditions d'observation seront essentiellement dominées par les propriétés des petites échelles. Plus l'angle d'incidence du radiomètre augmente, plus le paramètre α sera grand, et plus la variation des pentes des grandes échelles affectera la variation d'émissivité.

La conclusion de l'analyse de la section efficace radar en rétrodiffusion à angle faible et modéré, nous montre qu'il est bien nécessaire de considérer une surface multi-échelles pour expliquer l'amplitude et la forme du lobe spéculaire. On répète que la majorité de l'intensité réfléchie est contrôlée par la variance des pentes et courbures de la surface. Par conséquent, ces paramètres contrôleront très certainement l'émissivité.

Pour introduire un formalisme simplifié, on peut considérer au premier ordre que les effets de la diffusion loin de la direction spéculaire sont négligeables. En utilisant l'approximation multi-échelles de la SERN donnée en 5.4.56 avec $F \simeq 0$, on a alors :

$$\sigma \simeq 4 \left| \frac{\mathbb{K}}{Q_z^2} \right|^2 \frac{1}{mss_L} e^{-\frac{\tan^2 \theta}{mss_L}} \left[1 - Q_z^2 \rho_s(0) \right] \quad (6.2.5)$$

En développant à l'ordre 1 les noyaux géométriques \mathbb{K} en série de pentes, et en intégrant le premier terme de l'équation ci-dessus sur l'hémisphère supérieur, on retrouve une contribution à l'émissivité présentée en 4.2.2, proportionnelle à la variance des pentes des grandes vagues (αmss_L). α est un paramètre géométrique calculé numériquement à partir de l'approximation de l'optique géométrique (4.2.52), qui dépend des variations des coefficients de Fresnel avec l'angle, la SST et dans une moindre mesure de la SSS. Pour un radiomètre visant au nadir, la contribution du deuxième terme de l'équation 6.2.5 à l'émissivité s'exprime comme $\delta e \sim 4K^2 \rho_s(0) |R(0)|^2$. A

des angles plus élevés, cette contribution est une combinaison complexe des coefficients de Fresnel développés en série de pente (*Tsang and Kong [1980b]*). Par la suite, nous proposons cependant un formalisme semi-empirique des variations d'émissivité en fonction de la rugosité et de l'angle d'observation θ tel que :

$$\delta e(\theta) \simeq \alpha(\theta) m_{ss} + \beta(\theta) |R(\theta)|^2 \quad (6.2.6)$$

où m_{ss} correspond alors à une variance "effective" des pentes, et β est un paramètre qui prend en compte les phénomènes de diffraction liés principalement aux caractéristiques des petites échelles de la rugosité. Ce formalisme simple explicite la dépendance de la variation d'émissivité avec la rugosité comme étant la somme de deux effets : l'impact de la variation de la largeur du lobe spéculaire (αm_{ss}) et un terme d'atténuation de l'amplitude du lobe (βR).

Dans la suite, ce formalisme semi-empirique est confronté à différents jeux de données radio-métriques.

6.3 Analyse de mesures passives

6.3.1 Préambule

On se propose dans cette partie d'analyser un ensemble de jeux de données de température de brillance acquises dans différentes configurations d'observation. Les caractéristiques principales et l'origine de ces jeux sont présentées en tableau 6.1.

Instruments	Type	Bande	Fréquence	Incidence	Référence
AMSR-E	Radiomètre	C	6.925 GHz	55°	<i>Reul et al. [2009a]</i>
AMSR-E	Radiomètre	X	10.65 GHz	55°	" "
TMR	Radiomètre	Ku	18 GHz	0°	<i>Tran et al. [2002]</i>
TMR	Radiomètre	K	21 GHz	0°	" "
TMR	Radiomètre	Ka	37 GHz	0°	" "
CoSMOS	Radiomètre	L	1.4 GHz	0° - 60°	<i>Reul et al. [2009b]</i>
WISE	Radiomètre	L	1.4 GHz	25° - 65°	<i>Camps et al. [2004]</i>
SMOS	Radiomètre interférométrique	L	1.4 GHz	0° - 60°	SMOS commissioning

Tableau 6.1 – Principales caractéristiques des différents jeux de données utilisés pour cette analyse.

Notons qu'un premier jeu de données SMOS a été rendu disponible lors des activités de commissionnement du satellite. Bien que d'un niveau de calibration très préliminaire, ces données sont analysées ici à titre illustratif car ces dernières présentent une évidente signature géophysique des effets de rugosité (Figure 6.1). Notons également qu'une correction de biais moyens basée sur la différence moyenne entre le modèle direct de l'algorithme SMOS et la mesure (dénommée "Ocean Target Transformation") a été appliquée à ce jeu.

Ce jeu est issu d'une demi orbite acquise au mois de janvier 2010 sur l'océan Pacifique, loin de toutes côtes. Seul un sous ensemble des données de cette demi-orbite correspondant au centre de la fauchée est utilisé. Au centre de la fauchée, on peut en effet transporter les mesures de la base de polarisation de l'antenne vers la base de polarisation correspondante à la surface. Les mesures ont été corrigées des effets autres que la rugosité à l'aide du modèle de transfert radiatif utilisé dans l'algorithme de niveau 2 SMOS. Ces corrections ont été appliquées en supposant la salinité de surface égale à sa valeur climatologique. Des biais et des erreurs résiduelles associées à cette approximation, ainsi qu'au niveau de calibration instrumentale sont donc probables.

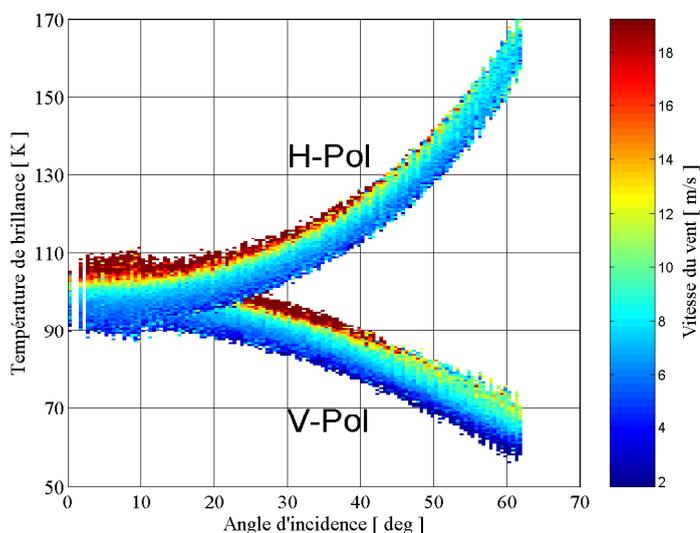


Figure 6.1 – Diagramme de dispersion de température de brillance issue des premières mesures SMOS en fonction de l'angle d'observation θ où l'échelle des couleurs correspond à la vitesse du vent.

On commencera par une analyse de données dans la configuration d'observation à nadir. Cette configuration apparaît comme la plus simple à interpréter, la variation de l'émissivité en fonction de la rugosité semble s'expliquer uniquement par la considération des petites échelles de rugosité. Pour des angles d'observation supérieurs à environ 40° , les effets des petites et des grandes échelles sont à considérer et l'interprétation des données est moins triviale. Cela fera l'objet de la deuxième analyse.

6.3.2 Observations à nadir

6.3.2.1 Présentation

On utilise le jeu de données présenté par *Tran et al.* [2002] issues du radiomètre micro-onde Topex (TMR). Le TMR mesure l'émissivité de la surface de la mer dans trois fréquences différentes, 18, 21 et 37 GHz, afin de fournir le contenu en vapeur d'eau dans la troposphère sur le trajet de l'onde radar des 2 altimètres embarqués sur le satellite Topex/Poséidon. Le canal à 21 GHz mesure essentiellement la vapeur d'eau. Les canaux à 18 et 37 GHz sont utilisés respectivement pour retirer les effets de la vitesse du vent et de la couverture nuageuse (contribution de l'eau liquide) sur la mesure de la vapeur d'eau. Les mesures sont alors combinées afin d'obtenir l'erreur sur la distance altimétrique due au retard causé par la vapeur d'eau, ainsi que la correction du coefficient de rétrodiffusion altimétrique liée à l'absorption de l'eau liquide. Cependant, dans des conditions particulières de ciel clair, la mesure de TMR est directement sensible aux différents paramètres de la surface océanique. Les données des trois canaux ont été co-localisées dans ces conditions avec les données de vitesse du vent à 10 mètre du diffusiomètre QuikSCAT. Sont présentées aussi pour cette analyse, les données avion issues de la campagne CoSMOS réalisée en mer du Nord. La mesure a été réalisée avec un radiomètre en bande L (1.41 GHz) alternant des acquisitions réalisées selon 2 angles nominaux 5° et 45° . Une co-localisation avec la vitesse du vent issue du modèle météorologique NCEP a été effectuée. Nous rajoutons également les données SMOS en fonctions du vent ECMWF.

Les valeurs d'émissivité induites par la rugosité pour chaque canal TMR, pour les données

CoSMOS et SMOS sont respectivement moyennées par intervalle de 1 m/s de vitesse du vent QuikSCAT, NCEP, et ECMWF. Ces dernières sont présentées sur la Figure 6.2.

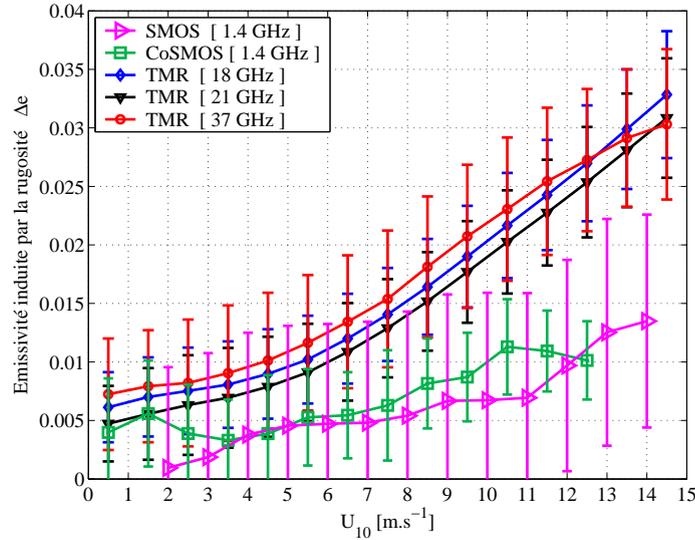


Figure 6.2 – Émissivité induite par la rugosité au nadir en fonction de la vitesse de vent QuikSCAT en m/s pour les trois canaux de TMR, du vent NCEP pour les données CoSMOS, et du vent ECMWF pour les données SMOS.

6.3.2.2 Interprétation

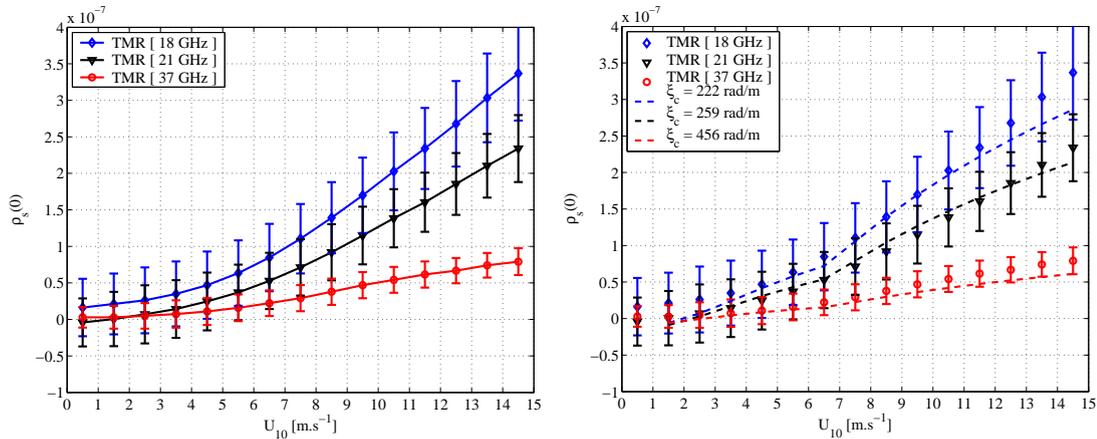
A 0° , un modèle purement géométrique ne prévoit aucune évolution de l'émissivité induite par la rugosité. En effet, le coefficient bistatique de diffusion est alors proportionnel au coefficient de réflexion de Fresnel R multiplié par la densité de probabilité des pentes P . La variation de R en fonction de l'angle d'incidence étant faible pour les angles d'incidence proche nadir, R peut être estimé constant et l'intégrale sur l'hémisphère supérieur de la densité de probabilité des pentes est égale à 1. Les grandes échelles de la rugosité ont donc un impact négligeable sur l'émissivité induite par la rugosité à nadir. Autrement dit et en reprenant les formulations 6.2.4 et 6.2.6, $\alpha \sim 0$. Les plus petites échelles contribuent de manière dominante aux effets de diffraction, et peuvent expliquer les mesures en fonction du vent. La mesure de l'émissivité dans le cas d'une observation à nadir est donc directement proportionnelle à la mesure du coefficient de Fresnel effectif. Si on considère que les petites échelles sont à corrélation nulle, on peut écrire

$$\delta e \simeq (1 - \delta)|R(0)|^2 \quad (6.3.7)$$

avec $\delta = e^{-Q_z^2 \rho_s(0)} \simeq 1 - Q_z^2 \rho_s(0)$ et $|R(0)|^2$, le coefficient de réflexion de Fresnel évalué en $\theta = 0^\circ$. L'estimation de la variance des hauteurs des petites élévations, $\rho_s(0)$, est alors possible à partir des données et est présentée sur la Figure 6.3(a) pour les trois fréquences du TMR en fonction de la vitesse du vent. Rappelons que selon l'approche 2-échelles, $\rho_s(0)$ est reliée au spectre des élévations de la surface telle que

$$\rho_s(0) = \int_{\xi_c}^{\infty} \Gamma(\xi) d\xi. \quad (6.3.8)$$

Selon cette simplification, plus la fréquence électromagnétique sera grande et plus le paramètre de coupure ξ_c sera grand et par conséquent, plus $\rho_s(0)$ sera petit. Cela est confirmé par les résultats de la figure 6.3(b) où le calcul de $\rho_s(0)$ à partir de 6.3.8 pour la forme spectrale proposée par *Elfouhaily et al.* [1997], avec $\xi_c = K/2.2$, est en excellent accord avec les paramètres déduits des observations de TMR.



(a) Estimation de la variance des élévations des petites échelles de la surface à partir des trois canaux de TMR en fonction de la vitesse de vent QuikSCAT en m/s.

(b) Comparaison avec le calcul direct (eq. 6.3.8) à partir de la forme spectrale de *Elfouhaily et al.* [1997] et $\xi_c = K/2.2$ en trait plein.

Figure 6.3 – Variance des élévations des petites échelles de la surface déduites de TMR en fonction du vent QuikSCAT, comparée à un modèle de densité spectrale de la surface de mer.

Pour la bande L, le nombre d'onde électromagnétique $K = 29$ rad/m est beaucoup plus petit que pour les fréquences de TMR ($K = 378$ rad/m à 18 GHz), ξ_c sera donc plus petit et l'intégration (6.3.8) se fera sur un ensemble d'échelles de surface plus important. $\rho_s(0)$ prendra donc des valeurs plus importantes. Une décomposition 2-échelles, où les petites échelles de la surface sont à corrélation nulle, semble suffire à expliquer les variations d'émissivité en fonction du vent aux fréquences de TMR. En bande L, des échelles de plus en plus grande vont contribuer au terme de diffraction. Une estimation de $\rho_s(0)$ à partir des données en bande L de la campagne CoSMOS et des données SMOS est proposée en Figure 6.4 avec une comparaison du calcul direct à partir du spectre *Elfouhaily et al.* [1997] et $\xi_c = K/2$ ou du spectre *Kudryavtsev et al.* [1999] avec $\xi_c = K/1.7$. Entre les données en bande L et les données en bandes supérieures à Ku, on observe un facteur ~ 10 dans la dynamique en fonction du vent de la variance restituée des élévations.

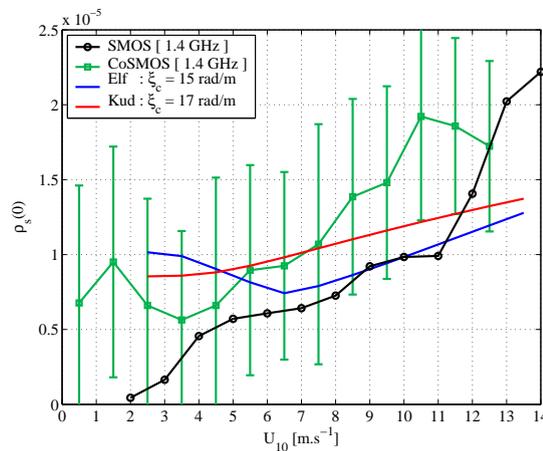


Figure 6.4 – Estimation de la variance des élévations des petites échelles de la surface à partir des données CoSMOS en fonction de la vitesse de vent NCEP, et SMOS en fonction du vent ECMWF en m/s, comparée aux prédictions des modèles d'*Elfouhaily et al.* [1997] en bleu et de *Kudryavtsev et al.* [1999] en rouge.

6.3.2.3 Conclusions

Pour un radiomètre visant à nadir, l'augmentation de l'émissivité en fonction du vent est dominée par l'atténuation du lobe spéculaire. Les effets associés à la modification de la largeur du lobe par les grandes échelles sont négligeables. Selon la décomposition 2-échelles considérée, la variation de l'émissivité est directement proportionnelle à la variance des élévations des petites échelles : $\delta e \propto K^2 \rho_s(0)$.

Selon l'approche EBC/SPM, cette même variation de l'émissivité induite par la rugosité s'exprime comme une pondération du spectre de courbure par une fonction complexe présentant un pic de résonance au niveau du nombre d'onde électromagnétique (Figure 6.5). Sur la figure 6.5, on observe aussi les différences notables de la distribution d'énergie des formes spectrales d'*Elfouhaily et al.* [1997] et de *Kudryavtsev et al.* [1999] pour les échelles capillaires.

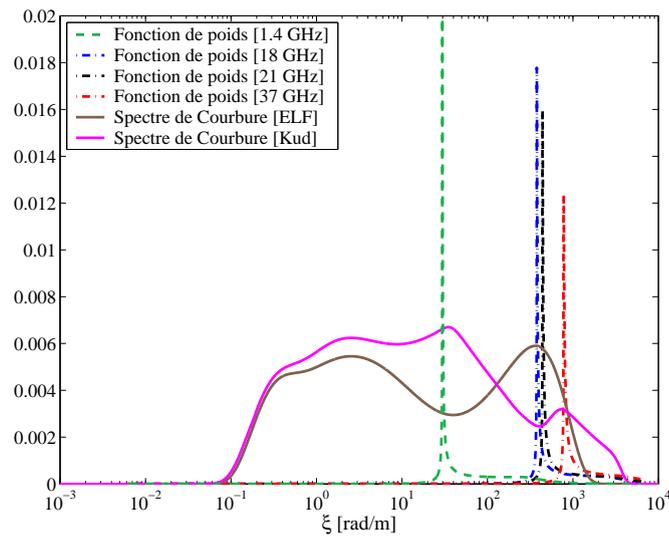


Figure 6.5 – Fonctions de poids dérivées (non normalisées) du modèle EBC/SPM pour les trois fréquences TMR et la bande L à incidence normale. Les spectres de courbure d'*Elfouhaily et al.* [1997] et de *Kudryavtsev et al.* [1999] sont respectivement en gris et en magenta pour un vent de 7 m/s en fonction du nombre d'onde de surface ξ .

Selon l'approche théorique considérée, on peut relier l'émissivité induite par la rugosité à la variance des petites élévations (2-échelles) ou à la variance des courbures des élévations. En reprenant la formulation 6.2.4, dans la configuration d'observation à nadir, on avait proposé :

$$\delta e = \beta \int_{\xi_c}^{\infty} \xi^4 F(\xi) \delta \Gamma(\xi) d\xi \quad (6.3.9)$$

Au premier ordre, $F(\xi) \rightarrow \xi^{-4}$ de sorte que la variation d'émissivité induite par la rugosité soit directement proportionnelle à la variance des élévations des petites échelles de rugosité. Une mesure radiométrique à nadir dans le domaine micro-onde est la configuration optimale pour faire une spectrographie efficace des vagues de gravité-capillarité et de capillarité (*Trokhimovski* [2000]).

