HAL
open science

Etude de la signature EM bistatique d'une surface maritime hétérogène avec prise en compte des phénomènes hydrodynamiques

Slahedine Ben Khadra

To cite this version:

Slahedine Ben Khadra. Etude de la signature EM bistatique d'une surface maritime hétérogène avec prise en compte des phénomènes hydrodynamiques. Electromagnétisme. Université de Bretagne occidentale - Brest, 2012. Français. NNT : 2012BRES0089 . tel-01632556

HAL Id: tel-01632556

https://theses.hal.science/tel-01632556

Submitted on 10 Nov 2017

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

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

université de bretagne occidentale

THÈSE / UNIVERSITÉ DE BRETAGNE OCCIDENTALE

sous le sceau de l'Université européenne de Bretagne

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE BRETAGNE OCCIDENTALE

Mention : Electronique, Traitement du signal

École Doctorale SICMA

présentée par

Slahedine Ben Khadra

Préparée au Lab-STICC UMR CNRS 6285
ENSTA Bretagne, Brest.

Etude de la signature EM bistatique d'une surface maritime hétérogène avec prise en compte des phénomènes hydrodynamiques

Thèse soutenue le (07/12/2012)

devant le jury composé de :

Gérard CAUDAL, *Rapporteur*
Professeur, Université de Versailles Saint-Quentin-en-Yvelines

Christian BROUSSEAU, *Rapporteur*
Maître de Conférences HDR, Université de Rennes 1

Bertrand CHAPRON, *Examinateur*
Directeur de Recherche IFREMER, Brest

Yves-Marie SCOLAN, *Examinateur*
Enseignant-Chercheur HDR, ENSTA Bretagne

Patrick QUEFFELEC, *Examinateur*
Professeur, UBO, Brest

Philippe POULIGUEN, *Examinateur*
RDS Ondes acoustiques et radioélectriques, DGA-MRIS

Yvonick HURTAUD, *Examinateur*
Expert DGA, DGA-MI

Ali KHENCHAF, *Directeur de thèse*
Professeur, ENSTA Bretagne, Brest

Remerciements

Je remercie mon Directeur de thèse, Monsieur le Professeur Ali Khenchaf, pour la confiance et le soutien qu'il m'a manifesté durant mes trois longues années de thèse. Les nombreuses discussions ou réunions scientifiques que nous avons partagées m'ont souvent orienté dans les moments les plus cruciaux de ce périple.

Je tiens à remercier Monsieur le Professeur Patrick Queffelec de l'Université de Bretagne Occidentale pour l'honneur qu'il m'a fait en présidant le jury.

Je suis particulièrement reconnaissant envers les deux rapporteurs, Monsieur le Professeur Gérard Caudal de l'Université de Versailles Saint-Quentin-en-Yvelines et Monsieur Christian Brousseau de l'Université de Rennes 1, pour avoir accepté de rapporté et d'examiner mes travaux. Leurs conseils avisés et leurs nombreuses remarques et suggestions, autant d'un point de vue traitement de signal que télédétection, m'ont été très instructifs et me seront utiles dans la continuité de mes travaux de recherche.

Je remercie également Monsieur Bertrand Chapron, Philippe Pouliguen, Yves-Marie Scolan et Yvonick Hurtaud d'avoir examiné et participé à mon jury de thèse, et aussi d'avoir lu attentivement ce manuscrit et de s'être intéressé à mes travaux.

Enfin, une profonde et chaleureuse pensée à ma famille, mon père Salem, ma mère Zina et mes frères Kamel, Khaled, Tarek et surtout Kais ainsi que ma femme Chahla pour leur fidèle soutien.

Sommaire

Sommaire 5

Liste des abréviations 9

Liste des tableaux 11

Liste des figures 13

Introduction générale 17

1 CHAPITRE 21

Concepts théoriques d'électromagnétisme 21

1.1 Introduction 22

1.2 Conventions des systèmes de coordonnées (d'observation) 22

1.2.1 Base de polarisation d'émission 22

1.2.2 Base de polarisation en réception – convention FSA 22

1.2.3 Base de polarisation en réception – convention BSA 23

1.3 Ondes électromagnétiques 23

1.3.1 Catégories d'ondes 23

1.3.2 Equation d'ondes 24

1.3.3 Ondes planes 24

1.3.4 Polarisation de l'onde 25

1.3.5 Vecteur de Jones 26

1.3.6 Matrice de diffusion 27

1.4 Equations de base en électromagnétisme 27

1.4.1 Equations de Maxwell 27

1.4.2 Equations de Helmholtz 28

1.4.3 Equations de Stratton-Chu 29

1.4.4 Surface Equivalente Radar 29

1.5 Conclusion 29

2 CHAPITRE 31

Description de la surface maritime 31

2.1 Introduction 32

2.2 Description théorique des phénomènes hydrodynamiques de la surface de mer 32

2.2.1 Vagues linéaires 32

2.2.1.1 Conservation de la masse 32

2.2.1.2 Equation de Navier-Stokes 33

2.2.1.3 Equation du mouvement 34

2.2.1.4 Ondes sinusoïdales 35

2.2.1.5 Vagues capillaires 36

2.2.1.6 Vagues de gravité 36

2.2.1.7 Spectre d'Elfouhaily 37

2.2.1.8 Spectre de Pierson-Moskowitz 40

2.2.1.9 Distribution de Cox & Munk 42
2.2.1.10 Distribution de Gauss 43
2.2.1.11 Choix du modèle de description des vagues linéaires 43
2.2.2 Vagues déferlantes 44
2.2.2.1 Déferlement glissant 45
2.2.2.2 Déferlement plongeant 46
2.2.2.3 Déferlement gonflant 46
2.2.2.4 Déferlement à effondrement 46
2.2.2.5 Simulateur de vagues à déferlement glissant « LONGTANK » 47

2.3 Description physique 48
2.3.1 Permittivité électrique 48
2.3.2 Perméabilité magnétique 49

2.4 Conclusion 50

3 CHAPITRE 51

Modèle électromagnétique de diffusion hybride 51

3.1 Introduction 52

3.2 Approximation de Kirchhoff 52
3.2.1 Approximation de la phase stationnaire 53
3.2.1.1 Coefficients de diffusion 53
3.2.1.2 Domaine de validité 54

3.3 Méthode des petites perturbations 55
3.3.1 Domaine de validité 55
3.3.2 Calcul du champ diffusé 55
3.3.3 Calcul des coefficients de diffusion 56
3.3.3.1 Propagation avant 56

3.4 Modèle à « deux échelles » 57

3.5 Choix du modèle EM asymptotique 60

3.6 Méthodes Exactes (résolution numérique, cas des vagues déferlantes) 61
3.6.1 Méthodes intégrales 61
3.6.1.1 Milieu parfaitement conducteur 61
3.6.1.2 Conditions aux limites de Dirichlet 62
3.6.1.3 Condition aux limites de Neumann 62
3.6.1.4 Milieu inférieur diélectrique 63

3.7 Méthode des moments (MoM) 64
3.7.1 Cas d'un milieu parfaitement conducteur 65
3.7.2 Cas d'un milieu diélectrique 68

3.8 Résolution du système matriciel (linéaire) 69
3.8.1 Décomposition Lu 69
3.8.2 FB (Forward-Backward) 69
3.8.3 Onde incidente atténuée gaussiennement 70

3.9 Modèle EM hybride (méthodes asymptotiques et méthodes exactes) 72
3.9.1 Diffusion de Bragg 73
3.9.2 Diffusion de non-Bragg 74
3.9.3 Mécanisme de diffusion d'une vague déferlante 75

3.9.4 Etude de l'influence de la fréquence sur la présence des pics de mer 83
3.9.5 Domaines spatial et fréquentiel des pics de mer pour la configuration bistatique (propagation avant) 87
3.9.6 Résultats de simulation en utilisant notre modèle hybride 88

3.10 Conclusion 90

4 CHAPITRE 91

Evaluation et validation par des Mesures en chambre anéchoïque 91

***4.1* Introduction 92**

4.2 Description du dispositif de mesure 92
4.2.1 La chambre anéchoïque 92
4.2.2 Antennes 93
4.2.2.1 Diagramme des antennes 93
4.2.3 L'analyseur de réseau vectoriel 94

4.3 Calibration des mesures de signature en chambre anéchoïque 95
4.3.1 Calibration d'amplitude et de phase (Type-1) 97
4.3.2 Calibration polarimétrique simple (Type-2) 97
4.3.3 Calibration totalement polarimétrique (Type-3) 98
4.3.4 Techniques de calibration 98
4.3.4.1 **Technique de calibration généralisée GCT (General Calibration Technique)** 98
4.3.4.2 **IACT (Isolated Antenna Calibration Technique)** 101
4.3.4.3 **Technique de calibration EMSL** 103
4.3.4.4 **Choix de la technique de calibration** 105

4.4 Premières mesures préliminaires dans la chambre anéchoïque 107
4.4.1 Mesures de la signature d'une plaque 107
4.4.2 Mesures de la signature d'un dièdre 107
4.4.3 Mesures de la signature d'un trièdre 108

4.5 Conception des profils de vague en aluminium 109

4.6 Réalisation des mesures de signature radar d'un profil en aluminium d'une vague déferlante (sans face avant) 111

4.7 Réalisation des mesures radar d'un profil en aluminium d'une vague déferlante (avec face avant) 114

4.8 Conclusion 116

5 CHAPITRE 117

Conclusion et perspectives 117

Annexes 121

Modèle de Debye 123

Fonction de Green 125

Méthode des moments 127

Discrétisation de la MFIE pour le cas TM 129

6 Production Scientifique 135

7 Références Bibliographiques 137

Liste des abréviations

AK : Approximation de Kirchhoff.

BSA : Back Scattering Alignement.

EFIE : Equation intégrale du champ électrique (EFIE : Electric Field Integral Equation).

EFIM : Equation intégrale du champ magnétique (MFIE : Magnetic Field Integral Equation).

EI : Equations Intégrales.

EM : Electromagnétique.

FB : Forward-Backward.

FDTD : Finite Difference Time Domain.

FSA : Forward Scattering Alignement.

GCT : Generalized calibration technique.

IACT : Isolated-Antenna Calibration Technique.

IEM : Integral Equation Model.

MoM : Méthode des Moments.

MFIE : Magnetic Field Integral Equation.

RADAR : RAdio Detection And Ranging.

SPM : Small Perturbation Method - méthode des petites perturbations.

SSA : Small Slope Approximation (méthode des faibles pentes).

TE : polarisation Transverse Electrique - (polarisation H).

TM : polarisation Transverse Magnétique - (polarisation V).

TSM : Two Scale Model.

UCSB : Université de Californie, Santa Barbara.

WCA : Weighted Curvature Approximation.

Liste des tableaux

Tableau 1-1: Différents types de polarisation…… 27

Tableau 2-1: Echelle de Beaufort……38

Tableau 2.2 : Eléments modélisés par les spectres présentés…… 44

Tableau 3.1: Les caractéristiques des méthodes approximatives…… 60

Tableau 3.2: σ_{HH} (dB) du profil 13-σ_{HH} (dB) du profil 3……80

Tableau 3.3: σ_{HH} (dB) du profil 13-σ_{HH} (dB) du profil 3…….……82

Tableau 4.1: Différentes sources d'erreur de mesures radar……...95

Tableau 4.2: Perméabilité et permittivité relatives des différents matériaux……..110