6.3.3 Observations off-nadir

6.3.3.1 Présentation

On analyse dans un premier temps les données AMSR-E acquises dans les polarisations horizontale et verticale et à deux fréquences différentes : 6.925 et 10.65 GHz. L'instrument AMSR-E

embarqué sur le satellite Aqua de la NASA est un radiomètre micro-onde qui mesure la température de brillance de la Terre en polarisation horizontale et verticale pour 6 fréquences (6.925, 10.65, 18.7, 23.8, 36.5, et 89.0 GHz) et un angle d'observation fixé à 55° . Le jeu de données utilisé a été compilé sur une période de 3 ans (2006-2008) et sur la région Nord-Ouest de l'Atlantique tropical comprise entre 20° S et 20° N, et 70° O et 20° O. Dans un deuxième temps, nous analyserons ensuite les données en bande L des campagnes CoSMOS et WISE, ainsi que les premières données de SMOS autour de 40° d'incidence.

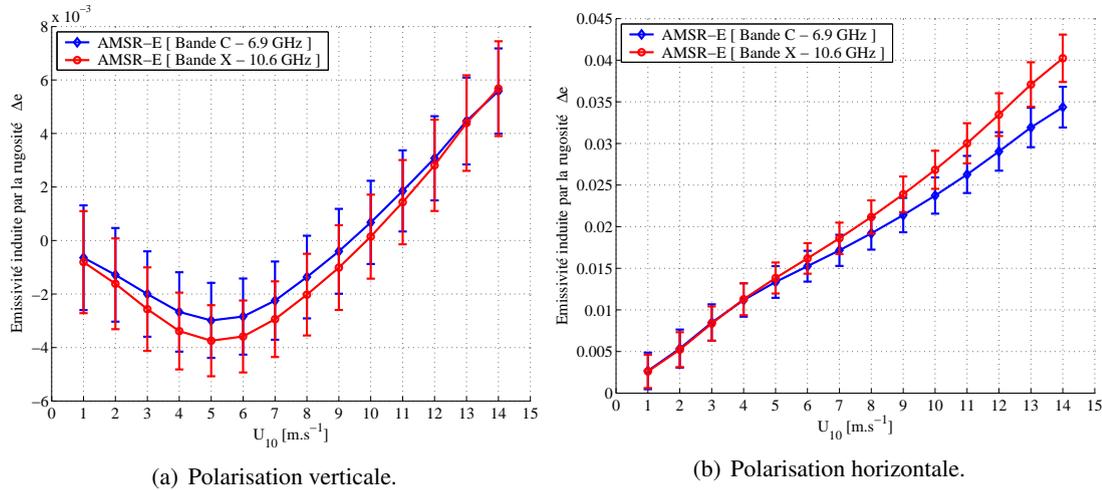


Figure 6.6 – Émissivité induite par la rugosité en fonction de la vitesse du vent AMSR-E en m/s pour un angle d'incidence de 55° .

La Figure 6.6 présente le comportement de l'émissivité induite par la rugosité en fonction du vent. On observe qu'à vent faible ($\leq 4 \text{ m/s}$), la variation d'émissivité croît linéairement en polarisation horizontale et décroît linéairement en polarisation verticale. La variation est 10 fois supérieure en polarisation horizontale qu'en polarisation verticale. Sur la Figure 6.6(a), on observe une légère différence de comportement de Δe en fonction du vent entre la bande C et X en polarisation verticale pour les vents faibles ($< 3-4 \text{ m/s}$) et les vents forts ($> 10 \text{ m/s}$). Pour les vents dominants centrés à 7 m/s , cette différence est approximativement constante en fonction du vent. En procédant à la différence des mesures en bande X avec celles en bande C, on minimise alors l'impact de la rugosité sur la mesure AMSR-E, rendant possible une inversion de SSS à partir de ces données (Reul et al. [2009a]).

6.3.3.2 Interprétation

En reprenant 6.2.6, une formulation simplifiée de la variation d'émissivité induite par la rugosité s'écrit

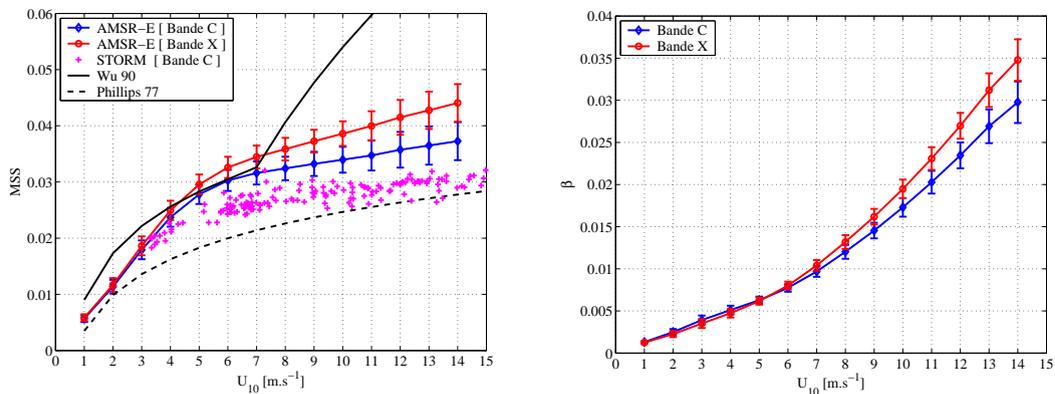
$$\delta e \simeq \alpha \Delta mss + \beta |R|^2 \quad (6.3.10)$$

La variation de l'émissivité de la surface dépendra des variations de la largeur et de l'amplitude du lobe spéculaire.

A ce niveau, deux analyses sont possibles. Dans un premier cas, on suppose la correction effective de réflexion β indépendante de la polarisation. On peut alors écrire le système de deux équations à deux inconnues, mss et β ,

$$\begin{cases} \delta e_v &= \beta |R_v|^2 + \alpha_v mss \\ \delta e_h &= \beta |R_h|^2 + \alpha_h mss \end{cases} \quad (6.3.11)$$

et la résolution de ce système amène à la déduction présentée sur la figure 6.7. Comme on peut l'observer sur la figure 6.7(a), la variance effective estimée à partir des données AMSR-E en bande C et X présente plusieurs caractéristiques notables : une croissance très rapide pour des vents inférieurs à 6 m/s, similaire pour les deux fréquences, conforte l'idée que ce sont bien les "grandes" échelles qui dominent la variance des pentes à vent faible. A vent fort, ce sont les petites échelles de rugosité qui contribueront le plus à la variance des pentes. La différence entre les deux fréquences aux vents supérieurs à 6 m/s atteste de l'aspect 2-échelles de la surface où plus la fréquence électromagnétique est grande, plus forte sera la sensibilité aux plus petites échelles de rugosité. Bien que le niveau absolu de la mss déduite des données radiométriques bande C soit supérieur à celui déduit des données STORM, la croissance en fonction du vent des variances déduites est très similaire pour les vents supérieurs à 7 m/s. La croissance de la variance en fonction du vent devient alors de plus en plus faible à mesure que la fréquence électromagnétique diminue indiquant une plus faible sensibilité aux petites échelles de la surface.



(a) MSS déduite de 6.3.11 à partir des données AMSR-E en bande C (bleu) et X (rouge) en fonction de la vitesse du vent. Est reportée en magenta, la MSS déduite des données STORM en bande C ainsi que les ajustements de Wu [1990] et Phillips [1977a] respectivement en trait plein et tirté noir

(b) Paramètres de diffraction β , déduit de 6.3.11 à partir des données AMSR-E en bande C et X, en fonction de la vitesse du vent.

Figure 6.7 – Paramètres déduit de 6.3.11 en fonction de la vitesse du vent AMSR-E en m/s pour la bande C et X.

Sur la Figure 6.8, on présente l'effet relatif du terme associé aux grandes échelles αmss et du terme βR associé à la diffraction des petites échelles sur la mesure AMSR-E en bande C. On observe pour la polarisation verticale (Figure 6.8(a)) que l'effet de αmss et βR est de signe opposé. Le terme αmss a tendance à faire décroître l'émissivité en fonction du vent alors que βR a tendance à la faire croître. Les données présentant une décroissance à vent faible (< 4-5 m/s), ce sont bien les grandes échelles de la surface (αmss), ou plus exactement les échelles à courbure faible, qui dominent la variation de l'émissivité. A partir de 6-7 m/s, la variance des pentes des grandes vagues sature ($mss \sim cste$) et la variation de l'émissivité en fonction du vent est directement corrélée aux impacts des petites échelles (βR), ou encore des échelles à forts rayons de courbure.

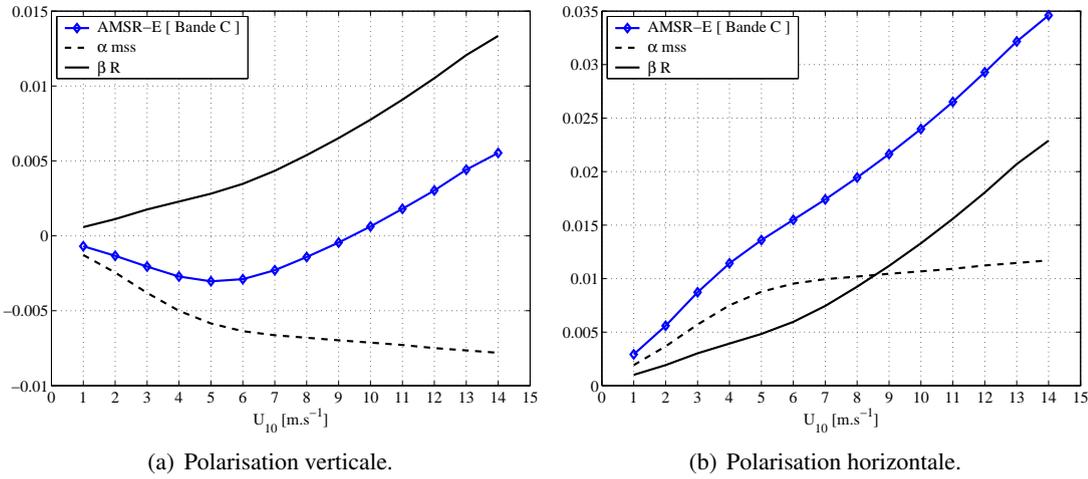


Figure 6.8 – Effets relatifs à 55° du terme associé aux grandes échelles α_{mss} et du terme β_R associé à la diffraction par les petites échelles sur la mesure AMSR-E en bande C, en fonction du vent et de la polarisation .

Une deuxième analyse peut se fonder sur une estimation a priori de mss_{eff} basée sur l'analyse des SERN en bande C (STORM). Le système est alors résolu sans imposer la correction β indépendante de la polarisation, tel que

$$\begin{cases} \beta_v &= [\delta e_v - \alpha_v mss_{eff}] / |R_v|^2 \\ \beta_h &= [\delta e_h - \alpha_h mss_{eff}] / |R_h|^2 \end{cases} \quad (6.3.12)$$

et les résultats sont présentés en Figure 6.9. Selon la première méthode, le paramètre mss_{eff} déduit paraît plus grand que celui déduit des mesures actives (Figure 6.7(a)). L'utilisation d'une mss_{eff} consistante avec une estimation à partir de données radars conduit à une dépendance en polarisation du coefficient β . Cette effet est relativement faible en polarisation horizontale où $\beta_h \sim \beta$ pour les vents supérieurs à 4 m/s mais devient significatif pour la polarisation verticale ($\beta_v > \beta$). Notons que les effets de polarisation déduits semblent les plus importants à vents faibles.

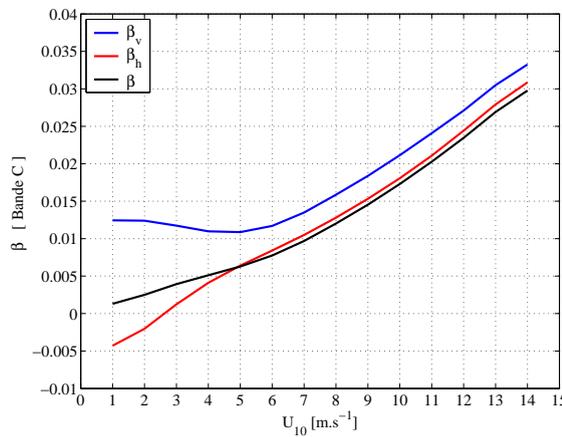


Figure 6.9 – Paramètre β déduit de 6.3.12 prenant en compte la diffraction des petites échelles de rugosité en fonction du vent pour la polarisation horizontale (en rouge) et verticale (en bleu). La courbe noire correspond à l'estimation de β en supposant une indépendance à la polarisation (6.3.11).

Une analyse similaire est maintenant conduite pour la bande L. Cette dernière se base sur trois jeux de données issues des campagnes de mesure CoSMOS et WISE, ainsi que le jeu des premières données SMOS. L'angle nominal d'observation est choisi à 40° plutôt qu'à 55° car très peu de données CoSMOS ont été acquises à cet angle d'observation. Notons, qu'un radiomètre intégrant le signal sur un lobe d'antenne (angulaire) qui peut être relativement large (cas des radiomètres EMIRAD de CoSMOS et LAURA de WISE), l'analyse des mesures à un angle donné doit se faire en ayant à l'esprit que ces dernières sont très probablement représentatives de contributions venant d'un intervalle d'angle plus ou moins large centré autour de l'angle nominal. Comparées aux jeux de données précédents, les données WISE et CoSMOS sont représentatives de conditions géophysiques locales tant en espace qu'en temps. En effet, elles ont été acquises sur une période de temps courte (1 mois maximum) et sur des zones particulières (mer du Nord pour CoSMOS et mer Méditerranée pour WISE). Une des principales caractéristiques entre ces deux jeux de données vient de la différence des états mer rencontrés. Pour CoSMOS, les états de mer étaient plus développés (hauteur significative des vagues toujours supérieure à 1 m) que lors de la campagne WISE, présentant en général des conditions de mer jeune (pas de houle). L'émissivité induite par la rugosité en fonction du vent à 40° est présentée sur la Figure 6.10 pour ces trois jeux de données.

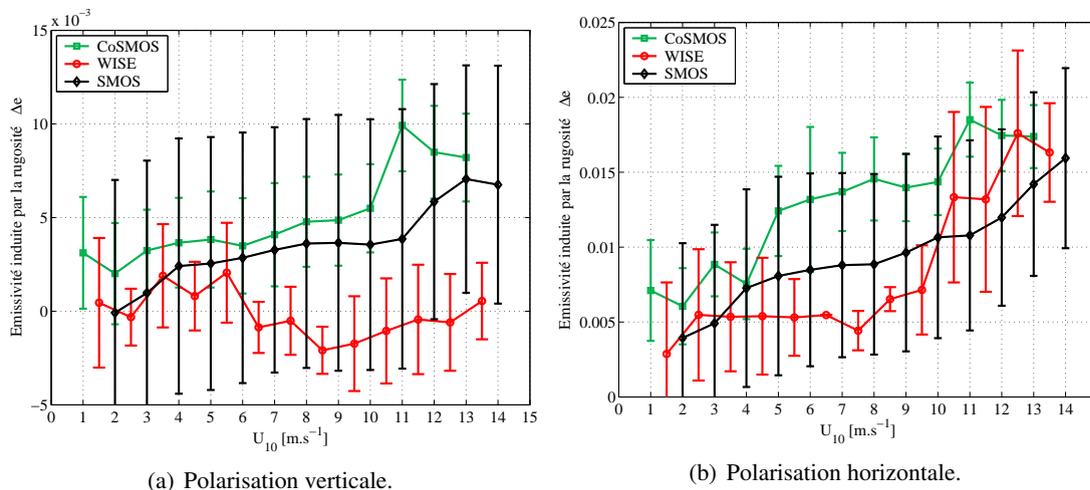
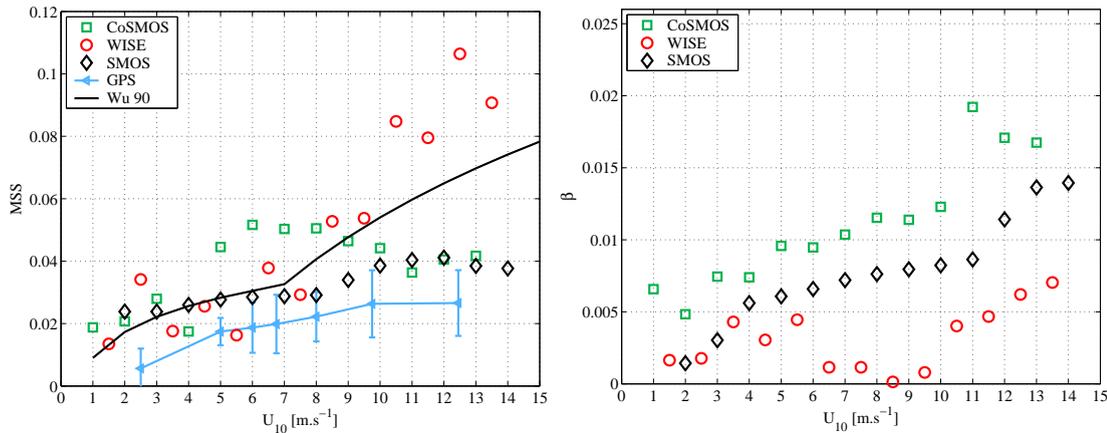


Figure 6.10 – Émissivité induite par la rugosité en bande L en fonction de la vitesse du vent en m/s à 40° d'incidence. Les courbes vertes correspondent aux données issues de la campagne CoSMOS, en rouge de la campagne WISE et en noire pour SMOS.

L'utilisation du système 6.3.11 permet de déduire la variance des pentes effectives en bande L (m_{ss}) et le paramètre β non polarisé, prenant en compte les effets de diffraction des petites échelles de rugosité. Ces paramètres sont présentés sur la figure 6.11. On observe une forte variabilité des paramètres inversés que l'on peut attribuer à la nature des trois échantillons de données bande L utilisées (données de campagnes et données SMOS de niveau de calibration faible). Malgré tout, la variance effective des pentes restituées en fonction du vent (Figure 6.11(a)) est systématiquement supérieure à celle estimée à partir de mesures GPS. On retrouve donc en bande L, une surestimation de m_{ss} également observée en bande C. La m_{ss} déduite des données SMOS et CoSMOS présentent cependant une évolution en fonction du vent consistante avec celle estimée à partir de mesures GPS. Pour les données WISE, la m_{ss} restituée est en accord avec les résultats issus des données SMOS et CoSMOS jusqu'à environ 10 m/s, vitesse du vent à partir de laquelle la m_{ss} WISE croît beaucoup plus fortement. On peut interpréter cet effet à vent fort comme étant du à des états de mer jeunes très forcés par le vent, typique des conditions de vent fort en mer Méditerranée. Dans ce cas, d'autres phénomènes, typiquement l'écume et les déferlements actifs sont

certainement à prendre en compte. Pour le paramètre β , on observe une croissance quasi-continue avec la vitesse du vent pour CoSMOS et SMOS, avec potentiellement trois régimes différents : 0-4 m/s, 4-11 m/s et >11 m/s.

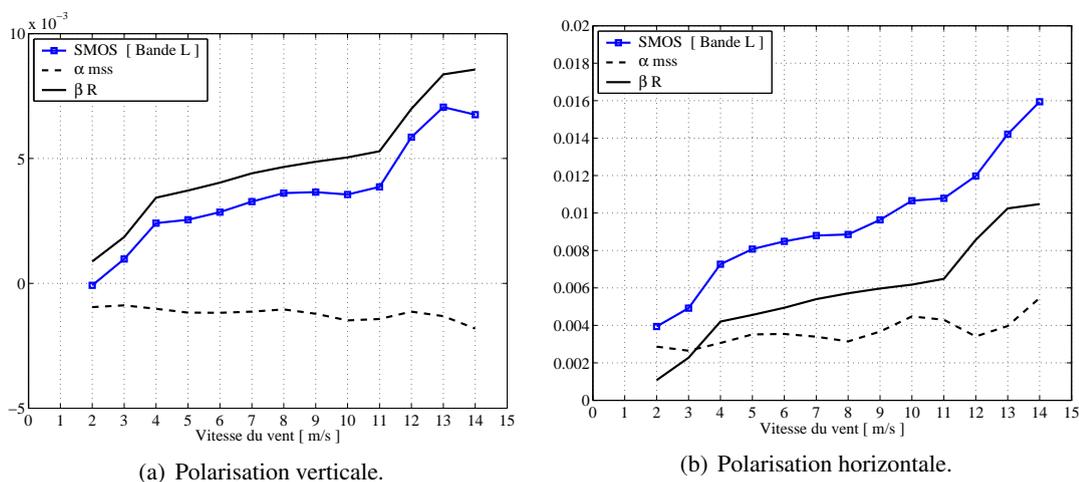


(a) MSS déduite de 6.3.11 en fonction de la vitesse du vent.

(b) Paramètres de diffraction β déduit de 6.3.11 en fonction de la vitesse du vent.

Figure 6.11 – Paramètres déduits de 6.3.11 en fonction de la vitesse du vent en m/s pour la bande L à 40°.