Liste des figures

Figure 0-1: Configurations d'observation monostatique et bistatique 17
Figure 0-2: Observation d'une surface maritime hétérogène 18
Figure 0-3 : Illustration des pics de mer 18
Figure 0-4: Géométrie de diffusion en configuration bistatique (propagation avant et propagation arrière) 19
Figure 1-1: Convention d'observation FSA 23
Figure 1-2: Convention d'observation BSA 23
Figure 1-3: Diffusion des ondes électromagnétiques 24
Figure 1-4: Propagation des ondes électromagnétiques 24
Figure 1-5: Polarisation de l'onde électromagnétique 25
Figure 1-6: Polarisation elliptique 25
Figure 2-1: Volume d'eau et les différentes interactions 32
Figure 2-2: Problème de propagation des ondes dans l'eau 34
Figure 2-3: Amplitude du Spectre d'Elfouhaily 38
Figure 2-4: Fonction de répartition angulaire f (k,Φ) pour k=10 , U_{10}=5 m/s , U_{10}=10 m/s, U_{10}=15 m/s U_{10}=20 m/s 39
Figure 2-5: Profil de la surface de mer (Spectre d'Elfouhaily, U_{10}=5 m/s) 39
Figure 2-6: Profil de la surface de mer (Spectre d'Elfouhaily, U_{10}=10 m/s) 39
Figure 2-7: Spectre de Pierson-Moskowitz 40
Figure 2-8: Fonction angulaire de Pierson-Moskowitz pour différentes valeurs des vitesses du vent à une altitude de 19 m au-dessus de la surface de mer 41
Figure 2-9: Profil de la surface de mer généré en utilisant le spectre de Pierson-Moskowitz pour une vitesse du vent de U_{19}=5 m/s. 41
Figure 2-10: Profil de la surface de mer généré en utilisant le spectre de Pierson-Moskowitz pour une vitesse du vent de U_{19}=10 m/s. 41
Figure 2-11: Distribution de Cox & Munk face et travers au vent. 42
Figure 2-12: Distribution des pentes gaussienne face et travers au vent 43
Figure 2-13: Zone de déplacement d'une vague déferlante 44
Figure 2-14: Profils des quatre types de déferlement [32] 45
Figure 2-15: Déferlement glissant [33] 45
Figure 2-16: Déferlement plongeant [33] 46
Figure 2-17: Déferlement à effondrement [33] 46
Figure 2-18: Vue d'un bassin à houle [7] 47
Figure 2-19: Exemple de profils de vagues déferlantes [7] 48
Figure 2-20: Exemple de profils de vagues déferlantes [7] 48
Figure 2-21: Partie réelle de la permittivité de l'eau de mer (Modèle de Debye) pour différent valeurs de température T et de salinité S. 49
Figure 2-22: Partie imaginaire de la permittivité de l'eau de mer (Modèle de Debye) pour différent valeurs de salinité S et de température T. 49
Figure 3-1 : Approximation de Kirchhoff (plan tangent) 52
Figure 3-2 : Coefficients de diffusion dans le cas de la propagation avant pour θ_i=-45° et 45°, pour les polarisations HH et VV (vitesse du vent: 5 m/s). 57
Figure 3-3:Géométrie d'observation dans le cas du modèle à « deux échelles » 57
Figure 3-4: Problème 1D concernant une surface parfaitement conductrice 61
Figure 3-5Cas d'un milieu diélectrique 63
Figure 3-6: Fonction de base 66
Figure 3-7: Discrétisation de la surface 66
Figure 3-8: Décomposition de la matrice Z 70

Figure 3-9: Représentation de l'onde de Thorsos [58] 71
Figure 3-10: Méthodologie de calcul de la signature EM d'une surface en présence du déferlement 72
Figure 3-11: Diffusion de Bragg (configuration mono-statique θ_i=- θ_s) 73
Figure 3-12: Exemple de profil de vagues déferlantes. 74
Figure 3-13 : Les quatre types de mécanisme de diffusion par une vague déferlante 75
Figure 3-14 : Géométrie de diffusion EM par une vague déferlante. 75
Figure 3-15 : Différentes phases de construction d'une vague déferlante 76
Figure 3-16 : Configurations de propagation avant et propagation arrière. 76
Figure 3-17 : Coefficients de diffusion bistatique–propagations avant et arrière (polarisations verticale et horizontale 77
Figure 3-18 : Diagramme de diffusion par une surface lisse Figure 3-19 : Diagramme de diffusion par une surface peu rugueuse 78
Figure 3-20: Diffusion simple trajet 78
Figure 3-21 : Diffusion muti-trajets 78
Figure 3-22: Coefficient de diffusion σ_{HH} pour les profils 4, 8, 12, et 16 79
Figure 3-23: Evolution temporelle du coefficient de diffusion (σ_{HH}) 79
Figure 3-24 : Vagues déferlantes avec face avant [7] 80
Figure 3-25 : Profils 3, 8, 13, 16 [7] 80
Figure 3-26 : Coefficient de diffusion σ_{HH} des profils 3 et 8 (10 GHz). 80
Figure 3-27 : Mécanisme de diffusion des profils 3 et 8. 81
Figure 3-28 : Coefficient de diffusion σ_{HH} des profils 13 et 16 (fréquence : 10 GHz). 81
Figure 3-29 : Mécanisme de diffusion des profils 13 et 16. 81
Figure 3-30 : Coefficient de diffusion σ_{HH} des profils 3, 8, 13 et 16 (fréquence : 10 GHz). 82
Figure 3-31: Coefficient de diffusion σ_{HH} des profils 3, 8, 13 et 16 (fréquence : 10 GHz, θ_i = -30, -40°). 83
Figure 3-32: Coefficient de diffusion σ_{HH} des profils 3, 8, 13 et 16 (fréquence : 10 GHz, θi = -50°, -60°). 83
Figure 3-33: Coefficient de diffusion σ_{HH} des profils 3, 8, 13 et 16 (Bande L : λ = 15 cm (figure de gauche), ... 84
Figure 3-34: Coefficient de diffusion σ_{HH} des profils 3, 8, 13 et 16 (Bande L : λ = 25 cm (figure de gauche), ... 84
Figure 3-35: Coefficient de diffusion σ_{HH} des profils 3, 8, 13 et 16 (Bande S: λ=15cm (figure de gauche), ... 85
Figure 3-36: Coefficient de diffusion σ_{HH} des profils 3, 8, 13 et 16 (Bande S: λ=10,5cm (figure de gauche), ... 85
Figure 3-37: Coefficient de diffusion σ_{HH} des profils 3, 8, 13 et 16 (Bande C: λ=7.5cm (figure de gauche), ... 86
Figure 3-38: Coefficient de diffusion σ_{HH} des profils 3, 8, 13 et 16 (Bande C: λ=4,5cm (figure de gauche), ... 86
Figure 3-39: Coefficient de diffusion σ_{HH} des profils 3, 8, 13 et 16 (Bande Ku: λ=2,5cm (figure de gauche), ... 87
Figure 3-40: Coefficient de diffusion σ_{HH} des profils 3, 8, 13 et 16 (Bande Ku: λ=2cm (figure de gauche), ... 87
Figure 3-41: Surface linéaire + profil 1 de la vague déferlante (considéré ici comme une surface linéaire: diffusion de Bragg) 88
Figure 3-42: Surface linéaire (diffusion de Bragg) + surface non-linéaire (profil 16 de la vague déferlante: diffusion de non-Bragg) 88
Figure 3-43: Coefficient de diffusion σ_{HH} (Bragg +non-Bragg) pour θi=-80°. 88
Figure 3-44: Mécanisme de diffusion double trajet. 89
Figure 3-45: Coefficient de diffusion σ_{HH} (Bragg +non-Bragg) pour θ_i=-60° et θ_i=-50° 89
Figure 3-46: σ_{HH} (Bragg +non-Bragg) pour θ_i=-40° et θ_i=-30° 89
Figure 4-1 : Système de mesures radar en monostatique et en propagation avant 92

Figure 4-2 : Réflexions multiples. 92
Figure 4-3: Dimensions de la chambre anéchoïque (5,5 m 7,7m) 93
Figure 4-4: Deux antennes cornet (émission / réception) 93
Figure 4-5 : Diagramme d'antenne en $_{HH}$ et $_{VV}$ (10 GHz - 10.5 GHz) 94
Figure 4-6: Diagramme d'antenne en HH et en VV (9 GHz – 9,5 GHz) 94
Figure 4-7 : L'analyseur de réseau vectoriel Anritsu 37347 D 95
Figure 4-8: Système global de mesures radar 95
Figure 4-9 : Diffusion d'une onde polarisée verticalement. 99
Figure 4-10:Rotation polarimétrique de l'émetteur 101
Figure 4-11: Plaque métallique et treillis en aluminium 103
Figure 4-12: Treillis en aluminium (α=0°) 104
Figure 4-13: Treillis en aluminium (α=45°) 105
Figure 4-14: Plaque en aluminium 106
Figure 4-15: Réponse d'une plaque en aluminium avec une émission en polarisation horizontale et une réception en polarisation verticale 106
Figure 4-16: Réponse d'une plaque en aluminium avec une émission en polarisation verticale et une réception en polarisation horizontale 106
Figure 4-17: Plaque en aluminium 107
Figure 4-18: Comparaison entre les mesures calibrées et les résultats de simulation (physique optique) d'une plaque en aluminium (configuration monostatique, F=10 GHz) 107
Figure 4-19: Dièdre en aluminium 108
Figure 4-20: Comparaison entre les mesures calibrées et les résultats de simulation (physique optique) d'un dièdre en aluminium (configuration monostatique, F=10 GHz) 108
Figure 4-21: Trièdre en aluminium 108
Figure 4-22 : Comparaison entre les mesures calibrées et les résultats de simulation théorique (physique optique) d'un trièdre en aluminium (configuration mono-statique, F=10GHz) 109
Figure 4-23: Les 16 profils de vagues déferlantes 109
Figure4-24: Profil 12 en 3D de la vague déferlante 109
Figure 4-25: Profil 12 d'épaisseur 30mm 110
Figure 4-26: Assemblage du profil 12 (3D). 111
Figure 4-27: Profil d'une vague déferlante en aluminium (sans face avant). 111
Figure 4-28 : Configuration monostatique. 112
Figure 4-29 : Configuration en bistatique. 112
Figure 4-30 : Comparaison entre les mesures calibrées et les résultats de simulation (FBM) d'un profil en aluminium d'une vague déferlante observée en configuration monostatique- F=10GHz. 112
Figure 4-31 : Comparaison entre les mesures calibrées et les résultats de simulation (FBM) d'un profil en aluminium d'une vague déferlante observée en configuration monostatique F=10GHz. 112
Figure 4-32 : Comparaison entre les mesures calibrées et les résultats de simulation numérique (FBM) en configuration mono-statique (θ_i=-20°) 113
Figure 4-33 : Configuration bistatique : θi=-20° et -20° < θs <60° 113
Figure 4-34 : Comparaison entre les mesures calibrées et les résultats de simulation numérique (FBM) d'un profil en aluminium d'une vague déferlante (observés en bistatisme F=10GHz). 113
Figure 4-35 : Comparaison entre les mesures calibrées et les résultats de simulation numérique (FBM) d'un profil en aluminium d'une vague déferlante (observées en bistatisme- F=10GHz). 114
Figure 4-36: Profil en aluminium de vagues déferlantes (avec face avant) 114
Figure 4-37: Profil en aluminium des vagues déferlantes (avec face avant) 115
Figure 4-38: Comparaison entre les mesures calibrées et les résultats de simulation (FBM) d'un profil en aluminium d'une vague déferlante (bistatique- F=10GHz), profil 3. 115
Figure 4-39: Comparaison entre les mesures calibrées et les résultats de simulation (FBM) d'un profil en aluminium d'une vague déferlante (bistatique- F=10GHz), profil 13. 116
Figure 5-1 vagues déferlantes de type «plongeante» [30]. 119
Figure 5-2 Coefficient de diffusion σ_{HH} de profil 16 de la vague glissante 119

Introduction générale

Les radars (RAdio Detection And Ranging) sont des systèmes permettant de détecter et de localiser des objets que nous appellerons cibles. Ils sont utilisés à la fois pour des activités civiles mais aussi dans le secteur militaire. Pour satisfaire aux nouvelles exigences, leur complexité ne cesse d'évoluer au fil du temps depuis leur création à la fin des années 1930 (avec la mis en place du 1er système de surveillance aérienne d'un territoire).

Leur principe est d'envoyer une onde électromagnétique sur une cible et de déterminer, grâce aux ondes renvoyées par la cible, la position et la nature de celle-ci. Un radar émet une puissante onde produite par un oscillateur radio et transmise par une antenne. L'onde atteint la cible et celle-ci réémet des ondes dans plusieurs directions en fonction de l'onde émise mais aussi des caractéristiques physiques et géométriques de l'objet. Le radar reçoit une onde renvoyée par la cible et il en déduit la position, la vitesse et la nature de l'objet. L'onde reçue par le récepteur dépend, non seulement de l'onde émise et de la cible, mais aussi de l'environnement de la cible. Les perturbations issues de l'environnement et qui peuvent s'ajouter aux ondes émises ou réfléchies désignent le fouillis.

Le choix de la fréquence de fonctionnement du système dépend des applications visées. Un radar fonctionne dans une plage de fréquences allant de quelques Mégahertz en basses fréquences aux dizaines de Gigahertz en hautes fréquences. Plus la fréquence de l'onde émise par le radar est élevée, plus la résolution de la cible est bonne. Mais plus la fréquence de l'onde émise par le radar est basse, plus la distance entre le radar et la cible est grande. Dans le cadre du présent travail, nous avons opté pour des radars en hautes fréquences (Bande X). Ce type de radar est très utilisé notamment dans le cadre de la surveillance maritime.

Il existe deux configurations d'observation radar : la configuration monostatique et la configuration multistatique. En monostatique, les ondes sont émises et reçues par la même antenne. En multistatique, l'émetteur et le récepteur sont dissociés. Un cas particulier de la configuration multistatique est considéré dans ce manuscrit, il s'agit de la configuration bistatique où nous avons considéré un seul émetteur et un seul récepteur.