Sur la Figure 6.12, on présente l'effet relatif du terme associé aux grandes échelles α_{mss} et du terme βR associé à la diffraction des petites échelles sur la mesure SMOS à 40° en bande L. Comme pour la bande C, on observe pour la polarisation verticale (Figure 6.12(a)) que l'effet de α_{mss} et βR est de signe opposé. Cependant le terme α_{mss} pour les conditions de SMOS à 40°, est quasiment constant en fonction du vent. L'émissivité en polarisation verticale est dominée par la croissance du terme βR . Pour cet échantillon de données SMOS, le terme βR domine l'émissivité en polarisation horizontale dès 4 m/s alors que pour les données en bande C à 55°, ce terme domine à partir de 9 m/s.



(a) Polarisation verticale.

(b) Polarisation horizontale.

Figure 6.12 – Effets relatifs à 40° du terme associé aux grandes échelles α_{mss} et du terme βR associé à la diffraction par les petites échelles sur la mesure SMOS en bande L, en fonction du vent et de la polarisation.

On considère maintenant une estimation a priori de mss_{eff} basée, par exemple, sur l'analyse

des données GPS de la campagne CoSMOS. On utilise alors le système 6.3.12 introduisant une dépendance en polarisation du coefficient β . Les résultats pour CoSMOS et SMOS sont présentés en Figure 6.13.

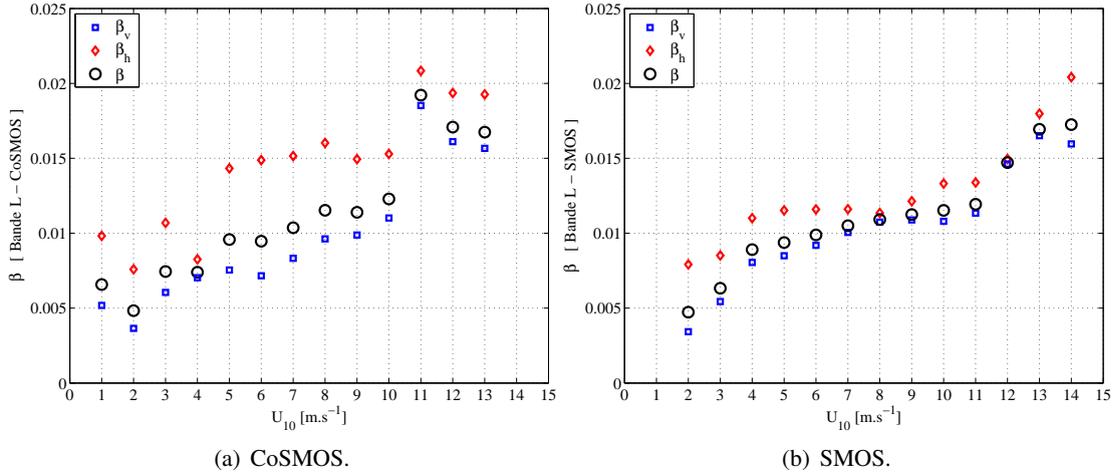


Figure 6.13 – Paramètre β pour la bande L déduit de 6.3.12 prenant en compte la diffraction des petites échelles de rugosité en fonction du vent pour la polarisation horizontale (en rouge) et verticale (en bleu). La courbe noire correspond à l’estimation de β en supposant une indépendance à la polarisation (6.3.11).

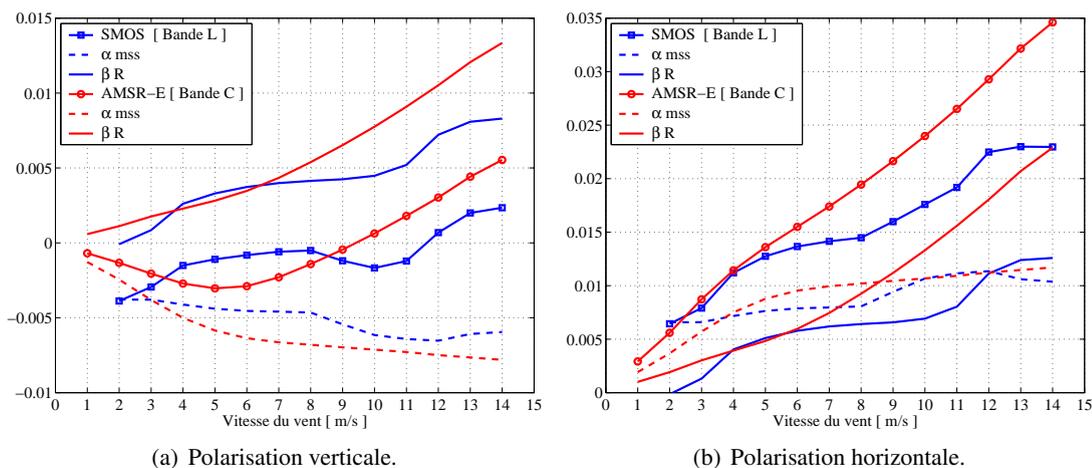
On observe que les résultats obtenus sont très similaires pour les données SMOS et CoSMOS. A 40° en bande L, la contribution βR semble dominer l’émissivité ce qui n’est pas le cas à 55° en bande C. Forcer la contribution en αmss a donc un impact négligeable sur l’estimation du terme βR . Ceci est confirmé par la figure 6.13(b) qui montre que l’inversion de β reste globalement inchangé par ce forçage.

6.3.3.3 Conclusion

Pour un radiomètre visant à incidence modérée ($\sim 40 - 50^\circ$), la variation de l’émissivité en fonction du vent est due à la combinaison des contributions de l’élargissement et de l’atténuation du lobe spéculaire. Les effets associés à la modification de la largeur du lobe par les grandes échelles sont additives avec les contributions liées à la diffraction des petites échelles en polarisation horizontale. En polarisation verticale, la présence des grandes vagues diminue systématiquement l’émissivité alors que les phénomènes de diffraction concourent toujours à l’augmenter. Si on néglige les effets de polarisation associés à la diffraction des petites échelles, la variance effective des pentes déduites des mesures radiométriques en bande C et L est systématiquement plus grande comparativement à des estimations issues de mesures en actif. Il semblerait qu’en bande L, l’impact des effets de polarisation du terme de diffraction soient négligeables à 40° . Clairement, une confirmation de ces faits sera nécessaire sur la base d’un jeu de données en bande L plus robuste que celui utilisé dans cette analyse.

Indépendamment des effets de polarisations, à 40° en bande L, la contribution βR semble dominer la variation de l’émissivité en fonction du vent, ce qui n’est pas le cas à 55° en bande C. Pour étudier la consistance bande C/bande L, l’analyse en bande L pour les données SMOS est donc reconduite ici à 55° et comparée aux données AMSR-E sur la figure 6.14. En bande L, la diminution d’émissivité en polarisation verticale due au terme associé aux grandes vagues αmss est plus importante à 55° qu’à 40° . Cependant, la contribution βR domine toujours le changement d’émissivité dès 2-3 m/s de vent. Le terme βR est sensiblement plus important pour la bande C

que pour la bande L à partir de vitesse de vent supérieures à environ 5-7 m/s. Cela explique l'effet plus important de la rugosité sur l'émissivité en bande C par rapport à la bande L, notamment en polarisation horizontale.

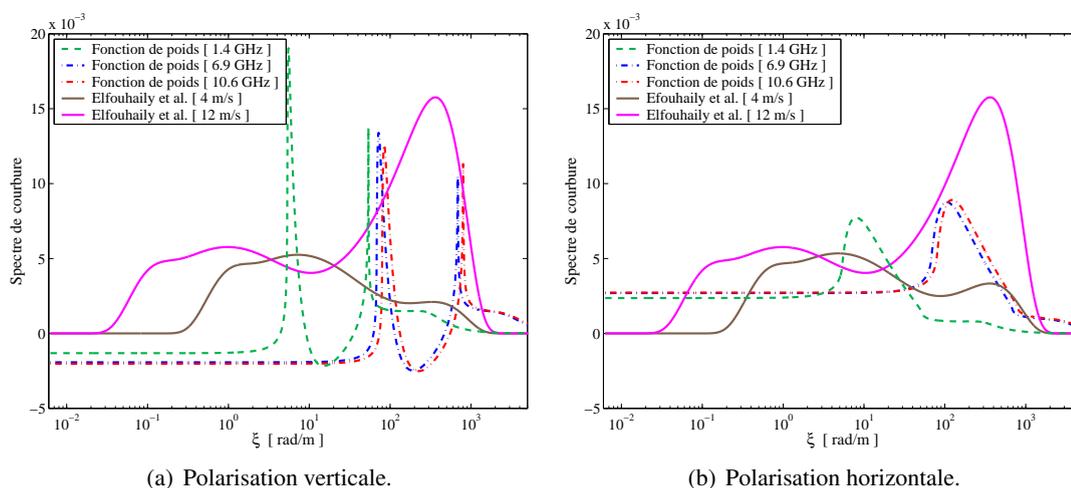


(a) Polarisation verticale.

(b) Polarisation horizontale.

Figure 6.14 – Effets relatifs à 55° du terme associé aux grandes échelles α_{mss} et du terme β_R associé à la diffraction par les petites échelles sur la mesure SMOS en bande L en bleue et sur la mesure AMSR-E en bande C en rouge .

Selon l'approche EBC/SPM, la variation de l'émissivité induite par la rugosité à 55° s'exprime comme une pondération du spectre de courbure par une fonction complexe présentant des pics de résonance (Figure 6.15). Sur la figure 6.15, on observe que les pics de résonance en bande C sont localisés dans un interval de nombre d'onde où la dynamique spectrale en fonction du vent est beaucoup plus importantes que pour ceux de la bande L. Cela est en accord avec les résultats d'analyse des termes β_R issus des données SMOS et AMSR-E.



(a) Polarisation verticale.

(b) Polarisation horizontale.

Figure 6.15 – Fonctions de poids (non normalisées) dérivées du modèle EBC/SPM pour les 2 fréquences AMSR-E et la bande L pour un angle de 55° . Le spectre de courbure d'Elfouhaily et al. [1997] en fonction du nombre d'onde de surface ξ est en gris pour un vent de 4 m/s et en magenta pour un vent de 12 m/s.

6.3.4 Analyse multi-angulaire en Bande L

Dans l'analyse précédente, nous avons considéré la variation d'émissivité avec la rugosité pour deux régimes d'angles d'observation représentatifs : proche du nadir ($\theta \sim 0^\circ$) et à angles incidence modérés ($\theta \sim 40 - 50^\circ$). A nadir, les changements d'émissivité sont en effet dominés par le terme βR caractérisant les effets de diffractions associés aux petites échelles. Aux angles modérés, l'impact des grandes échelles via le terme αmss n'est plus négligeable. Ce dernier croît avec l'angle d'incidence et avec la fréquence électromagnétique. Cependant, nous n'avons pas encore évalué, ni caractérisé l'évolution de la contribution relative de ces deux termes en fonction de l'angle d'incidence. Par conséquent, une analyse des données SMOS est ici conduite dans la perspective (1) d'évaluer la cohérence nadir/off-nadir de la paramétrisation semi-empirique proposée et (2) de développer des corrections empiriques des effets de la rugosité qui s'appuieraient sur la nature multi-angulaire de cette mesure.

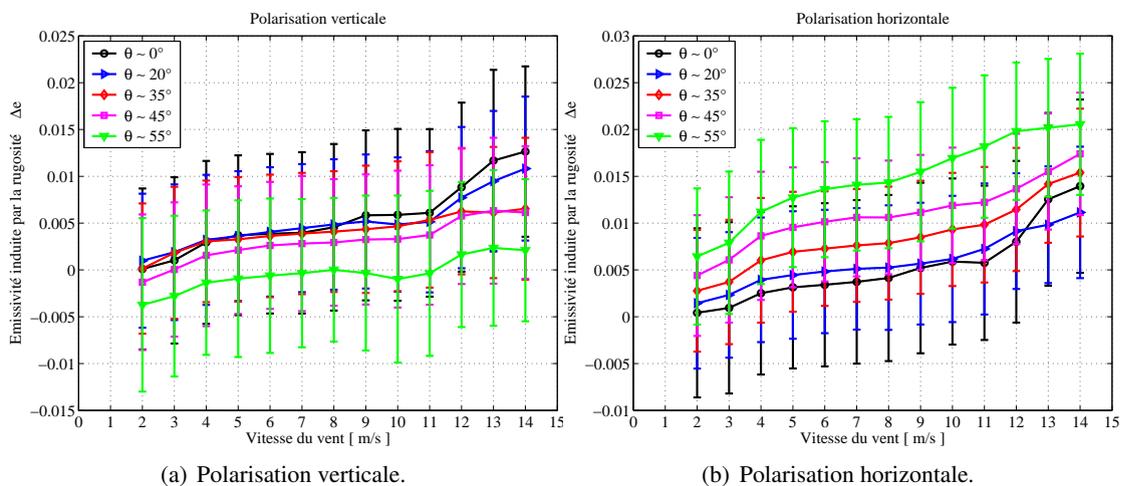


Figure 6.16 – Émissivité induite par la rugosité en bande L (SMOS) en fonction de la vitesse du vent ECMWF en m/s à 0° , 20° , 35° , 45° et 55° (b).

Nous montrons sur la figure 6.16, l'émissivité en bande L induite par la rugosité pour différents angles d'incidence entre 0 et 55° . En polarisation horizontale et quelque soit l'angle d'observation, l'émissivité croît en fonction du vent. A un vent donné, l'impact de la rugosité croît cependant avec l'augmentation de l'angle d'incidence. A l'opposé, en polarisation verticale, l'émissivité induite par la rugosité diminue quand l'angle d'incidence augmente. A 55° , on a ainsi un effet quasiment négligeable de la rugosité sur l'émissivité.

La paramétrisation semi-empirique proposée pour corriger des effets de rugosité sur l'émissivité révèle que les paramètres d'ajustement β et mss sont quasiment indépendants de l'angle d'observation (Figure 6.17). Ces résultats préliminaires tendent à confirmer la robustesse de cette formulation simplifiée de l'impact de la rugosité sur l'émissivité pour la bande L.

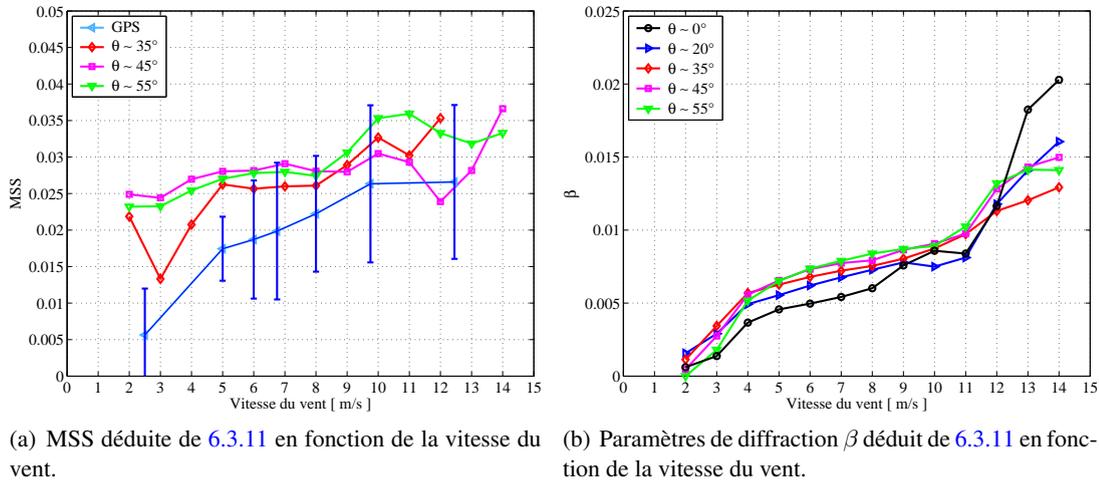


Figure 6.17 – Paramètres déduits de 6.3.11 en fonction de la vitesse du vent en m/s pour la bande L pour plusieurs angles d'incidences.

Par conséquent, les variations d'émissivité observées en fonction de l'angle d'observation et de la polarisation (Figure 6.16) sont principalement dues aux variations géométriques associées des coefficients de réflexion de Fresnel (termes R et α). Un résumé des contributions respectives de chacun de ces deux effets dominants est donné en figure 6.18.

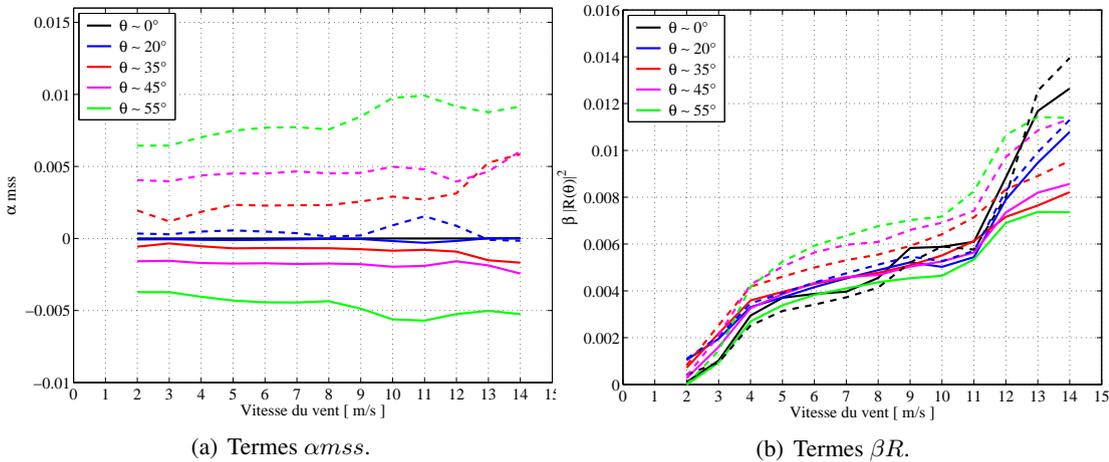


Figure 6.18 – Variations des termes αmss et βR déduits de la mesure SMOS en bande L en fonction de l'angle d'incidence. Polarisation verticale en traits pleins et polarisation horizontale en traits pointillés.

En s'appuyant sur la nature multi-angulaire de la mesure SMOS, on comprend que le terme β pourra être déduit des mesures à faibles angles d'incidence $< 20^\circ$ pour lesquelles l'effet des grandes vagues sera négligeable. Dans la gamme d'angle d'incidence pour laquelle cet effet deviendra significatif, un différentiel des mesures entre deux angles caractéristiques (i.e $45 - 55^\circ$) et/ou l'utilisation des deux polarisations verticale et horizontale devrait permettre de déduire le terme αmss .

6.3.5 Récapitulatif

Sur la base de l'analyse de la section efficace radar en rétrodiffusion à angle faible et modéré, nous avons proposé une formulation semi-empirique des variations de l'émissivité en fonction de la rugosité, des angles d'observation et de la polarisation donnée par :

$$\delta e(\theta) \simeq \alpha(\theta) m_{ss} + \beta(\theta) |R(\theta)|^2 \quad (6.3.13)$$

où m_{ss} correspond à une variance "effective" des pentes qui semble être dominée par celles des grandes vagues, et β est un paramètre qui prend en compte les phénomènes de diffraction liés principalement aux caractéristiques des petites échelles de la rugosité. Ce formalisme explicite la dépendance de la variation d'émissivité avec la rugosité comme étant la somme de deux effets : l'impact de la variation de la largeur du lobe spéculaire (αm_{ss}) et un terme d'atténuation de l'amplitude du lobe (βR).

Ce formalisme semi-empirique a été confronté à différents jeux de données radiométriques de la bande L à la bande Ka et pour des angles d'observation compris entre 0 et 60°.

Pour un radiomètre visant à nadir, l'augmentation de l'émissivité en fonction du vent est dominée par l'atténuation du lobe spéculaire. Les effets associés à la modification de la largeur du lobe par les grandes échelles sont négligeables. Selon la décomposition 2-échelles considérée, la variation de l'émissivité est directement proportionnelle à la variance des élévations des petites échelles : $\delta e \propto K^2 \rho_s(0)$.

Pour un radiomètre visant à incidence modérée ($\sim 40 - 60^\circ$), la variation de l'émissivité en fonction du vent est due à la combinaison des contributions de l'élargissement et de l'atténuation du lobe spéculaire. Les effets associés à la modification de la largeur du lobe par les grandes échelles de surface sont additives avec les contributions liées à la diffraction des petites échelles en polarisation horizontale. En polarisation verticale, la présence des grandes vagues diminue systématiquement l'émissivité alors que les phénomènes de diffraction concourent toujours à l'augmenter. Cela est d'autant plus vrai que l'angle d'incidence et la fréquence électromagnétique sont élevés. Si on néglige les effets de polarisation associés à la diffraction des petites échelles, la variance effective des pentes déduites des mesures radiométriques en bande C et L est apparemment surestimée comparativement à des estimations issues de mesures en actif (radar, GPS). Cette conclusion se base sur une analyse conduite à partir de données non co-localisées (e.g. données radiométriques AMSR-E acquises sur l'Atlantique tropical comparées avec des données de la campagne aéroportée STORM acquises au large de la Bretagne). Il reste donc fortement probable que les états de mer rencontrés entre les acquisitions actives et passives soient très différentes. En particulier, les mesures satellitales sont en générale représentatif d'états de mer pleinement développées alors que les mesures de campagnes réalisées dans le proche côtier sont plus représentatives d'états de mer jeunes. Cette hypothèse est à confirmer avec un jeu de données plus robuste, et la surestimation observée de la variance des pentes effective ($m_{ss_{eff}}$) par les radiomètres sera probablement une fonction des états de mer (hauteurs significatives, age, ...).