Figure 0-1: Configurations d'observation monostatique et bistatique

Le travail présenté dans ce manuscrit de thèse s'intègre bien dans le cadre de la surveillance maritime. Afin d'améliorer la reconnaissance et l'identification automatique de cibles noyées dans un environnement perturbé, mous avons opté pour la fusion de différentes connaissances et informations issues d'une scène observée à distance par des capteurs micro-ondes. En effet, plusieurs phénomènes physiques coexistent et perturbent la propagation des ondes électromagnétiques au-dessus d'une surface naturelle et notamment au-dessus d'une surface maritime hétérogène (la réfraction due aux gradients d'indice, la rugosité de la mer, la présence d'objets, les polluants, sillage de navires, zones côtières, …). Dans la littérature récente, la prise en compte des différents phénomènes est généralement réalisée séparément. Il n'y a pas véritablement de travaux de recherche qui analysent l'interaction entre ces phénomènes et leur contribution au processus de diffusion EM par la surface (et particulièrement aux angles d'incidence rasante). Dans ce contexte, le travail présenté dans cette thèse porte sur les résultats obtenus concernant la signature électromagnétique d'une surface maritime hétérogène (Figure.0.2) et notamment avec la prise en compte de l'effet hydrodynamique (non linéaire) : le déferlement.

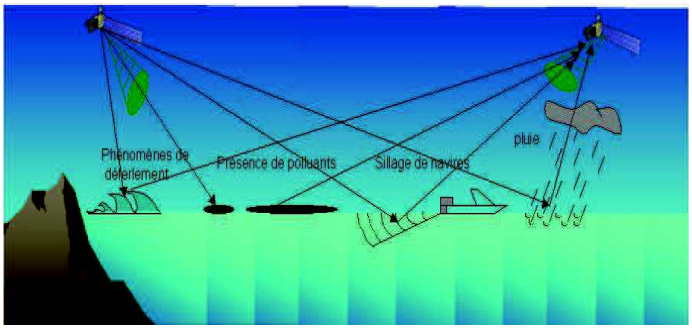


Figure 0-2: Observation d'une surface maritime hétérogène

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

$$\sigma = \sigma_{Bragg} + \alpha.\sigma_{non-Bragg} + Coeff.Inter \qquad (0.1)$$

Dans la suite nous supposerons que le coefficient d'inter corrélation est négligeable. Il est aussi à noter que l'introduction du paramètre α n'a pour objectif ici que la distinction entre la prise en compte ou pas des vagues déferlantes. Par conséquent, un travail supplémentaire est nécessaire pour disposer d'un modèle hybride combinant la prise en compte de la diffusion électromagnétique par des vagues linéaires (utilisant les méthodes et modèles asymptotiques) et non linéaires (utilisant les méthodes exactes).

Depuis plusieurs années, la diffusion de Bragg (diffusion des vagues linéaires) a été assez bien étudiée dans de nombreux travaux [1], [2], [3] que ce soit pour la configuration mono-statique ou pour la configuration bi-statique. Par contre, et à notre connaissance, la diffusion non-Bragg a été seulement étudiée dans le cas mono-statique. On peut citer par exemple, les travaux réalisés par Holliday [4] qui montre l'existence des pics de mer dans des configurations aux angles rasants (θ_i entre -85° et -60°). Holliday a montré aussi que ces pics de mer n'existent pas pour les angles non-rasants (θ_i > -60°). Ces résultats sont basés sur les travaux de Wetzel [5] qui présente un pic de mer comme une augmentation rapide des coefficients de diffusion et qui peut dépasser 10 dB dans une période de 100 ms. Ce pic peut conduire à des échos parasites, qui peuvent être identifiés comme des cibles virtuelles, et par la suite, ils peuvent perturber le système de détection radar (fausses alarmes) (Figure.03).

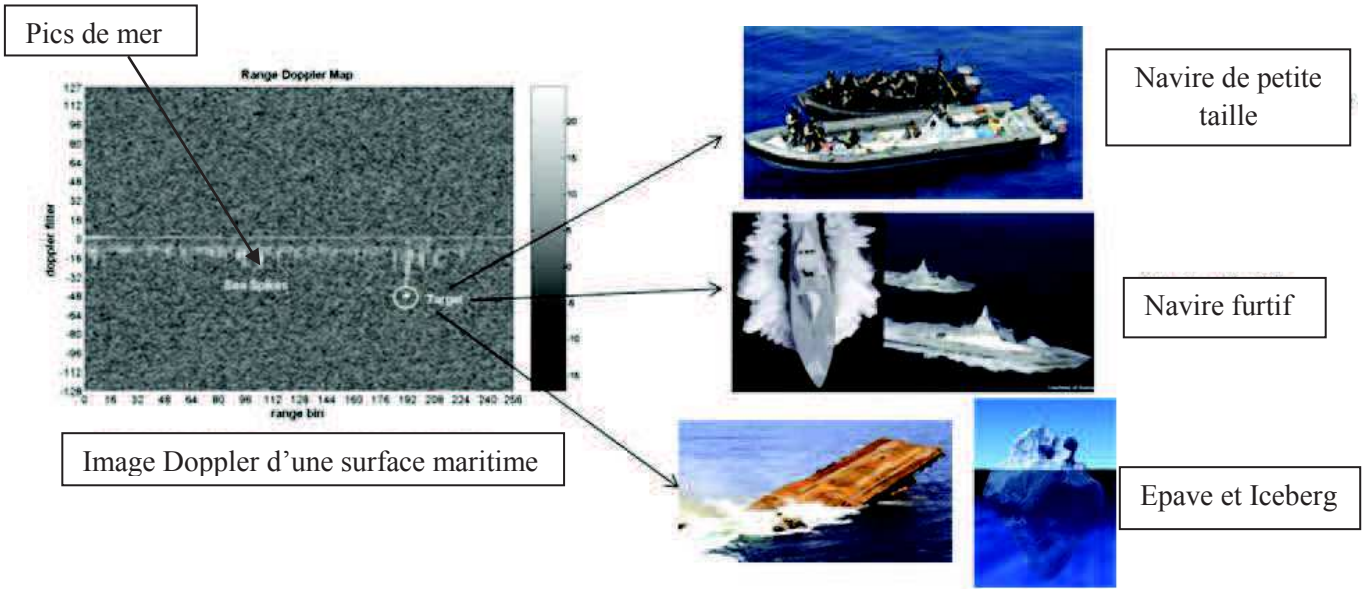


Figure 0-3 : Illustration des pics de mer

Par conséquent, pour améliorer la détection et pour réduire le taux de fausses alarmes, il est important de distinguer les cibles et les pics de mer générés par des vagues déferlantes. D'où l'intérêt d'étudier la variation de la signature électromagnétique des vagues déferlantes observées, notamment dans la bande X et en configuration

bistatique (précisément en propagation avant (Figure.04), comme c'est le cas pour notre dispositif de mesure utilisé) avec l'objectif de contribuer aux outils d'aide à l'identification des pics de mer.

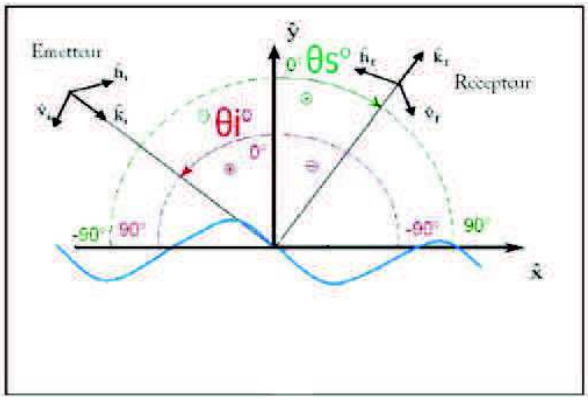


Figure 0-4: Géométrie de diffusion en configuration bistatique (propagation avant et propagation arrière)

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

La technique FB permet d'obtenir des résultats réalistes en bande X (10 GHz), et cela, même pour une surface complexe comme la crête d'une vague déferlante [4] [6].

L'objectif du travail présenté dans ce manuscrit est de développer un modèle électromagnétique hybride, qui permet de calculer le coefficient de diffusion EM d'une surface maritime hétérogène avec la prise en compte des effets hydrodynamiques non-linéaires (vagues déferlantes). Pour ce faire, après une étape de modélisation, différentes simulations ont été effectuées. Ensuite, une évaluation des résultats obtenus a été réalisée en s'appuyant sur la littérature et des mesures réalisées en chambre anéchoïque.

Organisation du manuscrit

En dehors d'une introduction générale qui présente notamment la motivation et les objectifs du travail réalisé, d'une conclusion générale qui dresse le bilan des travaux présentés, et de quatre annexes, le présent manuscrit est organisé en 4 chapitres.

Le chapitre 1 est consacré à l'introduction des notions d'électromagnétisme nécessaires pour aborder l'étude sur la signature radar d'une surface maritime hétérogène avec la prise en compte des phénomènes hydrodynamiques non linéaires (vagues déferlantes). Nous donnerons les conventions des systèmes de coordonnées adoptés dans les configurations monostatique et bistatique. Par la suite, nous introduirons les équations de Maxwell, la puissance véhiculée par une onde électromagnétique et la définition des coefficients de diffusion.

Dans le chapitre 2, nous nous intéresserons aux aspects géométriques et physiques permettant de décrire la surface maritime. Les paramètres physiques retenus pour décrire l'eau de mer sont sa perméabilité magnétique (qui représente la faculté d'une surface à produire un champ magnétique) et sa permittivité électrique (qui représente sa capacité à stocker de l'énergie électrique en présence d'un champ électrique). Nous adopterons la formulation de Debye pour estimer cette constante diélectrique. En ce qui concerne la description géométrique, nous avons adopté la représentation spectrale de la surface pour modéliser les phénomènes hydrodynamiques linéaires (vagues de gravité et de capillarité). De plus, dans le cadre de ce manuscrit nous utiliserons le spectre d'Elfouhaily. Pour modéliser les vagues non linéaires (vagues déferlantes glissantes), nous utiliserons les résultats issus du simulateur LONGTANK [7].

Dans le troisième chapitre, nous présenterons le modèle hybride proposé permettant de calculer le coefficient de diffusion d'une surface maritime avec la prise en compte des phénomènes hydrodynamiques non linéaires (vagues déferlantes). Ce modèle est composé de deux contributions, la première apportée par les méthodes asymptotiques (SPM dans le présent travail) et la deuxième contribution apportée par les méthodes exactes (FB dans le cadre du présent travail). A l'issue de cette étape, nous donnerons les différents types de diffusion électromagnétique par une surface maritime (diffusion de Bragg et diffusion de non-Bragg). Par la suite, nous étudierons la présence des pics de mer dans les différentes configurations bistatiques et plus particulièrement, en propagation avant et dans les différentes bandes fréquentielles (Bandes L, S, C, X et Ku). A la fin de ce chapitre, nous présenterons des résultats de simulations obtenus à l'aide de ce modèle hybride.

Quant au dernier chapitre, il a pour objectif de présenter les travaux nécessaires pour réaliser une phase de d'évaluation et de validation expérimentale de nos résultats de simulation présentés dans le troisième chapitre. D'abord, nous présenterons le dispositif utilisé pour effectuer les mesures radar (chambre anéchoïque, analyseur de réseau vectoriel, …). Par la suite, nous décrirons la solution adoptée pour réaliser les maquettes représentant les profils des vagues déferlantes. A l'issue de cette étape, nous aborderons différentes techniques de calibration utilisées dans la littérature et nous introduirons la technique de calibration retenue dans le cadre des mesures réalisées dans la chambre anéchoïque. La fiabilité de cette dernière technique sur des cibles canoniques (plaque, dièdre et trièdre) sera vérifiée. Enfin, nous présenterons les mesures obtenues en considérant des maquettes en aluminium, de vagues déferlantes observées en configurations monostatique et bistatique. Ces dernières mesures sont ainsi exploitées pour évaluer les résultats de simulations.

.

1 CHAPITRE

Concepts théoriques d'électromagnétisme

Sommaire

1.1 Introduction 22
1.2 Convention des systèmes de coordonnées. 22
1.3 Ondes électromagnétiques 23
1.4 Equations de base en électromagnétisme 27
1.5 Conclusion 29

Ce premier chapitre est consacré aux principes et aux bases théoriques nécessaires au calcul du champ électromagnétique diffusé par une surface maritime. Nous donnerons les conventions de systèmes de coordonnées utilisés dans les configurations mono-statique et bistatique. Par la suite, des éléments de base sont rappelés tels que les équations de Maxwell, la puissance véhiculée par une onde électromagnétique et la définition des coefficients de diffusion électromagnétique.

1.1 Introduction

La première explication de la notion de rugosité d'une surface et son lien avec la notion de diffusion d'une onde électromagnétique par cette surface est donnée par Lord Rayleigh, il y a environ un siècle [8, 9]

Avant l'ère de l'informatique, les calculs étaient généralement effectués analytiquement moyennant des hypothèses simplificatrices qui ont été validées dès les années 70 par les méthodes exactes. Quelque soit la méthode, le point de départ est toujours le même, il s'agit de la formulation électromagnétique du problème en s'appuyant sur les équations de Maxwell.