Une analyse multi-angulaire des premières données SMOS a été conduite entre 0 et 55°. Les paramètres géophysiques inversés à partir du modèle semi-empirique (β et m_{ss}) se révèlent quasiment indépendants de l'angle d'observation. Bien que basés sur un jeu de données de qualité très préliminaire, ces résultats tendent à confirmer la robustesse de la formulation simplifiée de l'impact de la rugosité sur l'émissivité pour la bande L.

Conclusions et perspectives

Conclusions

En novembre 2009, le radiomètre interférométrique de la mission SMOS a été mis en orbite avec succès. Depuis, cet instrument nous fournit les premières observations multi-angulaires de température de brillance des océans en bande L (1.4 GHz) dans le but de restituer la salinité de surface des océans. Une correction précise des effets de la rugosité sur la mesure est nécessaire pour réaliser une inversion en salinité de qualité. Pour l'instant, l'algorithme opérationnel consiste à ajuster de manière bayésienne la mesure à des prédictions issues de modèles électromagnétiques approchés. En 2010, les mesures de SMOS devraient être complétées par les futures mesures des capteurs de la mission Aquarius (radiomètre et diffusiomètre bande L). Pour cette mission, les mesures radiométriques seront corrigées des effets de rugosité à l'aide de la mesure conjointe de section efficace radar. Parallèlement à cela, de nouveaux concepts instrumentaux combinant de la radiométrie bande L avec de la réflectométrie GPS sont en cours de développement (e.g. PAU (*Camps et al. [2007]*)). Dans ce dernier cas, la mesure de réflectivité du signal GPS est utilisée pour corriger des effets de rugosité. L'arrivée de ces nouveaux capteurs et des nouvelles données associées nécessite de clarifier les liens entre une mesure active et une mesure passive de la surface rugueuse des océans.

A ces fins, une revue portant sur la modélisation des phénomènes physiques à l'origine de la diffusion des ondes électromagnétiques par la surface de mer a été conduite. En actif, pour modéliser le signal rétrodiffusé dans la direction spéculaire ou quasi-spéculaire, la limite haute fréquence suffit à expliquer la majorité du signal. Dans cette limite, l'approximation de Kirchhoff (KA) relie la largeur du lobe spéculaire aux différents moments spectraux de la surface, et uniquement à la variance des pentes dans l'approximation de l'optique géométrique (GO). Pour des longueurs d'onde électromagnétiques proches de l'optique, KA est équivalent à GO. Pour les fréquences micro-onde, un filtre passe-bas est souvent appliqué à la surface pour avoir une bonne correspondance entre KA et GO dans le lobe spéculaire.

L'approximation de Kirchhoff étant une théorie scalaire, elle ne prend pas en compte les effets de polarisation qui commencent à apparaître quand on s'éloigne de la direction spéculaire. Pour expliquer la rétrodiffusion aux angles d'incidence modérés à forts, des approximations basse fréquence ont été développées (SPM, SSA). Dans ce régime, la diffusion correspond alors à un effet de résonance de type Bragg et est proportionnelle au spectre de surface évalué en $\xi = Q_H$.

Pour modéliser le comportement de la SERN dans toute les directions de diffusion, la considération d'une surface 2-échelles est traditionnellement invoquée afin de pouvoir combiner les approximations haute (GO) et basse fréquence (SPM, SSA). Dans ces modèles, les approximations "basse fréquence" sont généralement développées à l'ordre 1. Cependant, SPM-1 et SSA-1 sont connus pour prédire des rapports de polarisation trop importants par rapport aux observations à angles modérés. Par ailleurs, ces dernières montrent que les rapports de polarisation sont dépendants de la rugosité de la surface, ce qui n'est pas pris en compte par ces modèles développés au premier ordre. Des méthodes "unifiées" de type SSA-2, LCA ou RCA ont alors été développées

afin d'apporter une meilleure prise en compte de ces effets de polarisation.

De manière parallèle, les développements pour modéliser l'émissivité micro-onde de la surface font également appel aux limites asymptotiques haute (GO) et basse fréquence (SPM), ainsi qu'à leur combinaison, notamment via des décompositions 2-échelles de la surface. Contrairement aux applications en actif à angles modérés, la limite asymptotique basse fréquence (SPM) pour le calcul de l'émissivité doit être développée à l'ordre 2 afin de correctement prendre en compte les phénomènes de diffusion dans la direction spéculaire. Ces modèles montrent des singularités de type "résonantes" pour des nombres d'onde de surface spécifiques (dits "phénomènes critiques"), assimilables aux anomalies de Wood en optique. Pour le calcul de l'émissivité, les théories unifiées récentes (LCA, RCA) et plus précises pour caractériser la diffusion loin du spéculaire, via des mécanismes résonants, seraient plus adaptées qu'un modèle 2-échelles qui présente l'inconvénient du choix arbitraire d'une séparation d'échelles. Cependant, le calcul des coefficients bistatiques RCA/LCA reste encore aujourd'hui très coûteux en temps de calcul. Par ailleurs, il n'est pas clair que l'impact des phénomènes critiques loin de la direction spéculaire sur l'émissivité soit significatif. Par conséquent, ces méthodes n'ont pas été pour l'instant appliquées au calcul de l'émissivité.

Selon la relation $e = 1 - R$, une variation de la réflectivité conduira à une variation de l'émissivité $\delta e = -\delta R$. L'émissivité augmente lorsque la réflectivité totale de la scène diminue. De manière heuristique, les diagrammes de diffusion sur la surface de mer sont généralement continus et les énergies sont largement concentrées autour de la région spéculaire, i.e. $Q_H = 0$. Par conséquent, un changement de rugosité de surface affectera principalement cette région. Pour comprendre et estimer l'impact d'un changement de rugosité de surface sur l'émissivité il nous a donc paru essentiel de bien caractériser l'évolution du lobe spéculaire associé.

A ces fins, une analyse des sources majeures de variation de la forme (largeur et amplitude) du lobe spéculaire de diffusion basée sur des modèles simplifiés de la théorie de Kirchhoff a été conduite. Cette analyse a été confrontée à un ensemble de mesures de section efficace radar en rétrodiffusion et de mesures optiques acquises dans des conditions proche du nadir. Une solution GO représentative d'une condition de rugosité moyenne, caractérisée par la variance des pentes des grandes échelles de surface, a été perturbée par l'ajout de petites échelles ayant différentes caractéristiques. Cette analyse nous a permis d'illustrer que la forme du lobe spéculaire est modifiée par la rugosité selon trois effets dominants :

- les petits éléments de rugosité atténuent l'amplitude du lobe spéculaire via un mécanisme de diffraction, caractérisé par un facteur d'atténuation fonction de la variance des élévations des petits éléments de rugosité, et du nombre d'onde électromagnétique.

- La largeur du lobe spéculaire est gouvernée au premier ordre par la variance des pentes. En optique, cette dernière correspond à la variance totale des pentes de la surface à laquelle il faut ajouter une contribution non-gaussienne. Aux hautes fréquences micro-onde, l'optique physique révèle que la largeur du lobe est également modifiée par les effets associés aux moments spectraux d'ordre supérieur de la surface (i.e. la variance des courbures). Selon le formalisme de l'optique physique, les écarts à une solution gaussienne conduisent à des largeurs du lobe spéculaire plus petites quand la longueur d'onde croît. Pour l'analyse des données à plus basse-fréquences (L à X), l'utilisation d'une décomposition double structure de la surface conduit à des conclusions similaires : le lobe spéculaire est très étroit proche du pic spéculaire pour s'élargir plus rapidement en fonction de l'angle de diffusion avec l'inclusion des rugosités de petites échelles. Ce phénomène peut conduire à considérer une variance effective mss_{eff} pour caractériser la largeur du lobe. Cette dernière dépend alors d'une manière complexe de la longueur d'onde électromagnétique, de la variance des pentes des grandes échelles et des petites échelles, de leurs courbures, et de la non-gaussianité de la surface.

- En s'éloignant fortement de la direction spéculaire, les variations de rugosité se traduisent généralement par une augmentation de la diffusion via des mécanismes résonants qui dépendent

des variations de courbures des petites échelles (moment spectral d'ordre 4 de la surface) mais aussi de la variance des pentes des plus grandes échelles.

Les résultats de cette analyse ont été utilisés pour la modélisation semi-empirique des effets de la rugosité sur l'émissivité. Un modèle simple à deux paramètres géophysiques prévoyant les impacts aux premiers ordres des variations de la largeur et de l'amplitude du lobe spéculaire sur l'émissivité a été confronté à différents jeux de données radiométriques multi-fréquences et multi-angulaires. Ce modèle prend la forme suivante :

$$\delta e \simeq \alpha m_{ss} + \beta R \quad (6.3.14)$$

où m_{ss} correspond à une variance "effective" des pentes (dominée par les grandes échelles), et β est un paramètre qui prend en compte les phénomènes de diffraction liés principalement aux caractéristiques des petites échelles de la rugosité. R est le coefficient de réflexion de Fresnel et α est un paramètre géométrique. Ce formalisme explicite la dépendance de la variation d'émissivité avec la rugosité comme étant la somme de deux effets : l'impact de la variation de la largeur du lobe spéculaire (αm_{ss}) et un terme d'atténuation de l'amplitude du lobe (βR). Ce formalisme semi-empirique a été confronté à différents jeux de données radiométriques acquises dans des bandes de fréquences variant entre L et Ka, et pour des angles d'observation compris entre 0 et 60°.

Pour un radiomètre visant à nadir, l'augmentation de l'émissivité en fonction du vent semble être dominée au premier ordre par l'atténuation du lobe spéculaire. Les effets associés à la modification de la largeur du lobe par les grandes échelles sont négligeables. Selon la décomposition 2-échelles considérée, la variation de l'émissivité est directement proportionnelle à la variance des élévations des petites échelles : $\delta e \propto K^2 \rho_s(0)$.

Pour un radiomètre visant à incidence modérée ($\sim 40 - 60^\circ$), la variation de l'émissivité en fonction du vent est due à la combinaison des contributions de l'élargissement et de l'atténuation du lobe spéculaire. Les effets associés à la modification de la largeur du lobe par les grandes échelles de surface sont additives avec les contributions liées à la diffraction des petites échelles en polarisation horizontale. En polarisation verticale, la présence des grandes vagues diminue systématiquement l'émissivité alors que les phénomènes de diffraction concourent toujours à l'augmenter. Cela est d'autant plus vrai que l'angle d'incidence et la fréquence électromagnétique sont élevés. Si on néglige les effets de polarisation associés à la diffraction des petites échelles, la variance effective des pentes déduites des mesures radiométriques en bande C et L est systématiquement plus grande comparativement à des estimations issues de mesures en actif (radar, GPS). Cette surestimation observée de la variance des pentes effective ($m_{ss_{eff}}$) par les radiomètres est potentiellement une fonction des états de mer (hauteurs significatives, âge, ...). Elle peut également indiquer la faible courbure des échelles les plus grandes.

Une analyse multi-angulaire des premières données SMOS a été conduite entre 0 et 55°. Les paramètres géophysiques inversés à partir du modèle semi-empirique proposé se révèlent quasiment indépendants de l'angle d'observation. Bien que basé sur un jeu de données de qualité très préliminaire, ces résultats tendent à confirmer la robustesse de la formulation simplifiée de l'impact de la rugosité sur l'émissivité pour la bande L.

Perspectives

Dans le cadre de la mission SMOS, essentiellement deux modèles électromagnétique de diffusion (EBC/SPM et 2-échelles) sont utilisés de manière opérationnelle pour corriger des effets de rugosité. Ces modèles utilisent des modèles de densité spectrale de la surface. Par expérience acquise sur l'analyse des données de missions spatiales antérieures (e.g. WINDSAT, AMSR-E,

TMR), il est à prévoir que ces modèles de surface nécessiteront quelques ajustements ad-hoc. Ces ajustements sont difficiles à réaliser en raison de la dépendance de ces modèles avec la répartition spectrale de l'énergie en fonctions des échelles de surface. L'analyse haute-fréquence des données en actif tend à prouver une surestimation de la courbure par ces modèles, un ajustement empirique pour corriger ces effets n'est par conséquent pas simple à réaliser sans violer certaines contraintes bien établies. De plus, ces modèles spectraux de surface, forcés par des données auxiliaires de modèles météorologiques (ECMWF) caractérisent mal la variabilité de la surface en fonction des états de mer et sont connus pour mal prendre en compte les effets de rugosité à vents faibles inférieurs à 3 m/s et à vent fort supérieur à 15 m/s.

Sur la base du modèle empirique développé, l'émissivité induite par la rugosité dépend uniquement de deux paramètres effectifs de la surface : mss et β . L'exploitation de la multi-angularité de SMOS permettra de déduire directement ces paramètres, lorsque la réflectivité de la surface plate sera correctement estimée. Une meilleure caractérisation de ces paramètres pour différents états de mer est à envisager sur des zones à faibles variations de température et de salinité. Si les résultats de notre analyse sont confirmés, une correction de la rugosité de la mesure SMOS peut être envisagée uniquement à partir des propriétés multi-angulaires des données et des deux polarisations linéaires.

De manière parallèle, il est envisagé de faire un produit de salinité à partir des données AMSR-E en utilisant la différenciation de la bande X et C en polarisation verticale. Si cette différence limite au maximum l'impact de la rugosité, il subsiste malgré tout une légère dépendance à la rugosité, notamment à vent faible (< 4 m/s) et à vent relativement fort (>10 m/s). Le modèle semi-empirique proposé semble pouvoir améliorer la correction de rugosité et des tests de son applicabilité sont en cours, notamment sur l'océan Indien.

Pour la mission Aquarius, le caractère multi-angulaire des mesures ne peut être exploité que partiellement. Toutefois, selon les premières mesures SMOS, la sensibilité à la vitesse du vent n'apparaît prépondérante que pour le terme dit de diffraction. Dans ce cas, la mesure complémentaire du radar sera très précieuse et pourra permettre une correction efficace. Restera cependant à bien évaluer l'impact des plus grandes échelles sur le niveau moyen des mesures. Dans ce cas, l'utilisation d'un modèle de vagues est à envisager.

Pour corriger des effets de rugosité à partir de mesures de réflectométrie GPS, l'utilisation immédiate des variances des pentes (mss) estimées par ce moyen n'est pas encore totalement possible. Si la dépendance en fonction du vent semble assez consistante avec les résultats obtenus dans notre analyse, des incertitudes en valeur absolue persistent. De nouvelles méthodes d'inversion de la variance des pentes à partir de données GPS sont à envisager, notamment, en prenant en compte l'amplitude du lobe de diffusion et des études supplémentaires seront nécessaires pour mieux déterminer l'origine des différences observées entre les variances des pentes estimées à partir d'observations radars et radiométriques. Trois aspects majeurs seront à bien caractériser : l'aspect directionnel des grandes échelles, la dépendance en fonction des états de mer et la considération de pentes fortes.

Annexes

Annexe A

Constante diélectrique de l'eau salée

L'émissivité de l'océan dépend des propriétés diélectriques de la couche d'eau de surface. Dans la gamme des micro-ondes, la permittivité¹ de l'eau de mer est une fonction complexe de la température (T), de la salinité (S) et aussi de la fréquence électromagnétique (f). Habituellement, on utilise les modèles de relaxation de *Debye* [1929] et de *Cole and Cole* [1941] dans les applications de télédétection micro-onde. L'idée basique est de considérer la permittivité de l'eau de mer comme une légère déviation de celle de l'eau pure due à l'addition de constituants ioniques. Pour les faibles fréquences micro-ondes ($f \leq 20$ GHz), la constante diélectrique de l'eau de mer peut être modélisée par un terme de relaxation de Debye plus un terme de conductivité de la forme :

$$\epsilon_{sw}(T, S, f) = \epsilon_{sw\infty}(T, S) + \frac{\epsilon_{sw0}(T, S) - \epsilon_{sw\infty}(T, S)}{1 - j2\pi f\tau_{sw}(T, S)} + j\frac{\sigma_i(T, S)}{2\pi\epsilon_0 f} \quad (\text{A.0.1})$$

où

- $\epsilon_{sw\infty}(T, S)$ est la valeur limite haute fréquence (ou optique) de la constante diélectrique de l'eau salée
- $\epsilon_{sw0}(T, S)$ est la valeur statique de la constante diélectrique de l'eau salée
- $\tau_{sw}(T, S)$ est le temps de relaxation en secondes,
- ϵ_0 est la permittivité du vide ($\epsilon_0 = 8.854 \times 10^{-12}$ F/m),
- $\sigma_i(T, S)$ est la conductivité ionique d'une solution aqueuse de sel en S/m,
- S est la salinité en ‰ et,
- T est la température de l'eau en °C.

La permittivité étant une fonction complexe, on a l'habitude de l'écrire comme

$$\epsilon_{sw} = \epsilon' + i\epsilon'' \quad (\text{A.0.2})$$

où ϵ'' est la partie imaginaire de la permittivité, reliée à la dissipation de l'énergie par les molécules d'eau, et ϵ' est la partie réelle reliée à l'énergie stockée par ces dernières. La figure A.1 présente la sensibilité de ces deux composantes du modèle de *Klein and Swift* [1977] à la salinité et à la température de surface pour une fréquence électromagnétique $f = 1.41$ GHz. On observe que la partie imaginaire de la permittivité de l'eau de mer est beaucoup plus sensible à la salinité et à la température que la partie réelle.

1. La permittivité est une quantité physique qui décrit la manière dont un champ électrique affecte, et est affecté, par un milieu diélectrique. Elle est déterminée par la capacité qu'ont les molécules d'eau à se polariser en réponse au champ, et donc réduire le champ électrique totale. Autrement dit, la permittivité dérive de la capacité de l'eau de mer à transmettre un champ électrique.

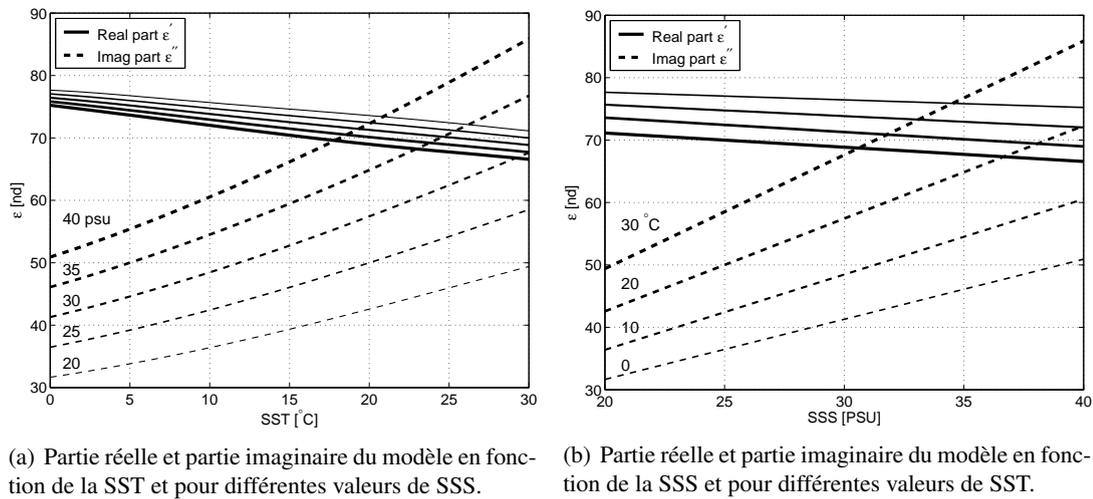


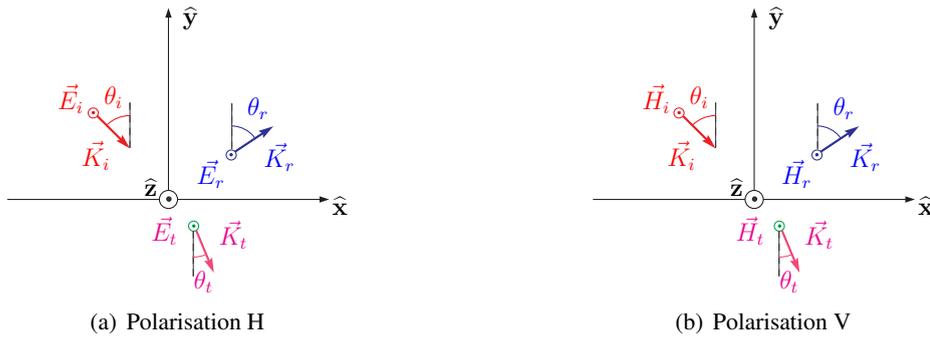
Figure A.1 – Modèle de constante diélectrique de *Klein and Swift [1977]* en bande L ($f=1.41$ GHz).