Dans ce chapitre, nous présenterons les notions d'électromagnétisme nécessaires pour faire une étude sur la signature EM d'une surface maritime hétérogène avec la prise en compte des phénomènes hydrodynamiques non linéaires (vagues déferlantes). Nous commencerons par donner les différentes conventions de systèmes de coordonnées dans les configurations monostatique et bistatique. Ensuite, nous rappellerons les équations de Maxwell, la puissance véhiculée par une onde électromagnétique et la définition des coefficients de diffusion EM.

1.2 Conventions des systèmes de coordonnées (d'observation)

Dans une configuration bistatique (l'émetteur et le récepteur ne se situent pas au même endroit) la définition d'une base de polarisation est nécessaire (figures 1-1 et 1-2). En réception, la base de polarisation est définie par deux conventions : FSA (Forward Scattering Alignment) et BSA (Back Scattering Alignment) [1], [2], [10].

1.2.1 Base de polarisation d'émission

L'étude bistatique met en jeu trois bases : la base de polarisation d'émission $(\hat{k}_i, \hat{v}_i, \hat{h}_i)$, la base globale d'observation de la scène considérée $(\hat{x}, \hat{y}, \hat{z})$ et la base de polarisation de réception qui dépend de la convention adoptée (figures 1-1 et 1-2). Le plan d'incidence est déterminé par le vecteur de propagation $\hat{k}_i$ et l'axe vertical $\hat{z}$ du repère cartésien. L'angle ϕ_i est défini comme l'angle reliant l'axe $\hat{x}$ à l'axe formé par l'intersection du plan $(\hat{x}O\hat{y})$ et du plan d'incidence. L'angle d'incidence θ_i relie le vecteur de propagation $\hat{k}_i$ et l'axe $\hat{z}$.

Les vecteurs $(\hat{k}_i, \hat{v}_i, \hat{h}_i)$ peuvent s'écrire dans le repère global par :

$$\begin{cases} \hat{k}_i = \sin(\theta_i)\cos(\phi_i)\hat{x} + \sin(\theta_i)\sin(\phi_i)\hat{y} - \cos(\theta_i)\hat{z} \\ \hat{v}_i = -\cos(\theta_i)\cos(\phi_i)\hat{x} - \cos(\theta_i)\sin(\phi_i)\hat{y} - \sin(\theta_i)\hat{z} \\ \hat{h}_i = -\sin(\phi_i)\hat{x} + \cos(\phi_i)\hat{y} \end{cases} \tag{1.1}$$

1.2.2 Base de polarisation en réception – convention FSA

La base de polarisation FSA (Forward Scattering Alignement) est représentée sur la figure 1-2 par le trièdre direct $(\hat{k}_f, \hat{v}_f, \hat{h}_f)$.

Les angles θ_s et ϕ_s représentent les angles de diffusion. La base de polarisation FSA est définie par :

$$\begin{cases} \hat{k}_f = \sin(\theta_s)\cos(\phi_s)\hat{x} + \sin(\theta_s)\sin(\phi_s)\hat{y} + \cos(\theta_s)\hat{z} \\ \hat{v}_f = -\cos(\theta_s)\cos(\phi_s)\hat{x} - \cos(\theta_s)\sin(\phi_s)\hat{y} - \sin(\theta_s)\hat{z} \\ \hat{h}_f = -\sin(\phi_s)\hat{x} + \cos(\phi_s)\hat{y} \end{cases} \tag{1.2}$$

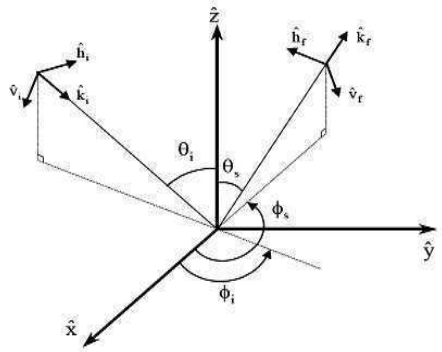


Figure 1-1: Convention d'observation FSA

Dans le cadre de notre travail, nous avons retenu cette convention (FSA). Dans le cadre de cette convention, le cas particulier de la propagation avant correspond à la transformation ($\theta_s = \theta_i$ et $\varphi_s = \varphi_i$).

1.2.3 Base de polarisation en réception – convention BSA

Sur la figure 1.2, la base BSA (Back Scattering Alignement) est représentée par $(\hat{k}_b, \hat{v}_b, \hat{h}_b)$.
La base de polarisation BSA est définie par :

$$\begin{cases} \hat{k}_b = -\sin(\theta_s)\cos(\phi_s)\hat{x} - \sin(\theta_s)\sin(\phi_s)\hat{y} - \cos(\theta_s)\hat{z} \\ \hat{v}_b = \cos(\theta_s)\cos(\phi_s)\hat{x} + \cos(\theta_s)\sin(\phi_s)\hat{y} - \sin(\theta_s)\hat{z} \\ \hat{h}_b = \sin(\phi_s)\hat{x} - \cos(\phi_s)\hat{y} \end{cases} \tag{1.3}$$

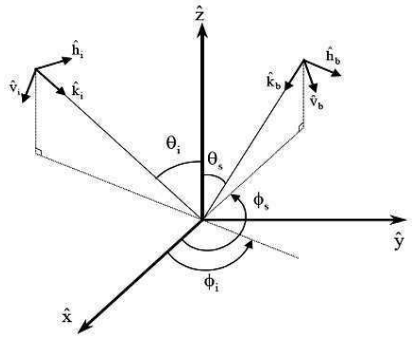


Figure 1-2: Convention d'observation BSA

Dans le cadre de cette convention, le cas particulier de la rétrodiffusion correspond à la transformation ($\theta_s = \theta_i$ et $\varphi_s = \varphi_i$).

1.3 Ondes électromagnétiques

1.3.1 Catégories d'ondes

Les ondes EM mises en jeux lors de l'observation d'une surface sont : les ondes incidentes, les ondes diffusées cohérentes et les ondes diffusées incohérentes (figure 1-3).

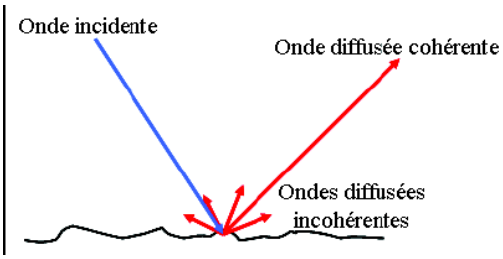


Figure 1-3: Diffusion des ondes électromagnétiques

L'onde incidente est l'onde qui provient de l'émetteur du radar. L'onde diffusée cohérente est l'onde qui part dans la direction spéculaire ; c'est-à-dire dans la direction où irait l'onde si la surface était plane. Les ondes diffusées incohérentes sont toutes les ondes qui ne sont ni incidente ni cohérente.