Pour une discussion détaillée des propriétés de la constante diélectrique, je renvoie le lecteur aux articles suivants : *Ulaby et al. [1986]*, *Klein and Swift [1977]*, *Stogryn [1995]*, *Guillou et al. [1998]*, *Ellison et al. [1998]*, *Meissner and Wentz [2004]*.

Annexe B

Réflexion par une surface plane : les coefficients de Fresnel

Soit une surface qui sépare l'air de permittivité relative $\epsilon_1 = 1$ d'un milieu semi infini de permittivité ϵ_2 . Nous rappelons sur les figures B.1(a) et B.1(b) les configurations des polarisations verticale (V) et horizontale (H).



Les trois champs électriques incident réfléchi et transmis normalisés en polarisation H s'écrivent :

$$\begin{cases} \vec{E}_i &= \hat{z} e^{i\vec{K}_i \cdot \vec{R}} \\ \vec{E}_t &= \hat{z} T_h e^{i\vec{K}_t \cdot \vec{R}} \\ \vec{E}_r &= \hat{z} R_h e^{i\vec{K}_r \cdot \vec{R}} \end{cases} \quad (\text{B.0.1})$$

où T_h et R_h sont respectivement les coefficients de transmission et de réflexion du plan pour le champ \vec{E} . La résolution des équations de continuité permet d'obtenir :

$$R_h = \frac{\cos(\theta_i) - \sqrt{\epsilon_2 - \sin^2(\theta_i)}}{\cos(\theta_i) + \sqrt{\epsilon_2 - \sin^2(\theta_i)}}, \quad T_h = \frac{2 \cos(\theta_i)}{\cos(\theta_i) + \sqrt{\epsilon_2 - \sin^2(\theta_i)}} \quad (\text{B.0.2})$$

Les trois champs magnétiques incident réfléchi et transmis normalisés en polarisation V s'écrivent :

$$\begin{cases} \vec{H}_i &= \hat{z} e^{i\vec{K}_i \cdot \vec{R}} \\ \vec{H}_t &= \hat{z} T_v e^{i\vec{K}_t \cdot \vec{R}} \\ \vec{H}_r &= \hat{z} R_v e^{i\vec{K}_r \cdot \vec{R}} \end{cases} \quad (\text{B.0.3})$$

où

$$R_v = \frac{\epsilon_2 \cos \theta_i - \sqrt{\epsilon_2 - \sin^2 \theta_i}}{\epsilon_2 \cos \theta_i + \sqrt{\epsilon_2 - \sin^2 \theta_i}}, \quad T_v = \frac{2 \epsilon_2 \cos \theta_i}{\epsilon_2 \cos \theta_i + \sqrt{\epsilon_2 - \sin^2 \theta_i}} \quad (\text{B.0.4})$$

En utilisant les valeurs de ϵ_2 calculées à partir du modèle de *Klein and Swift* [1977] pour différentes fréquences électromagnétiques avec $S = 36$ psu et $T = 15^\circ\text{C}$, les coefficients de réflexion de Fresnel peuvent être calculés pour différents angles d'incidence θ_i (Figure B.1).

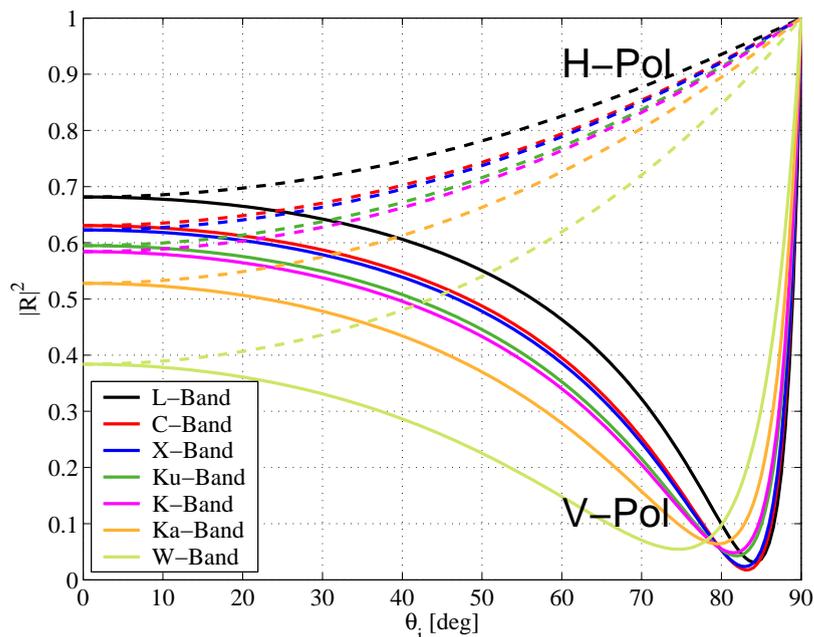


Figure B.1 – Coefficients de réflexion de Fresnel en fonction de l'angle d'incidence en polarisation verticale (traits plein) et en polarisation horizontale (tirets). La constante diélectrique est calculée à partir du modèle de *Klein and Swift* [1977] pour une température de 15°C , une salinité de 36 psu et pour différentes fréquences électromagnétiques allant de la bande L (1.4 GHz) à la bande W (94 GHz).

Le tableau B.2 présente les valeurs de la permittivité de l'eau de mer calculées à partir du modèle de *Klein and Swift* [1977] (pour la bande L) et de *Ellison et al.* [1998] (pour les autres fréquences) pour une température de 15°C et une salinité de 36 psu. Sont présentés aussi pour chaque fréquence, la valeur de l'angle de perte $\Phi = \arctan(\epsilon^i/\epsilon^r)$, de l'épaisseur de peau $\delta_s = \sqrt{1/(K^2\sqrt{\epsilon^r} + \epsilon^{i^2}\sin^2\Phi)}$, de l'angle de Brewster $\theta_B = \arctan(\sqrt{\epsilon^r})$ et du coefficient de réflexion de Fresnel en $\theta_i = 0$.

Bande de fréquence	fréquence [GHz]	K [rd/m]	λ [cm]	ϵ_r^r	ϵ_r^i	Φ [deg]	δ_s [mm]	θ_B	$ R(0) ^2$
L	1,41	29,53	21,28	73,28	62,44	40,43	9,99	83,34	0,68164845
C	6,92	144,93	4,34	60,72	35,84	30,55	3,12	82,69	0,63058424
X	10,65	223,05	2,82	50,48	38,10	37,04	1,77	81,99	0,61976004
Ku	18,00	376,99	1,67	33,75	36,83	47,50	0,93	80,23	0,59499331
K	21,00	439,82	1,43	28,95	35,08	50,47	0,79	79,47	0,58417821
Ka	37,00	774,93	0,81	15,66	25,44	58,38	0,48	75,82	0,5277712
W	94,00	1968,73	0,32	7,67	11,32	55,88	0,29	70,15	0,38383831

Figure B.2 – Valeurs de la permittivité complexe relative de l'eau de mer ϵ_r avec ϵ^r et ϵ^i respectivement la partie réelle et la partie imaginaire pour une température de 15°C et une salinité de 36 psu. L'angle de perte Φ , l'épaisseur de peau δ_s , l'angle de Brewster θ_B et la valeur du coefficient de réflexion de Fresnel pour $\theta_i = 0$ sont présentés pour chaque fréquence.

Annexe C

Equivalence entre SSA et SPM pour le calcul de l'émissivité ?

Pour illustrer cette discussion, considérons l'émissivité comme étant égale au flux du vecteur de Poynting à travers la surface. Cette approche est strictement équivalente à celle utilisant la conservation de l'énergie présenté au paragraphe 2.2, cependant, elle permet de mettre en évidence une propriété remarquable de l'intégrale de Kirchhoff. Soit l'expression de l'énergie absorbé

$$P = \int |\mathbf{E}_t^* \times \mathbf{H}_t| d\mathbf{r} \quad (\text{C.0.1})$$

où \mathbf{E}_t et \mathbf{H}_t sont respectivement les composantes du champ électrique et magnétique tangentes à la surface. Soit l'expression de ces composantes dans le formalisme du développement en petite pente proposée par *Voronovich* [1994b], on a

$$\begin{aligned} J(\mathbf{r}, \mathbf{k}_0) &= 4\pi^2 e^{iq_0\eta} e^{i\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r}} d\mathbf{r} \\ &\times \left[\mathbb{N}_0 + \int \mathbb{N}_1(\mathbf{k}_1) \hat{\eta}(\mathbf{k}_1) e^{i\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r}} d\mathbf{k}_1 \right. \\ &\left. + \int \int \mathbb{N}_2(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2) \hat{\eta}(\mathbf{k}_1) \hat{\eta}(\mathbf{k}_2) e^{i(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2) \cdot \mathbf{r}} d\mathbf{k}_1 d\mathbf{k}_2 + \dots \right] \end{aligned} \quad (\text{C.0.2})$$

avec $\vec{k}_0 = (\mathbf{k}_0, -q_0)$ et J désigne \mathbf{E}_t ou \mathbf{H}_t . Le vecteur de Poynting est donné comme

$$P(\mathbf{k}_0) = \int J^*(\mathbf{r}, \mathbf{k}_0) X J(\mathbf{r}, \mathbf{k}_0) d\mathbf{r} \quad (\text{C.0.3})$$

où X est une matrice constante décrivant la multiplication vectorielle dans l'équation (C.0.1). Les phaseurs se simplifient et

$$\begin{aligned} P(\mathbf{k}_0) &= (4\pi^2)^2 \left[\mathbb{P}_0 + \int \mathbb{P}_1(\mathbf{k}_1) \hat{\eta}(\mathbf{k}_1) d\mathbf{k}_1 \right. \\ &\left. + \int \int \mathbb{P}_2(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2) \hat{\eta}(\mathbf{k}_1) \hat{\eta}(\mathbf{k}_2) d\mathbf{k}_1 d\mathbf{k}_2 + \dots \right] \end{aligned} \quad (\text{C.0.4})$$

Ainsi, l'expression de P semble-t-elle suivre un développement de type SPM.

Irisov [1997] a montré que les expressions obtenues à partir de la SPM ont la forme d'une approximation en petite pente et non en petite hauteur dans le cas du calcul l'émissivité de surface. Selon cette démonstration, la SPM peut être utilisé pour les études de l'émission même lorsqu'il échoue dans les calculs de diffusion en raison de la limitation en petite élévation. D'un point de vu mathématique, *Irisov* fait l'analogie entre un développement SPM avec un développement en

petites pentes (SSA), identique à ce qui a été obtenu par *Voronovich* [1994a]. Soit une surface rugueuse $z = \eta(\mathbf{x})$ avec le spectre $\hat{\eta}(\mathbf{k})$ tel que :

$$\eta(\mathbf{x}) = \int \hat{\eta}(\mathbf{k}) e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}} d\mathbf{k} \quad (\text{C.0.5})$$

Dans le cas de la puissance totale du rayonnement diffusé par la surface sur le demi hémisphère supérieur, pondéré par une fonction réelle $U(\mathbf{k}_0)$ décrivant l'intensité du rayonnement non polarisé du ciel venant de la direction \mathbf{k}_0 , on a

$$R(\mathbf{k}) = \int S^+(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) S(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) U(\mathbf{k}_0) d\mathbf{k}_0 \quad (\text{C.0.6})$$

où la puissance, diffusée dans la direction $\mathbf{K} = (\mathbf{k}, q)$, est déterminé par la matrice de diffusion $S(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0)$. Comme on l'a vu précédemment, on peut postuler un développement de $S(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0)$ tel que :

$$\begin{aligned} S(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) &= \int \int e^{-iQ_z \eta} e^{-i\mathbf{Q}_H \cdot \mathbf{x}} d\mathbf{x} \\ &\times \left[\mathbb{D}_0 + \int \mathbb{D}_1(\mathbf{k}_1) \hat{\eta}(\mathbf{k}_1) e^{i\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{x}} d\mathbf{k}_1 \right. \\ &\left. + \int \int \mathbb{D}_2(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2) \hat{\eta}(\mathbf{k}_1) \hat{\eta}(\mathbf{k}_2) e^{i(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2) \cdot \mathbf{x}} d\mathbf{k}_1 d\mathbf{k}_2 + \dots \right] \end{aligned} \quad (\text{C.0.7})$$

d'où

$$\begin{aligned} R(\mathbf{k}) &= \int U(\mathbf{k}_0) d\mathbf{k}_0 \int \int e^{-iQ_z(\eta - \eta')} e^{-i\mathbf{Q}_H \cdot (\mathbf{x} - \mathbf{x}')} d\mathbf{x} d\mathbf{x}' \\ &\times \left[\mathbb{D}_0^+ + \int \mathbb{D}_1^+(-\mathbf{k}_1) \hat{\eta}(\mathbf{k}_1) e^{i\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{x}} d\mathbf{k}_1 \right. \\ &\left. + \int \int \mathbb{D}_2^+(-\mathbf{k}_1, -\mathbf{k}_2) \hat{\eta}(\mathbf{k}_1) \hat{\eta}(\mathbf{k}_2) e^{i(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2) \cdot \mathbf{x}} d\mathbf{k}_1 d\mathbf{k}_2 + \dots \right] \\ &\times \left[\mathbb{D}_0 + \int \mathbb{D}_1(\mathbf{k}'_1) \hat{\eta}(\mathbf{k}'_1) e^{i\mathbf{k}'_1 \cdot \mathbf{x}'} d\mathbf{k}'_1 \right. \\ &\left. + \int \int \mathbb{D}_2(\mathbf{k}'_1, \mathbf{k}'_2) \hat{\eta}(\mathbf{k}'_1) \hat{\eta}(\mathbf{k}'_2) e^{i(\mathbf{k}'_1 + \mathbf{k}'_2) \cdot \mathbf{x}'} d\mathbf{k}'_1 d\mathbf{k}'_2 + \dots \right] \end{aligned} \quad (\text{C.0.8})$$

Pour montrer l'équivalence entre SSA et SPM, *Irisov* procède au développement limité suivant :

$$e^{-iQ_z(\eta - \eta')} = 1 - iQ_z(\eta - \eta') - \frac{Q_z^2(\eta - \eta')^2}{2} \quad (\text{C.0.9})$$

Ce développement n'est valide que si la différence des élévations $\eta - \eta'$ entre les points x et x' est petite. Cette condition n'est généralement pas remplie, sauf à considérer des distances $x - x'$ petite. Dans ce cas, $\eta - \eta'$ reste faible si les pentes sont effectivement faibles. La démonstration d'*Irisov* ne s'applique bien que pour une région locale, i.e sur une facette. Sur cette facette, les approches SPM et SSA donneront alors les mêmes résultats, ce qui rejoint la démonstration utilisant le flux du vecteur de Poynting. Le résultat sur chaque facette est alors à distribuer sur l'ensemble de la surface, et l'on retrouve une approche 2-échelle.

Annexe D

Fonction caractéristique

D.1 Formulation générale

La fonction caractéristique $\Phi_z(t)$ d'une variable aléatoire z est définie comme la transformation de Fourier inverse de la densité de probabilité telle que

$$\Phi_z(t) = TF[p(z)](t) \quad (\text{D.1.1})$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} e^{itz} P(z) dz \quad (\text{D.1.2})$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} p(z) dz + it \int_{-\infty}^{\infty} zp(z) dz + \frac{1}{2}(it)^2 \int_{-\infty}^{\infty} z^2 p(z) dz + \dots \quad (\text{D.1.3})$$

$$= \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(it)^k}{k!} \mu'_k \quad (\text{D.1.4})$$

$$= 1 + it\mu'_1 - \frac{1}{2}t^2\mu'_2 - \frac{1}{3!}it^3\mu'_3 + \frac{1}{4!}t^4\mu'_4 + \dots, \quad (\text{D.1.5})$$

où μ'_n est le n-ième moment et $\mu'_0 = 1$. (Abramowitz and Stegun 1972, p. 928; Morrison 1995).

Une distribution statistique n'est pas spécifiée de manière unique par ses moments, mais l'est par sa fonction caractéristique si tous ces moments sont finis et si la série converge absolument autour de l'origine (Papoulis 1991, p. 116). Dans ce cas, la densité de probabilité est donnée par

$$p(z) = TF^{-1}[\Phi(t)](z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-itz} \Phi(t) dt$$

La fonction caractéristique peut alors être utilisée pour générer les moments,

$$\Phi^{(n)}(0) = \left. \frac{d^n \Phi}{dt^n} \right|_{t=0} = i^n \mu'_n$$

ou les cumulants κ_n ,

$$\ln \Phi(t) = \sum_{n=0}^{\infty} \kappa_n \frac{(it)^n}{n!}$$

Pour un jeu de n variables aléatoire $\{z_1, z_2, \dots, z_n\}$ et leur densité de probabilité jointe $p(z_1, z_2, \dots, z_n)$, leur fonction caractéristique jointe est définie par

$$\Phi(t_1, t_2, \dots, t_n) \equiv \left\langle e^{j(z_1 t_1 + z_2 t_2 + \dots + z_n t_n)} \right\rangle \quad (\text{D.1.6})$$

$$= \int e^{j(z_1 t_1 + z_2 t_2 + \dots + z_n t_n)} p(z_1, z_2, \dots, z_n) dz_1 dz_2 \dots dz_n \quad (\text{D.1.7})$$

D.2 Cas d'un processus gaussien et stationnaire

D.2.1 Cas 1D

Soit $z = (x, y)$, une fonction générée par un processus aléatoire gaussien et stationnaire. La fonction caractéristique de la variable aléatoire z mesurée aux points (x, y) est donnée par :

$$\Phi_z(t) = \langle e^{itz} \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} p(z) e^{itz} dz = e^{-\frac{t^2}{2} \langle |z|^2 \rangle} = e^{-\frac{t^2}{2} \rho(0)} \quad (\text{D.2.8})$$

où $p(z)$ est la densité de probabilité et $\rho(0)$ correspond à la variance de z .

D.2.2 Cas 2D

Soit $z = (x, y)$, une fonction générée par un processus aléatoire gaussien et stationnaire. La fonction caractéristique des variables aléatoires z et z' mesurée aux points (x, y) et (x', y') est donnée par :

$$\begin{aligned} \Phi_{zz'}(t) &= \langle e^{it(z-z')} \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{it(z-z')} p(z, z') dz dz' \\ &= e^{-\frac{t^2}{2} \langle |z-z'|^2 \rangle} = e^{-\frac{t^2}{2} [2\langle z^2 \rangle - 2\langle zz' \rangle]} \\ &= e^{-t^2 \rho(0,0) [1 - \rho(x-x', y-y')]} \end{aligned} \quad (\text{D.2.9})$$

où $p(z, z')$ est la densité de probabilité jointe, $\rho(0, 0)$ correspond à la variance des variables z et z' et $\rho(x - x', y - y')$ est la fonction de corrélation entre z et z' normalisée par la variance.

Annexe E

Les modèles spectraux de la surface de mer

Dans la plupart des études théorique et/ou pratique, on fait l'hypothèse de statistiques gaussiennes. Selon ces hypothèses, la solution dépendra uniquement de la définition et de la forme de la fonction de corrélation $\rho(\mathbf{r})$. Le résultat peut être exprimé directement en termes de spectre de rugosité :

$$\rho(\mathbf{r}) = \int_0^\infty \Gamma(\xi) e^{i\xi \cdot \mathbf{r}} d\xi \quad (\text{E.0.1})$$

où $\Gamma(\xi)$ est le spectre directionnel des élévations de la surface rugueuse.

Il existe un certain nombre de modèles distincts de spectre de surface de mer parmi lesquels on peut citer :

- le modèle de *Durden and Vesecky* [1985],
- le spectre Donelan-Banner-Jähne d'*Apel* [1994],
- le spectre "unifié" d'*Elfouhaily et al.* [1997] et
- le modèle semi empirique de *Kudryavtsev et al.* [1999].

Un étude succincte de ces développements empirique/ou semi-empirique est proposé par la suite. On rappellera quelques une de leurs propriétés : leur forme omni-directionnelle, leur caractéristique directionnelle, les variances des hauteurs associées, et la moyenne quadratique des pentes déduite de chaque modèle.

Les formes omnidirectionnelles, $\Gamma(\xi) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \Gamma(\xi, \phi) \xi d\phi$, des quatre modèles spectraux cités précédemment sont illustrés sur la Figure E.1, où le spectre de courbure, $C(\xi) = \xi^4 \Gamma(\xi)$, est tracé pour mettre en évidence les différences entre les modèles aux grands nombres d'onde ξ .

La partie basse fréquence des modèles présente des formes spectrales relativement similaires (Figure E.1). Cela tient au fait que, pour cette gamme de fréquence, ces modèles sont basés sur la forme du spectre de *Pierson and Moskowitz* [1964] :

$$\Gamma(\xi) \propto \xi^{-3} \exp[-0.74(\xi_c/\xi)^2] \quad (\text{E.0.2})$$

avec $\xi_c = g/u_{10}^2$, lequel a été ajusté sur des mesures de champ de vagues pour des états de mer pleinement développé.

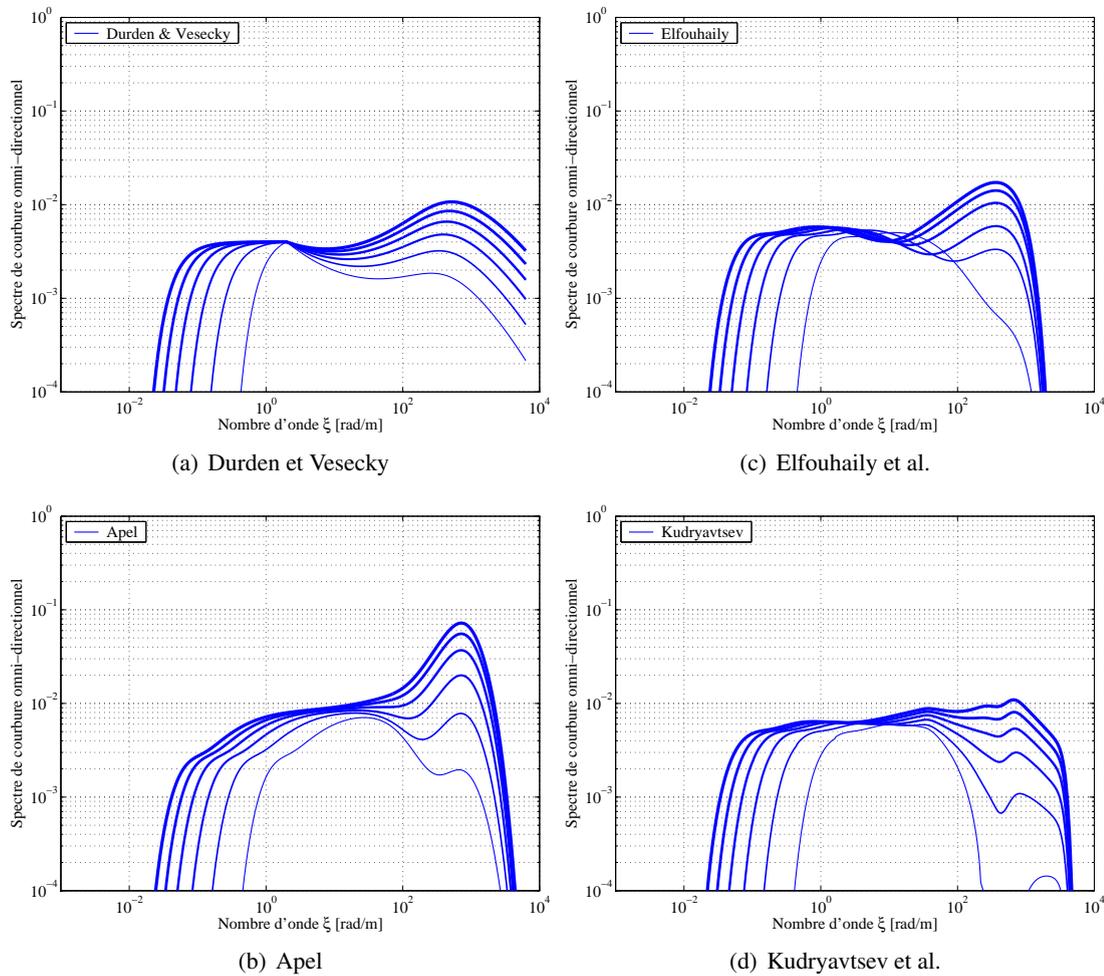


Figure E.1 – Spectre de courbure omni-directionnel pour toute la gamme de nombre d'onde pour des vents allant de 3 m/s à 21 m/s, avec un pas de 2 m/s. L'inverse de l'âge des vagues est égale à 0.83 (état de mer pleinement développé).

Une bonne approximation pour tester les différences entre les parties basse-fréquence des modèles est de calculer la hauteur significative des vagues, définie par $H_s = 4\sigma_h$, où $\sigma_h^2 = \int_0^\infty \Gamma(\xi) d\xi$ est la variance des hauteurs. Les différences entre les modèles dans la partie haute-fréquence n'influencent que très légèrement le comportement de σ_h^2 en fonction du vent. La Figure E.2(a) présente la comparaison de H_s dérivée à partir des modèles pour des mers pleinement développées avec la loi empirique bien établie de Pierson-Moscowitz ($H_s = 0.242u_{10}^2/g$) pour des mers complètement développées. Le modèle modifié de *Durden and Vesecky* [1985] multiplié par deux (qui correspond à la magnitude absolue du spectre, coefficient $a_o = 0.008$) est très souvent utilisé dans les modèles asymptotiques pour calculer l'émissivité de la surface (*Yueh* [1997], *Johnson and Zhang* [1999], *Zhang and Johnson* [2001], *Dinnat et al.* [2002], *Dinnat et al.* [2003]).

On peut voir que tous les modèles reproduisent correctement la loi empirique de Pierson et Moscowitz pour H_s , excepté pour le spectre de Durden et Vesecky $\times 2$ qui clairement surestime ce paramètre statistique d'ordre un de la surface de mer.

Comme illustré par la Figure E.1, les différences majeures dans les modèles spectraux sont trouvées dans le domaine des grands nombres d'ondes, à savoir *la partie haute fréquence*. La

moyenne quadratique totale des pentes (mss) définie comme

$$mss = \int_0^{\infty} \xi^2 \Gamma(\xi) d\xi \quad (\text{E.0.3})$$

est un paramètre intégré clé pour mettre en évidence les différences entre les domaines HF de ces modèles spectraux. La Figure E.2(b) présente une comparaison de la mss dérivée des différents spectres et une comparaison aux mesures excellentes de mss réalisées par *Cox and Munk* [1954a] est proposée.

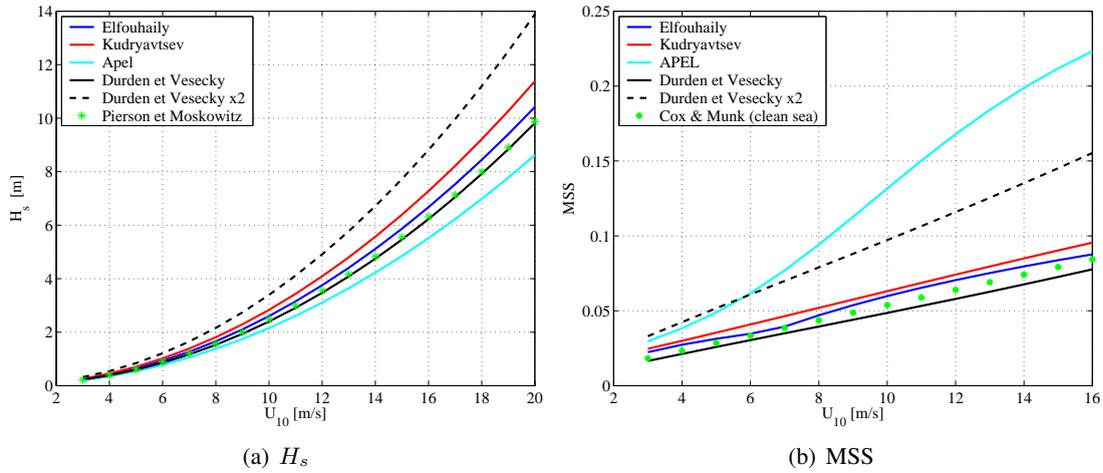


Figure E.2 – (a) Hauteur significative des vagues (H_s) en fonction de la vitesse du vent pour une mer pleinement développée et (b) la variance totale des pentes (mss) en fonction de la vitesse du vent

Comme on peut le voir, tous les modèles reproduisent les mss mesurées pour une mer "propre" à l'exception de Apel et Durdan \times 2 qui clairement surestime ce paramètre important dans les calculs de diffusion. Notons que *Plant* [1982] a démontré, à partir d'argument physique, que la mss totale doit être inférieure à $2 \times (0.04 \pm 0.02)$, de sorte que le flux de la quantité de mouvement entre le vent et les vagues ne puisse pas dépasser la tension du vent. Ainsi la limite supérieure de la mss pour une surface "propre" est 0.12. Des mesures de mss à la fois en bassin et sur l'océan sont en accord avec cette limitation.

On peut montrer qu'il existe une correspondance directe entre émission/diffusion et les harmoniques azimutales de la surface de mer. Les spectres directionnels de surface sous statistiques gaussiennes n'exhibant pas d'harmoniques azimutales impaires, ils ne produiront pas d'harmoniques impaires des coefficients de diffusion. **Les caractéristique directionnelles** des modèles spectraux peuvent être étudiées en regardant les propriétés des harmoniques azimutales du spectre de courbure :

$$C_n(\xi) = \int_0^{2\pi} e^{-in\phi} C(\xi, \phi) d\phi \quad (\text{E.0.4})$$

La Figure E.3 présente les harmoniques zéros et secondes des spectres de courbure pour une vitesse de vent de 7 m/s.

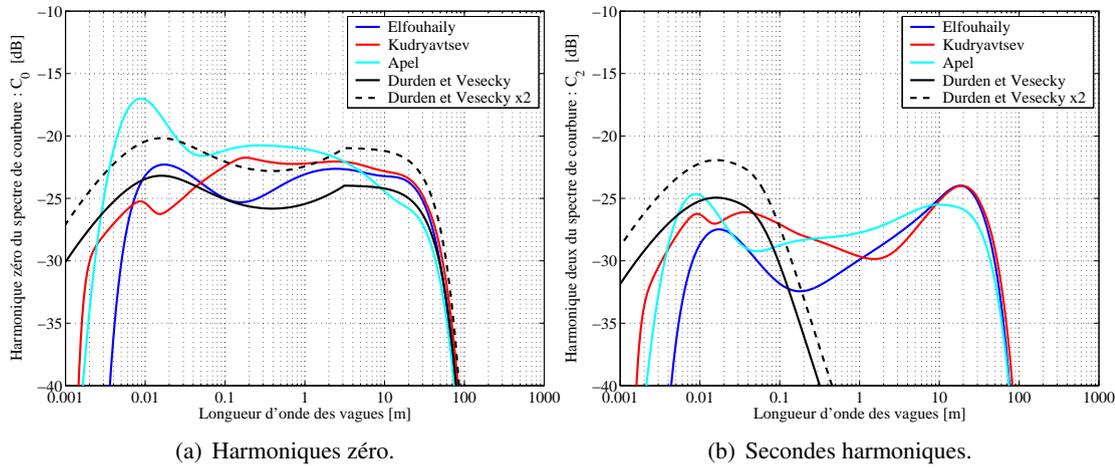


Figure E.3 – Coefficients du spectre de courbure $B_n(\xi)$ des modèles de Durden and Vesecky, d'Apel, d'Elfouhaily et al. et de Kudryavtsev et al. pour une vitesse de vent à 10 mètres de 7 m/s.

Pour discuter des aspects directionnels, on a l'habitude d'introduire le ratio upwind-crosswind. Un spectre directionnel de surface de mer peut toujours s'écrire sous la forme :

$$\Gamma(\xi, \phi) = \frac{1}{\xi} S(\xi) D(\xi, \phi)$$

où $S(\xi)$ est le spectre omnidirectionnel et $D(\xi, \phi)$ est la fonction d'étalement angulaire. Le ratio upwind-crosswind Δ , est défini comme le coefficient de la seconde harmonique du développement en séries de Fourier de la fonction d'étalement :

$$D(\xi, \phi) = \frac{1}{\pi} [1 + \Delta(\xi) \cos(2\phi)]$$

Soit :

$$\Delta(\xi) = \frac{D(\xi, 0) - D(\xi, \pi/2)}{D(\xi, 0) + D(\xi, \pi/2)}$$

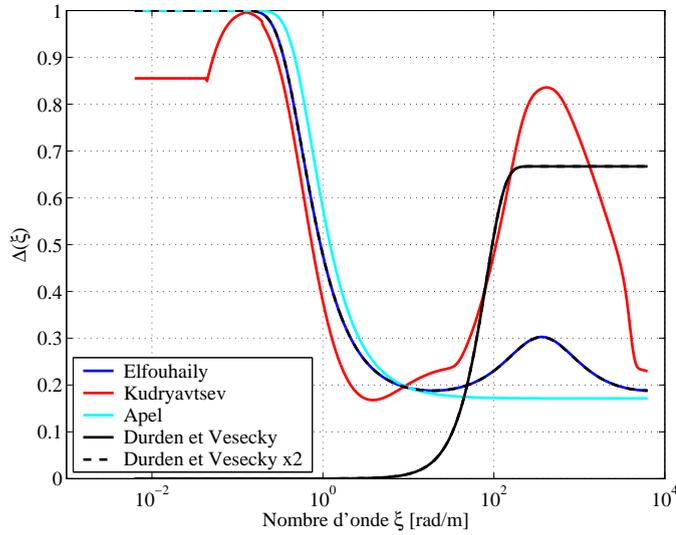
La Figure E.4 présente $\Delta(\xi)$ pour les quatres modèles de spectre pour un vent de 7 m/s. Quand $\Delta(\xi) \rightarrow 0$, la distribution d'énergie au nombre d'onde ξ tend à devenir isotrope et quand $\Delta(\xi) \rightarrow 1$, elle est de plus en plus directive selon la direction du vent.

On peut remarquer sur les figures précédentes que l'anisotropie azimutale de la surface n'est pas placé aux mêmes échelles de longueurs de surface selon le modèle spectral considéré. Trois d'entre eux (Apel, Elfouhaily et Kudryavtsev) mettent l'accent sur l'anisotropie azimutale des longues vagues de gravité (vagues supérieur à 10 m). Durden suppose clairement un comportement irréaliste des longues vagues.

La fonction de corrélation des élévations de surface $\rho(\mathbf{r})$ peut être estimée en coordonnées polaires, en utilisant les modèles de spectre de surface décrit précédemment, de la manière suivante :

$$\rho(\mathbf{r}) \equiv \rho(r, \Phi) \simeq \rho_0(r) - \rho_2(r) \cos(2\Phi) \quad (\text{E.0.5})$$

où

Figure E.4 – Ratio Upwind-crosswind Δ .

$$\begin{cases} \rho_0(r) = \int_0^\infty S(\xi) J_0(r\xi) d\xi \\ \rho_2(r) = \int_0^\infty S(\xi) \Delta(\xi) J_2(r\xi) d\xi \end{cases} \quad (\text{E.0.6})$$

et J_n est la fonction de Bessel de première espèce à l'ordre n , $\Phi = \phi - \phi_w$ est l'angle relatif entre l'angle d'observation ϕ et l'angle indiquant la direction du vent ϕ_w , $S(\xi)$ est le spectre omnidirectionnel et $\Delta(\xi)$, la fonction d'étalement spectral.

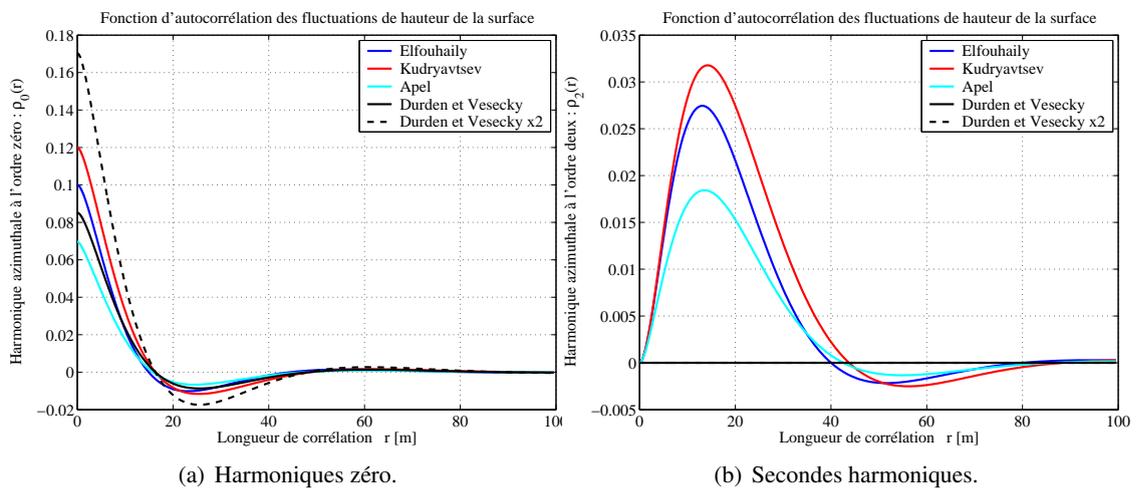


Figure E.5 – Les coefficients de l'harmonique zéro et seconde de la fonction de corrélation de surface pour les modèles de spectre de Durden et Vesecky, Apel, Elfouhaily et al., et Kudryavtsev et al models. (a) Les harmoniques zéro (b) Secondes harmoniques pour une vitesse de vent u_{10} de 7 m/s.

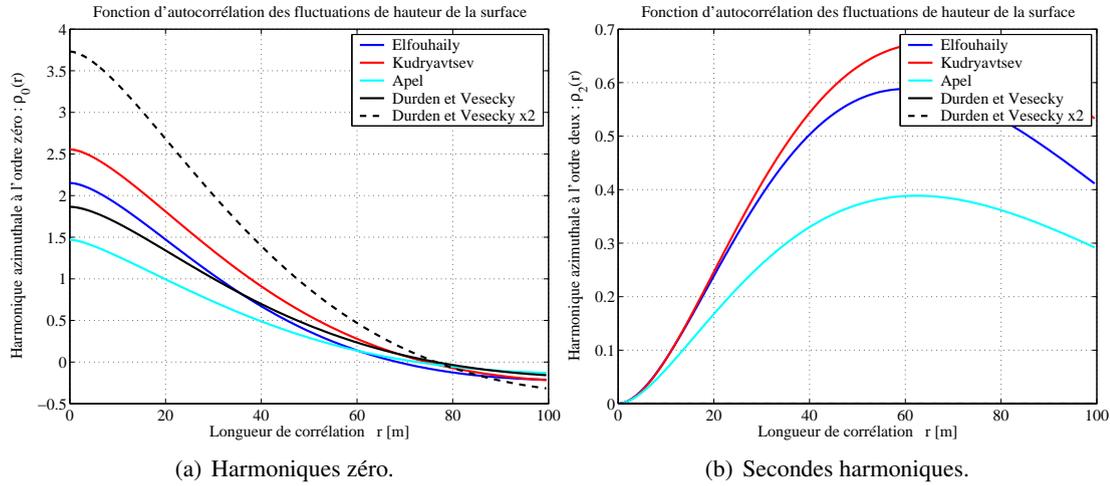


Figure E.6 – Les coefficients de l’harmonique zéro et seconde de la fonction de corrélation de surface pour les modèles de spectre de Durden et Vesecky, Apel, Elfouhaily et al. , et Kudryavtsev et al models. (a) Les harmoniques zéro (b) Secondes harmoniques pour une vitesse de vent u_{10} de 15 m/s.

Dans la Figure E.5 et E.6, les fonctions de corrélation sont tracées pour tous les modèles respectivement pour des vitesses de vent de 7 et 15 m/s. La première remarque qu’on peut faire, est qu’en moyenne (i.e. $u_{10}=7$ m/s), les composantes de la surface océanique se trouvant à plus de 15 mètres sont très faiblement corrélées. Notons que la longueur de corrélation croît très rapidement avec la vitesse du vent (atteignant environ 60 m à 15 m/s). Il y a une gamme significative de valeurs négatives qui provient du fait que le spectre des vagues de gravité atteint un maximum situé autour du pic spectral ξ_p : elle peut donc être exprimée comme un produit de convolution d’une distribution de Dirac centrée autour de ξ_p par le spectre centré en zéro. La fonction de corrélation est alors égale au produit des transformations de Fourier du spectre de mer et de la fonction Dirac, ce qui explique le comportement oscillatoire de $\rho(\mathbf{r})$. Notons aussi que la signature de $\Delta(\xi)$ aux grands nombres d’onde est clairement liée au comportement de $\rho_2(\mathbf{r})$.

La fonction caractéristique qu’on a besoin d’estimer pour les modèles de diffusion est donné par :

$$e^{-Q_z^2[\rho(0)-\rho(r,\phi-\phi_w)]} = e^{-Q_z^2\sigma_h^2[1-\rho_n(r,\phi-\phi_w)]} \quad (\text{E.0.7})$$

où $\sigma_h^2 = \rho(0)$ est la variance des hauteurs, ϕ_w est la direction du vent, et $\rho_n(r)$ est la fonction de corrélation normalisée par la variance des hauteurs.

En rétrodiffusion, la fonction caractéristique s’écrit :

$$e^{[-4K \cos^2(\theta_i)\sigma_h^2(1-\rho_n(r,\phi-\phi_w))]} \quad (\text{E.0.8})$$

Dans la Figure E.7, les fonctions caractéristiques des différences de hauteurs dans le cas particulier de la rétrodiffusion pour la bande L, l’angle d’incidence $\theta_I = 55^\circ$ et $u_{10} = 7\text{m/s}$. D’un côté, la figure illustre le fait que seulement les longueurs de corrélation inférieures à 1 mètre devraient contribuer à la rétrodiffusion par la surface de mer en bande L. De l’autre côté, malgré les différences notables qu’ils existent entre les différents spectres de surface, seulement de petites variations sont observées entre leurs contributions résultantes dans l’intégrale de Kirchhoff. En bande L et en rétrodiffusion, ces différences sont principalement du aux variations du niveaux spectral dans le domaine des petites vagues de gravité ($0.1 \leq \xi \leq 20$ rd/m).

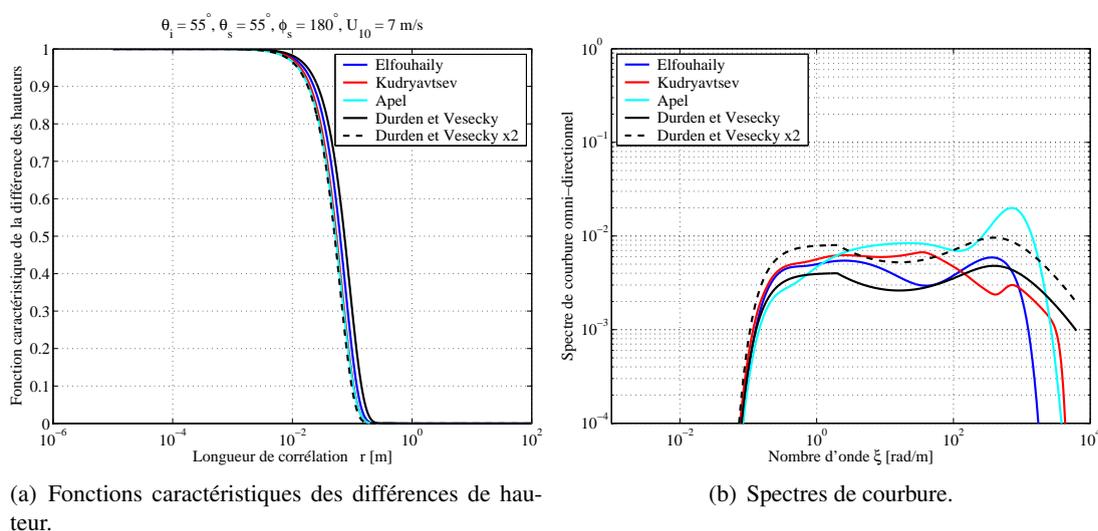


Figure E.7 – Fonctions caractéristiques des différences de hauteur en bande L pour l'angle d'incidence $\theta_i = 55^\circ$ et $u_{10} = 7$ m/s et les spectres de courbure correspondant.

Ces résultats des fonctions caractéristiques calculés à partir d'un spectre empirique intégré, met en évidence le besoin pour une future séparation d'échelle de la surface de mer, résultant des comportements hydrodynamiques réalistes et statistiques des diffuseurs de la surface de mer. Ces fonctions caractéristiques sont représentatives de petites zones de rugosité avec des échelles spatiales comprise entre 1 et 10 mètres. En réalité, ces dernières sont localement inclinées par les pentes des longues vagues de gravité. Par conséquent, le terme Q_z entrant dans les fonctions caractéristiques devrait être correctement modulé avant de faire la moyenne statistique, pour prendre en compte les changements de l'angle d'incidence local en fonction de la modulation des pentes des grandes vagues. Cela correspond à la base théorique des modèles 2-échelle ou composite.

En guise de conclusion, on peut dire que

- les principales différences entre les formes spectrales empirique ou semi-empirique disponible sont trouvées dans la distribution d'énergie dans le domaine des grands nombres d'onde correspondant aux petites vagues de gravité et aux vagues capillaires (longueur d'onde inférieur à environ 2 mètres). Ces différences ont des conséquences importantes dans le contexte de la modélisation direct de la diffusion d'une onde par la surface de mer car ces composantes de surface contribuent aux processus de diffusion en bande L et C. Dans le domaine basse fréquence, les différents modèles présentés sont généralement équivalents à l'exception du modèle de Durden-Vesecky qui prédit un comportement isotropique irréaliste des grandes vagues.

- De manière générale, il y a deux contraintes physiques importantes auxquelles un modèle spectral de surface de mer doit obéir. La première est la valeur de la hauteur significative des vagues (H_s) en fonction de la vitesse du vent et de l'âge des vagues. Ce paramètre intégré étant principalement dépendant de la partie basse fréquence du spectre, les valeurs modélisées de H_s sont approximativement les mêmes pour les quatre formes spectrales étudiées, qui sont équivalentes dans ce domaine. La seconde contrainte physique importante est la valeur de la moyenne quadratique des pentes (mss).

- Une limitation commune à tous ces modèles empiriques est leur pauvre précision à vent faible ($U=2-3$ m/s) et pour les vents forts ($U=15$ m/s).

- Les calculs des fonctions caractéristiques de la différence des hauteurs, basés sur ces modèles de spectres, amène à des valeurs de section efficace différente en bande C et L principalement à cause des variations des niveaux spectraux dans le domaine des petites vagues de gravité et des

vagues de capillarité ($\xi \geq 10$ rd/m).

- Si on considère une zone de la surface de mer de 10 m^2 , ou de 50 km^2 , avec des hypothèses gaussiennes et les modèles spectraux disponibles pour calculer les contributions des coefficients de diffusion, le résultat devrait être strictement équivalent. Or on sait que la variabilité spatiale observée de σ à 5 km de résolution et à vent faible ($u_{10} \leq 5 \text{ m/s}$) est de l'ordre de 5 dB, alors que la variabilité à 50 km de résolution est significativement inférieure à environ 2dB. On s'attend que la différence dans la gamme dynamique de variabilité de σ soit plus importante entre les zones de 10 m^2 et 50 km^2 . Une telle variabilité dans les caractéristiques des spectres de surface n'est pas correctement pris en compte quand on prend la moyenne statistique des modèles de surface dans la dérivation des solutions du problème de diffusion. Une attention particulière doit être portée pour inclure correctement la variabilité spatiale (et temporelle) du spectre de surface de mer modélisé en fonction de la taille de la zone de surface considérée, ce dernier étant de toute façon représentatif d'une petite zone de la surface. Cela est particulièrement vrai si on utilise les résultats de calcul basés sur des hypothèses gaussiennes en comparaison avec des données radar, ou radiométrique à vent faible.

Bibliographie

- Abramowitz, M., and I. A. Stegun, *Handbook of Mathematical Functions with Formulas, Graphs, and Mathematical Tables*, 10th printing ed., U.S. Government Printing Office, Washington, DC., National Bureau of Standards Applied Mathematics Series No. 55., 1972.
- Antonov, J., R. Locarnini, T. Boyer, A. Mishonov, H. Garcia, and S. Levitus, *World Ocean Atlas 2005 Volume 2 : Salinity*, 2006.
- Apel, J., An improved model of the ocean surface wave vector spectrum and its effect on radar backscatter, *J. Geophys. Res.*, 99(C8), 16,269–16,291, 1994.
- Banner, M., Equilibrium spectra of wind waves, *J. Phys. Ocean.*, 20, 966–984, 1990.
- Barrick, D. E., and W. H. Peake, Scattering from surfaces with different roughness scales : analysis and interpretation, *Tech. rep.*, Battelle Memorial Institute, Columbus, Ohio, 1967.
- Bass, F., and I. Fuks, *Wave scattering from statistically rough surface*, Pergamon Press, 1979.
- Bass, F., I. Fuks, A. Kalmykov, I. Ostrovsky, and A. Rosenberg, Very high frequency radiowave scattering by a disturbed sea surface part ii : Scattering from an actual sea surface, *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, 16(5), 560–568, 1968a.
- Bass, F. G., I. M. Fuks, A. I. Kalmykov, I. Ostrovsk, and A. Rosenber, Very high frequency radio-wave scattering by a disturbed sea surface, *Ieee Transactions On Antennas And Propagation*, AP16(5), 554–&, 1968b.
- Berman, D., and D. Dacol, Manifestly reciprocal scattering amplitudes for rough interface scattering, *J. Acoust. Soc. Am.*, 87, 2024–32, 1990.
- Blanch, S., and A. Aguiasca, Sea water dielectric permittivity models : review and impact on the brightness temperature at L-band, in *Proc. SMOS Campaigns Workshop, ESA SP-525*, pp. 137–141, 2003.
- Blanch, S., and A. Aguiasca, Seawater dielectric permittivity model from measurements at L-band, in *Geoscience and Remote Sensing Symposium, 2004. IGARSS '04. Proceedings.*, pp. 1362–1365, 2004.
- Blume, H.-J., B. Kendall, and J. Fedors, Measurement of ocean temperature and salinity via microwave radiometry, *Boundary-Layer Meteorology*, 13, 295–308, 1978.
- Blume, H.-J. C., and B. M. Kendall, Passive microwave measurements of temperature and salinity in coastal zones, *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, (3), 394–404, 1982.
- Blume, H.-J. C., B. M. Kendall, and J. C. Fedors, Multifrequency radiometer detection of submarine freshwater sources along the Puerto Rican coastline, *J. Geophys. Res.*, 86, 5283–5291, 1981.

- Boukabara, S. A., L. Eymard, C. Guillou, D. Lemaire, P. Sobieski, and A. Guissard, Development of a modified two-scale electromagnetic model simulating both active and passive microwave measurements : Comparison to data remotely sensed over the ocean, *Radio Sci.*, 37, –, 2002.
- Boyer, T., S. Levitus, J. Antonov, R. Locarnini, and H. Garcia, Linear trends in salinity for the World Ocean, 1955-1998, *Geophys. Res. Lett.*, 32, 2005.
- Bréon, F. M., and N. Henriot, Spaceborne observations of ocean glint reflectance and modeling of wave slope distributions, *J. Geophys. Res.*, 111(C06005), 2006.
- Burrage, D., J. Miller, D. Johnson, J. Wesson, and J. Johnson, Observing sea surface salinity in coastal domains using an airborne surface salinity mapper, in *Proc. Oceans '02 MTS/IEEE*, vol. 4, pp. 2014–2024, doi :10.1109/OCEANS.2002.1191942, 2002.
- Burrage, D., J. Wesson, and J. Miller, Deriving sea surface salinity and density variations from satellite and aircraft microwave radiometer measurements : Application to coastal plumes using stars, *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 46(3), 765–785, doi :10.1109/TGRS.2007.915404, 2008.
- Camps, A., X. Bosch-Lluis, I. Ramos-Pérez, J. Marchán-Hernández, B. Izquierdo, and N. Rodríguez-Álvarez, New instrument concepts for ocean sensing : analysis of the PAU-radiometer, *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 45(10), 3180, 2007.
- Camps, A., et al., Sea surface emissivity observations at L-band : First results of the Wind and Salinity Experiment WISE 2000, *IEEE Trans. Geosci. and Remote Sens.*, 40(10), 2117–2130, 2002.
- Camps, A., et al., The wise 2000 and 2001 field experiments in supports of the smos mission : Sea surface l-band brightness temperature observations and their application to multi- angular salinity retrieval, *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing*, 42(4), 1039–1048, 2004.
- Camps, A., et al., The emissivity of foam-covered water surface at l-band : theoretical modeling and experimental results from the frog 2003 field experiment, *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 43(5), 925–937, 2005.
- Camps, A. J., and S. C. Reising, Wind direction azimuthal signature in the Stokes emission vector from the ocean surface at microwave frequencies, *Microwave and Opt. Tech. Lett.*, 29(6), 426–432, 2001.
- Cardellach, E., and A. Rius, A new technique to sense non-gaussian features of the sea surface from l-band bi-static gnsr reflections, *Remote Sensing of Environment*, 112(6), 2927 – 2937, doi :DOI:10.1016/j.rse.2008.02.003, 2008.
- Chapron, B., K. Katsaros, T. Elfouhaily, and D. Vandemark, A note on relationships between sea surface roughness and altimeter backscatter, in *Air-Water Gas Transfer*, edited by B. Jähne and E. C. Monahan, pp. 869–878, AEON Verlag and Studio, 63454 Hanau, Heidelberg University, 1995.
- Chapron, B., V. Kerbaol, D. Vandemark, and T. Elfouhaily, Importance of peakedness in sea surface slope measurements and applications, *J. Geophys. Res.*, 105(C7), 17,195–17,202, 2000.
- Cole, K. S., and R. H. Cole, Dispersion and absorption in dielectrics, *J. Chem. Phys.*, 9, 341–351, 1941.

- Cox, C. S., and W. H. Munk, Measurement of the roughness of the sea surface from photographs of the sun's glitter, *Journal of the optical Society of America*, 44(11), 838–850, 1954a.
- Cox, C. S., and W. H. Munk, Statistics of the sea surface derived from sun glitter, *J. Mar. Res.*, 13, 198–227, 1954b.
- Cox, C. S., and W. H. Munk, Slopes of the sea surface deduced from photographs of sunglitter, *Bul. Scripps Inst. Oceanography*, 6, 401–487, 1956.
- Crombie, D., Doppler spectrum of sea echo at 13.56 mc./s., *Nature*, 175, 681–682, 1955.
- Dashen, R., and D. Wurmser, A new theory for scattering from a surface, *J. Math. Phys.*, 32(4), 985–995, 1991a.
- Dashen, R., and D. Wurmser, Approximate representation of the scattering amplitude, *J. Math. Phys.*, 32(4), 986–996, 1991b.
- Dashen, R., and D. Wurmser, Application of the new formalism : the dirichlet boundary condition, *J. Math. Phys.*, 32(4), 1003–1010, 1991c.
- Debye, P., *Polar Molecules*, New York : Chemical Catalog, 1929.
- Dinnat, E. P., Correcting for roughness effect on L-Band brightness temperature in the scope of sea-surface salinity remote sensing : the active-passive synergy, *Tech. Rep. 2303*, ESA ESTEC, Noordwijk, the Netherlands, 2005.
- Dinnat, E. P., and D. M. Le Vine, Impact of sun glint on salinity remote sensing : An example with the aquarius radiometer, *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 46(10), 3137–3150, 2008.
- Dinnat, E. P., J. Boutin, G. Caudal, J. Etcheto, and P. Waldteufel, Influence of sea surface emissivity model parameters at l-band for the estimation of salinity, *Int. J. Remote Sens.*, 23, 5117–5122, 2002.
- Dinnat, E. P., J. Boutin, G. Caudal, J. Etcheto, and A. Camps, Issues concerning the sea emissivity modeling in L-band for retrieving surface salinity, *Radio Science*, 38(4), 2003.
- Dinnat, E. P., D. M. Le Vine, and S. Abraham, L-band radiometry and reflection of the galaxy by a rough ocean surface, in *Proc. Microwave Radiometry and Remote Sensing of the Environment MICRORAD 2008*, pp. 1–4, 2008.
- Donelan, M. A., J. Hamilton, W. H. Hui, and R. W. Stewart, Directional spectra of wind-generated waves, *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A.*, 315(1534), 509–562, 1985.
- Dropleman, J. D., Apparent microwave emissivity of sea foam, *J. Geophys. Res.*, 79, 696–698, 1970.
- Durden, S. L., and J. F. Vesecky, A physical radar cross-section model for a wind-driven sea with swell, *IEEE J. of Oceanic Engin.*, 10(0), 445–451, 1985.
- Elfouhaily, T., B. Chapron, K. Katsaros, and D. Vandemark, A unified directional spectrum for long and short wind-driven waves, *J. Geophys. Res.*, 102(C7), 15,781–15,796, 1997.
- Elfouhaily, T., D. R. Thompson, D. Vandemark, and B. Chapron, Waves and the electromagnetic bias, in *IGARSS'98*, IEEE Press, Piscataway, N.J., Seattle, Washington, USA, 1998.

- Elfouhaily, T., S. Guignard, R. Awadallah, and D. R. Thompson, Local and non-local curvature approximation : a new asymptotic theory for wave scattering, *Waves in Random Media*, 13, 321–337, 2003.
- Elfouhaily, T. M., and C.-A. Guérin, A critical survey of approximate scattering wave theories from random rough surfaces, *Waves in Random Media*, 14, 1–40, 2004.
- Ellison, W., A. Balana, G. Delbos, K. Lamkaouchi, L. Eymard, C. Guillou, and C. Prigent, New permittivity measurements of sea water, *Radio Science*, 33(3), 639–648, 1998.
- Etcheto, J., E. P. Dinnat, J. Boutin, A. Camps, J. Miller, S. Contardo, J. Wesson, J. Font, and D. Long, Wind speed effect on L-band brightness temperature inferred from eurostars and WISE2001 field experiments, *IEEE Trans. Geosci. and Remote Sens.*, 42(10), 2206–2213, 2004.
- Etkin, V., A. Kuzmin, M. Pospelov, A. Smirnov, and Y. Trokhimovsky, Investigation of sea surface temperature and wind fields in joint us/russia internal waves remote sensing experiment, *Geoscience and Remote Sensing Symposium, 1994. IGARSS '94. Surface and Atmospheric Remote Sensing : Technologies, Data Analysis and Interpretation., International*, 2, 750–752 vol.2, 1994.
- Etkin, V. S., N. N. Vorsin, Y. A. Kravtsov, V. G. Mirovskiy, V. V. Nikitin, A. Y. Popov, and I. A. Troitskiy, Detection of critical effects at thermal radiation of a periodically uneven water surface., *Izv. vuzov. Radiofizika*, 21(3), 454–56, 1978.
- Fano, U., The theory of anomalous diffraction gratings and of quasi-stationary waves on metallic surfaces (sommerfeld's waves), *J. Opt. Soc. Am.*, 31, 213–222, 1941.
- Font, J., G. S. E. Lagerloef, D. M. Le Vine, A. Camps, and O. Z. Zanife, The determination of surface salinity with the european smos space mission, *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 42(10), 2196–2205, 2004.
- Freilich, M. H., and B. A. Vanhoff, The relationship between winds, surface roughness, and radar backscatter at low incidence angles from trmm precipitation radar measurements, *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 20(4), 549–562, 2003.
- Fung, A., and G. Pan, An integral equation method for rough surface scattering, in *Proceedings of the Intern. Symposium on multiple scattering of waves in random media and random surfaces*, pp. 701–714, 1986.
- Fung, A., Li, and Chen, Backscattering from a randomly rough dielectric surface, *IEEE Trans. On Geoscience and Remote Sensing*, 30(2), 356–369, 1992.
- Fung, A. K., *Microwave scattering and emission model and their applications*, Artech House, 685 Canton Street, Norwood, MA, 573 pages, 1994.
- Gabarro, C., J. Font, A. Camps, and M. Vall-llossera., Determination of sea surface salinity and wind speed by L-band microwave radiometry from a fixed platform, *International Journal of Remote Sensing*, 25, 111–128, special issue, 2003.
- Gershenson, V. E., V. G. Irisov, Y. G. Trokhimovskii, and V. S. Etkin, Resonance effects in thermal radio emission of water surface, *Radiophysics and Quantum Electronics*, 29(4), 279–283, 1986.
- Goodberlet, M., C. Swift, K. Kiley, J. Miller, and J. Zaitzeff, Microwave remote sensing of coastal zone salinity, *Journal of coastal research*, 13(2), 363–372, 1997.

- Guillou, C., W. Ellison, L. Eymard, K. Lamkaouchi, C. Prigent, G. Delbos, G. Balana, and S. A. Boukabara, Impact of new permittivity measurements on sea surface emissivity modeling in microwaves, *Radio Sci.*, 33, 649–667, 1998.
- Guimbard, S., N. Reul, J. Tenerelli, and B. Chapron, Impact of surface roughness on l-band emissivity of the ocean -theoretical and empirical analysis-, in *Proc. New Trends for Environmental Monitoring Using Passive Systems*, pp. 1–6, 2008.
- Guissard, A., P. Sobieski, and C. Baufays, A unified approach to bistatic scattering for active and passive remote sensing of rough ocean surfaces, *Trends in Geophys. Res.*, 1, 43–68, 1992.
- Guérin, C. A., G. Soriano, and T. Elfouhaily, Weighted curvature approximation : numerical tests for 2d dielectric surfaces, *Waves In Rand. Med.*, 14(4), 349–363, 2004.
- Hasselmann, K., Measurements of wind-waves growth and swell during the joint north sea wave project (jonswap), *Dtsch. Hydrog. Z.*, pp. 1–94, 1973.
- Hauser, D., G. Caudal, S. Guimbard, and A. A. Mouche, A study of the slope probability density function of the ocean waves from radar observations, *J. Geophys. Res.*, 113(C02006), 2008.
- Hollinger, J. P., Passive microwave measurements of the sea surface, *J. Geophys. Res.*, 75(25), 1970.
- Hollinger, J. P., Passive microwave measurements of sea surface roughness, *IEEE Trans. Geosci. Electron.*, GE-9(3), 165–169, 1971.
- Hsieh, C., A. Fung, G. Nesti, A. Siber, and P. Coppo, A further study of the iem surface scattering model, *IEEE Trans. Geosc. Rem. Sensing*, 35(4), 901–909, 1997.
- Hu, Y., et al., Sea surface wind speed estimation from space-based lidar measurements, *Atmos. Chem. Phys*, 8, 3593–3601, 2008.
- Irisov, V., and W. J. Plant, Simultaneous x-band radar and kband radiometer observations of the ocean, in *Proc. IEEE International Geoscience and Remote Sensing Symposium IGARSS 2007*, pp. 3498–3501, 2007.
- Irisov, V. G., Small-slope expansion for thermal and reflected radiation from a rough surface, *Waves in Random Media*, 7, 1–10, 1997.
- Izers, A. B., A. A. Puzenko, and I. M. Fuks, The local perturbation method for solving the problem of diffraction from a surface with small slope irregularities, *Journal of electromagnetic waves and applications*, 5(12), 1419–1435, 1991.
- Jackson, F., W. Walton, B. Walter, and G. Peng, Sea surface mean square slope from ku-band backscatter data, *J. Geophys. Res.*, 97(C7), 11,411–11,427, 1992.
- Jähne, B., and K. Riemer, Two-dimensional wave number spectra of small-scale water surface waves, *jgr*, 95(C7), 11,531–11,546, 1990.
- Johnson, J., and M. Zhang, Theoretical study of the small-slope approximation for the ocean polarimetric thermal emission, *IEEE Geoscience and Remote Sensing*, 37, 2305–2316, 1999.
- Johnson, J. T., Comparison of physical optics and small slope theories for polarimetric thermal emission from the sea surface, *IEEE Trans. Geosci. and Remote Sens.*, submitted, 2002.

- Kendall, B. M., and J. O. Blanton, Microwave radiometer measurement of tidally induced salinity changes off the georgia coast, *J. Geophys. Res.*, 86, 6435–6444, 1981.
- Klein, L. A., and C. T. Swift, An Improved model of the dielectric constant of sea water at microwave frequencies, *IEEE Trans. Antennas Propag.*, 25, 104–111, 1977.
- Kong, J. A., *Electromagnetic Wave Theory*, 2nd ed., John Wiley and Sons (WIE), 1990.
- Kravtsov, Y. A., Y. A. Mirovskaya, A. Y. Popov, I. A. Troitskiy, and V. S. Etkin, Critical effects in the thermal radiation of a periodically uneven water surface, *Izvestia Atmospheric and Oceanic Physics*, 14(7), 1978.
- Kudryavtsev, V., V. Makin, and B. Chapron, Coupled sea surface-atmosphere model : 2. spectrum of short wind waves, *J. Geophys. Res.*, 104(C4), 7625–7639, 1999.
- Kudryavtsev, V., D. Akimov, J. Johannessen, and B. Chapron, On radar imaging of current features : 1. Model and comparison with observations, *J. Geophys. Res.*, 110(C07016), 2005.
- Kunkee, D. B., and A. J. Gasiewski, Simulation of passive microwave wind direction signatures over the ocean using an asymmetric-wave geometrical optics model, *Radio Science*, 32(1), 59–78, 1997.
- Lagerloef, G. S. E., C. T. Swift, and D. M. L. Vine, Sea surface salinity : The next remote sensing challenge, *Oceanography*, 8(2), 44–49, 1995.
- Le Vine, D., S. Abraham, Y. Kerr, W. Wilson, N. Skou, and S. Sobjaerg, Comparison of model prediction with measurements of galactic background noise at l-band, *Geoscience and Remote Sensing, IEEE Transactions on*, 43(9), 2018–2023, 2005.
- Le Vine, D. M., and S. Abraham, The effect of the ionosphere on remote sensing of sea surface salinity from space : absorption and emission at L band, *IEEE Trans. Geosci. and Remote Sens.*, 40(4), 771–782, 2002.
- Le Vine, D. M., and S. Abraham, Galactic noise and passive microwave remote sensing from space at L-band, *IEEE Trans. Geosci. and Remote Sens.*, 42(1), 119–129, 2004.
- Le Vine, D. M., S. D. Jacob, E. P. Dinnat, P. de Mattheais, and S. Abraham, The influence of antenna pattern on Faraday rotation in remote sensing at L-band, *IEEE Trans. Geosci. and Remote Sens.*, 45(9), 2737–2746, 2007a.
- Le Vine, D. M., G. S. E. Lagerloef, F. R. Colomb, S. H. Yueh, and F. A. Pellerano, Aquarius : An instrument to monitor sea surface salinity from space, *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 45(7), 2040–2050, 2007b.
- Lerner, R. M., and J. P. Hollinger, Analysis of microwave radiometric measurements from skylab, *Tech. rep.*, NRL, 1976.
- Lerner, R. M., and J. P. Hollinger, Analysis of 1.4 ghz radiometric measurements from skylab, *Remote Sens. Environm.*, 6, 251–269, 1977.
- Lord Rayleigh, J. W. S., *The Theory of Sound*, vol. vol. II., 1st ed. ed., 89–96 pp., MacMillan, London, 1894.
- Lynch, P., Curvature corrections to rough surface scattering at high frequency, *J. Acoust. Soc. Amer.*, 47, 804–825, 1970.

- Meissner, T., and F. J. Wentz, A radiative transfer model function for 85.5 ghz special sensor microwave imager ocean brightness temperatures, *Radio Sci.*, 38, –, 2003.
- Meissner, T., and F. J. Wentz, The complex dielectric constant of pure and sea water from microwave satellite observations, *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 42(9), 1836–1849, 2004.
- Miranda, J., M. Vall-Ilossera, A. Camps, and N. Duffo, Sea surface emissivity at l-band : swell effects, in *Proc. IEEE International Geoscience and Remote Sensing Symposium IGARSS '02*, vol. 5, pp. 2623–2625, 2002.
- Mouche, A. A., B. Chapron, and N. Reul, A simplified asymptotic theory for ocean surface electromagnetic wave scattering, *Waves in Random and Complex Media*, 13(3), 321–341, 2007a.
- Mouche, A. A., 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.*, 112(C10002), 2007b.
- Nevière, M., and R. Petit, About the theory of optical grating coupler-waveguide system, *Opt. Commun.*, 8, 113–117, 1973.
- Nordberg, W., J. Conaway, and P. Thaddeus, Microwave observations of sea state from aircraft, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 95(404), 408–413, 1969.
- Parde, M., M. Zribi, P. Fanise, P. Leroy, D. Hauser, M. Leduc-Leballeur, J. Boutin, N. Reul, and J. Tenerelli, Carols campaign, scientific data analysis results, in *Proc. IEEE International Geoscience and Remote Sensing Symposium IGARSS 2008*, vol. 2, pp. II–1204–II–1207, doi :10.1109/IGARSS.2008.4779217, 2008.
- Peake, W. H., Interaction of electromagnetic waves with some natural surfaces, *IRE Trans. Antennas Propagat.*, 7, 324–329, 1959.
- Peake, W. H., C. H. Shultz, and R. L. Riegler, The mutual interpretation of active and passive microwave sensor outputs, *Tech. rep.*, THE OHIO STATE UNIVERSITY RESEARCH FOUNDATION COLUMBUS, OHIO, 1966.
- Phillips, . M., *The Dynamics of the Upper Ocean*, 2nd ed., Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1977a.
- Phillips, O., *The dynamics of the upper ocean*, Cambridge University Press, 1977b.
- Phillips, O., Radar return from the sea surface - bragg scattering and breaking waves, *J. Fluid Mechanics*, 18, 1063–1074, 1988.
- Pierson, W., and R. A. Stacy, The elevation, slope, and curvature spectra of a wind roughened sea surface, *Tech. rep.*, Contractor Report NASA CR-2247, National Aeronautics and Space Administration, Washington., D.C., 1973.
- Pierson, W. J., Jr, and L. Moskowitz, A proposed spectral form for fully developed wind seas based on the similarity theory of S. A. Kitaigorodskii, *J. Geophys. Res.*, 69(24), 5,181–5,190, 1964.
- Plant, W. J., A relationship between wind stress and wave slope, *J. Geophys. Res.*, 87(C3), 1961–1967, 1982.
- Plant, W. J., A two-scale model of short wind-generated waves and scatterometry, *J. Geophys. Res.*, 91(C9), 10,735–10,749, 1986.

- Poggio, A., and E. Miller, *Integral Equation Solution of Three Dimensional Scattering Problems*, Computer Techniques for Electromagnetics, Pergamon, New York, 1973.
- Quilfen, Y., B. Chapron, A. Bentamy, J. Gourrion, T. Elfouhaily, and D. Vandemark, Global ERS-1/2 and NSCAT observations : upwind/crosswind and upwind/downwind measurements, *J. Geophys. Res.*, *104*(C5), 11,459–11,469, 1999.
- Rayleigh, L., Note on the remarkable case of diffraction spectra described by prof. wood, *Philos. Mag.*, *14*, 60–65, 1907a.
- Rayleigh, L., O.m., *Royal Society of London Proceedings Series A*, *79*, 399–416, 1907b.
- Reul, N., and B. Chapron, A model of sea-foam thickness distribution for passive microwave remote sensing applications, *J. Geophys. Res.*, *108*(C10), 3321, doi :10.1029/2003JC001887, 2003.
- Reul, N., J. E. Tenerelli, B. Chapron, and D. Vandemark, Reanalysis of Skylab S-194 L-band data in view of validating sea surface roughness corrections for salinity measurements from space, in *Geoscience and Remote Sensing Symposium, 2005. IGARSS '05. Proceedings.*, pp. 2572–2575, 2005.
- Reul, N., J. Tenerelli, B. Chapron, and P. Waldteufel, Modeling sun glitter at l-band for sea surface salinity remote sensing with smos, *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, *45*(7), 2073–2087, 2007.
- Reul, N., J. E. Tenerelli, N. Floury, and B. Chapron, Earth-viewing l-band radiometer sensing of sea surface scattered celestial sky radiation. Part II : application to smos, *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, *46*(3), 675–688, 2008.
- Reul, N., S. Saux-Picart, B. Chapron, D. Vandemark, J. Tournadre, and J. Salisbury, Demonstration of ocean surface salinity microwave measurements from space using amsr-e data over the amazon plume, *Geophys. Res. Lett.*, *36*, –, 2009a.
- Reul, N., J. Tenerelli, S. Guimbar, and et al., Cosmos os campaign. scientific data analysis report, *Tech. rep.*, ESA, Noordwijk, The Netherlands, ESA ESTEC 1-4505/03/NL/Cb, 2009b.
- Rice, S., Reflection of electromagnetic waves from slightly rough surfaces, *Commun. Pure Appl. Math.*, *4*, 351, 1951.
- Rodriguez, E., Beyond the kirchhoff approximation, *Radio Science*, *24*(5), 681–693, 1989.
- Ross, D., V. Cardone, and J. Conaway, Laser and microwave observations of sea-surface condition for fetch-limited 17- to 25-m/s winds, *Geoscience Electronics, IEEE Transactions on*, *8*(4), 326–336, 1970.
- Schmidl Søjbjerg, S., J. Rotboll, and N. Skou, Wind effects and angular dependence at l-band polarimetric data : first results of losac, in *ESA SP-525 : EuroSTARRS, WISE, LOSAC Campaigns. Proceedings of the First Results Workshop*, edited by P. Fletcher, pp. 181–189, 2003.
- Semyonov, B. I., Approximate computation of scattering of electromagnetic waves by rough surface contours, *Radio Eng. Electron Phys.*, *11*, 1179–1187, 1966.
- Shaw, W., and A. Dougan, Green's function refinement as an approach to radar backscatter : general theory and application to LGA scattering form the ocean, *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, *46*(1), 57–66, 1998.

- Soriano, G., C. Guérin, and M. Saillard, Scattering by two-dimensional rough surfaces : comparison between the Method of Moments, the Kirchhoff and the Small-Slop Approximation, *Waves in Random Media*, 12(1), 63–88, 2002.
- Stogryn, A., The apparent temperature of the sea at microwave frequencies, *IEEE Trans. Antennas Propag.*, 15, 278–286, 1967.
- Stogryn, P. A. e. a., The microwave permittivity of sea and fresh water, *Tech. rep.*, Azusa, CA : GenCorp Aerojet, 1995.
- Strong, A., Mapping sea surface roughness using microwave radiometry, *J. Geophys. Res.*, 76(36), 8641–8648, 1971.
- Swift, C. T., and R. E. McIntosh, Considerations for microwave remote sensing of ocean-surface salinity, *IEEE Trans. Geosci. and Remote Sens.*, GE-21(4), 480–491, 1983.
- Tanelli, S., S. L. Durden, E. Im, K. S. Pak, D. G. Reinke, P. Partain, J. M. Haynes, and R. T. Marchand, Cloudsat’s cloud profiling radar after two years in orbit : Performance, calibration, and processing, *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 46(11), 3560–3573, 2008.
- Tatarskii, V., and V. V. Tatarskii, Statistical description of rough-surface scattering using the quasi-small-slope approximation for random surfaces with a gaussian multivariate probability distribution, *Waves in Random Media*, 4, 191–214, 1994.
- Tenerelli, J., N. Reul, A. A. Mouche, and B. chapron, Earth viewing l-band radiometer sensing of sea surface scattered celestial sky radiation. Part I : general characteristics, *IEEE Trans. Geosci. and Remote Sens.*, in press, 2008.
- Tran, N., D. Vandemark, C. Ruf, and B. Chapron, The dependence of nadir ocean surface emissivity on wind vector as measured with microwave radiometer, *Geoscience and Remote Sensing, IEEE Transactions on*, 40(2), 515–523, 2002.
- Trokhimovski, Y. G., Gravity-capillary wave curvature spectrum and mean-square slope retrieved from microwave radiometric measurements (coastal ocean probing experiment), *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 17(9), 1259–1270, 2000.
- Tsang, J., L. Kong, and R. Shin, *Theory of Microwave remote sensing*, Wiley-Interscience, New-York, 1985.
- Tsang, L., and J. Kong, Energy conservation for reflectivity and transmissivity at a very rough surface, *J. Appl. Phys.*, 51, 673–680, 1980a.
- Tsang, L., and J. A. Kong, Asymptotic solution for the reflectivity of a rough surface, *J. Appl. Phys.*, 51(1), 681–690, 1980b.
- Twersky, V., On a multiple scattering theory of the finite grating and the wood anomalies, *Journal of Applied Physics*, 23(10), 1099–1118, 1952.
- Twersky, V., Multiple scattering of waves and optical phenomena, *J. Opt. Soc. Am.*, 52(2), 145–169, 1962.
- Ulaby, F., R. Moore, and A. Fung, *Microwave Remote Sensing : Active and Passive - Volume II : Radar remote sensing and surface scattering and emission theory*, Addison-Wesley Publishing Company, 1982.

- Ulaby, F. T., R. K. Moore, and A. K. Fung, *Microwave Remote Sensing : Active and Passive*, vol. 1, Academic Press, Inc., 456 p., 1981.
- Ulaby, F. T., R. K. Moore, and F. A.K., *Microwave remote sensing, Active and passive, Vol. III : Volume scattering and emission theory, Advanced systems and applications*, Addison-Wesley, Reading, MA., 1986.
- Valenzuela, G. R., Theories for the interaction of electromagnetic waves and oceanic waves. a review, *Boundary-layer meteorology*, pp. 61–85, 1978.
- Van Melle, M. J., H. H. Wang, and W. F. Hall, Microwave radiometric observations of simulated sea surface conditions, *J. Geophys. Res.*, 78(6), 1973.
- Vandemark, D., B. Chapron, J. sun, G. Crescenti, and H. Graber, Mean square slopes of the wind-disturbed water surface, their magnitude, directionnality and composition, *J. Phys. Ocean.*, 34, 2825–2842, 2004a.
- Vandemark, D., B. Chapron, J. Sun, G. H. Crescenti, and H. C. Graber, Ocean wave slope observations using radar backscatter and laser altimeters, *J. Phys. Oceanogr.*, 34, 2825–2842, 2004b.
- von Schuckmann, K., F. Gaillard, and P.-Y. Le Traon, Global hydrographic variability patterns during 2003-2008, *J. Geophys. Res.*, 114, –, 2009.
- Voronovich, A., Small-slope approximation for electromagnetic wave scattering at a rough interface of two dielectric half-spaces, *Waves In Rand. Media*, 4, 337–367, 1994a.
- Voronovich, A. G., Small-slope approximation in wave scattering by rough surfaces, *Sov. Phys.-JETP*, 62, 65–70, 1985.
- Voronovich, A. G., *Wave scattering from rough surfaces*, Springer Series on Wave Phenomena, Springer, 1994b.
- Wait, J. R., Perturbation analysis for reflection from two-dimensional periodic sea waves, *Radio Sci.*, 6, 387–391, 1971.
- Wait, J. R., and A. M. Conda, Diffraction of electromagnetic waves by smooth obstacles for grazing angles, *J. Res. NBS-D Rad. Prop.*, 63D, 181–197, 1959.
- Walsh, E., D. Vandemark, C. Friehe, S. Burns, and D. Khelif, Measuring sea surface mean square slope with a 36 ghz scanning radar altimeter, *J. Geophys. Res.*, 183(C6), 12,613–12,602, 1998.
- Walsh, E., M. Banner, C. Wright, D. Vandemark, B. Chapron, J. Jensen, and S. Lee, The southern ocean waves experiment. part iii : Sea surface slope statistics and near-nadir remote sensing, *Journal of Physical Oceanography*, 38(3), 670–685, 2008.
- Webster, W. J., T. T. Wilheit, D. B. Ross, and P. Gloersen, Spectral characteristics of the microwave emission from a wind-driven covered sea, *J. Geophys. Res.*, 81(18), 3095–3099, 1976.
- Wentz, F. J., A two-scale scattering model for foam-free sea microwave brightness temperatures, *J. Geophys. Res.*, 80(24), 3441–3446, 1975.
- Wilson, W., S. Yueh, S. Dinardo, S. Chazanoff, A. Kitiyakara, F. Li, and Y. Rahmat-Samii, Passive active l- and s-band (pals) microwave sensor for ocean salinity and soil moisture measurements, *Geoscience and Remote Sensing, IEEE Transactions on*, 39(5), 1039–1048, 2001.

-
- Wilson, W., S. Yueh, S.J.Dinardo, and F. Li, High-stability L-band radiometer measurements of saltwater, *IEEE Trans. Geosci. and Remote Sens.*, 42(9), 1829–1835, 2004.
- Winebrenner, D., and A. Ishimaru, Investigation of a surface field perturbation technique for scattering from rough surface, *Radio Sci.*, 20, 161–170, 1985.
- Wood, R. W., On a remarkable case of uneven distribution of light in a diffraction grating spectrum, *Philos. Mag.*, 4, 396–402, 1902.
- Wright, J., Backscattering from capillary waves with application to sea clutter, *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, 14(6), 749–754, 1966.
- Wright, J., A new model for sea clutter, *IEEE Trans. Antennas Propag.*, 16, 217–223, 1968.
- Wu, J., Mean square slopes of the wind-disturbed water surface, their magnitude, directionality and composition, *Radio Science*, 25, 37–48, 1990.
- Wu, S., and A. K. Fung, a noncoherent model for microwave emissions and backscattering from the sea surface, *J. Geophys. Res.*, 77(30), 5917–5929, 1972.
- Yueh, H. A., R. T. Shin, and J. A. Kong, Scattering of electromagnetic waves from a periodic surface with random roughness, *Journal of Applied Physics*, 64(4), 1657–1670, 1988.
- Yueh, S., R. Kwok, F. Li, S. Nghiem, W. Wilson, and J. kong, Polarimetric passive remote sensing of wind-generated sea surfaces and ocean wind vectors, *Radio Science*, 29(4), 799–814, 1994a.
- Yueh, S. H., Modeling of wind direction signals in polarimetric sea surface brightness temperatures, *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 35(6), 1400–1418, 1997.
- Yueh, S. H., Estimates of Faraday rotation with passive microwave polarimetry for microwave remote sensing of earth surfaces, *IEEE Trans. Geosci. and Remote Sens.*, 38(5), 2434–2438, 2000.
- Yueh, S. H., R. Kwok, F. K. LI, S. V. Nghiem, and W. J. Wilson, Polarimetric passive remote sensing of ocean wind vectors, *Radio Science*, 29(4), 799–814, 1994b.
- Yueh, S. H., R. West, W. J. Wilson, F. K. Li, E. G. Njoku, and Y. Rahmat-Samii, Error sources and feasibility for microwave remote sensing of ocean salinity, *IEEE Trans. Geosci. and Remote Sens.*, 39(5), 1049–1060, 2001.
- Zhang, M., and J. T. Johnson, Comparison of modeled and measured second azimuthal harmonics of ocean surface brightness temperatures, *IEEE Trans. Geosci. and Remote Sens.*, 39(2), 2001.