1.3.2 Equation d'ondes

Le champ électrique ξ, dans un milieu homogène, linéaire et isotrope, est défini par [10], [2] :

$$\Delta\vec{\xi}(\vec{r},t) - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\vec{\xi}(\vec{r},t)}{\partial t^2} = 0 \tag{1.4}$$

La solution harmonique de (1.4) est donnée par:

$$\vec{\xi}(z,t) = \begin{cases} \xi_x = \xi_{0x}\cos(\omega t - kz + \delta_x) \\ \xi_y = \xi_{0y}\cos(\omega t - kz + \delta_y) \end{cases} \tag{1.5}$$

La valeur du champ dépend uniquement de l'instant t et de la position z le long de l'axe de propagation. k est le nombre d'onde et vaut $2\pi/\lambda$ (où λ désigne la longueur d'onde de l'onde émise).

1.3.3 Ondes planes

Une onde plane est une solution particulière de l'équation d'onde (1.4), un exemple d'illustration est présenté par la figure 1-4 (en polarisation rectiligne, verticale ou horizontale). Elle est donnée sous la forme complexe par :

$$E(r,t) = E_0\exp(-j[\omega t - k.r]) \tag{1.6}$$

$$\text{Avec} \quad k = \frac{\omega}{c} \quad \text{et} \quad \omega = 2.\pi.f \tag{1.7}$$

k désigne le vecteur d'onde, λ la longueur d'onde dans le milieu, ω la pulsation, f ,la fréquence de l'onde émise, et c,la célérité du vide et vaut 3.10^8 m/s :

$$\lambda = \frac{c}{f} \tag{1.8}$$

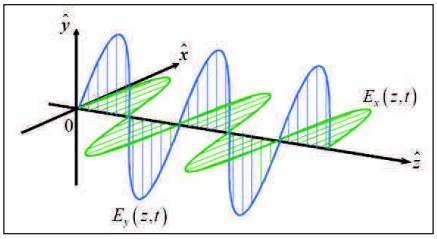


Figure 1-4: Propagation des ondes électromagnétiques

Une onde plane c'est une onde dont les fronts d'onde sont des plans infinis, tous perpendiculaires à la direction de propagation selon le vecteur $\vec{k}$.

1.3.4 Polarisation de l'onde

La polarisation décrit le lieu géométrique des champs électrique et magnétique d'une onde plane dans le plan transverse à sa propagation.

Résoudre un problème de diffusion électromagnétique par une surface, revient à résoudre un problème vectoriel dont les variables sont les composantes du champ incident (E_i, H_i) venant illuminer cette surface et les composantes du champ diffusé par celle-ci (E_s, H_s). Les résultats de diffusion électromagnétique dépendent notamment des polarisations de l'onde incidente et de l'onde diffusée.

Polarisation elliptique :

Contrairement au cas d'une polarisation rectiligne (figure 1-4), on dit que la polarisation d'une onde électromagnétique est elliptique, quand le vecteur électrique $\vec{E}$ décrit une ellipse dans le plan perpendiculaire au vecteur de propagation $\vec{k}$ (Figure 1-5).

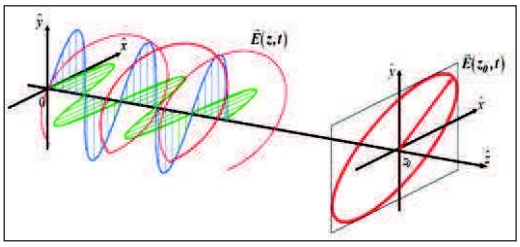


Figure 1-5: Polarisation de l'onde électromagnétique

La nature de la trajectoire du champ électrique peut être décrite par la relation paramétrique (1.9) entre les composantes de $\vec{E}$ (z, t):

$$\left(\frac{E_x(z_0,t)}{E_{0x}}\right)^2 - 2\left(\frac{E_x(z_0,t)E_y(z_0,t)}{E_{0x}E_{0y}}\right)\cos(\delta_y-\delta_x) + \left(\frac{E_y(z_0,t)}{E_{0y}}\right)^2 = \sin(\delta_y-\delta_x) \qquad (1.9)$$

L'expression ci-dessus est l'équation d'une ellipse, appelée l'ellipse de polarisation, qui décrit la polarisation de l'onde.

La forme de l'ellipse de polarisation peut être caractérisée en utilisant 3 paramètres comme indiqué dans la figure (1-6). [11], [12].

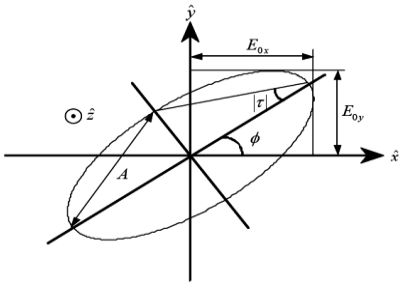


Figure 1-6: Polarisation elliptique

A désigne l'amplitude d'ellipse, elle est donnée par

$$A = \sqrt{E_{0x}^2 + E_{0y}^2} \tag{1.10}$$

$\phi \in \left[-\frac{\pi}{2}, +\frac{\pi}{2}\right]$ est l'orientation de l'ellipse et est définie comme l'angle entre l'axe principal de l'ellipse et l'axe des x :

$$\tan(2\phi) = 2\frac{E_{0x}E_{0y}}{E^2{}_{0x} - E^2{}_{0y}}\cos(\delta) \qquad \text{Avec} \quad \delta = \delta_y - \delta_x \tag{1.11}$$

$\tau \in \left[0, +\frac{\pi}{4}\right]$ est l'ouverture de l'ellipse, ou ellipticité, cet angle est donné par l'intermédiaire de l'équation (1.12).

$$|\sin(2\tau)| = 2\frac{E_{0x}E_{0y}}{E^2{}_{0x} - E^2{}_{0y}}|\sin(\delta)| \tag{1.12}$$

La polarisation elliptique est un cas général. Tous les autre types de polarisation (linéaire verticale « V », linéaire horizontale « H », linéaire +45 linéaire-45, circulaire droite, circulaire gauche) sont des cas particuliers de cette configuration.

1.3.5 Vecteur de Jones

Le vecteur de Jones est un formalisme matriciel permettant de décrire l'état de polarisation de manière générale, d'une onde électromagnétique.

Le vecteur de Jones peut être formulé comme une fonction vectorielle complexe bidimensionnelle. Il est donné par:

$$E = Ae^{i\alpha}\begin{bmatrix} \cos\varphi\cos\tau & -j\sin\varphi\sin\tau \\ \sin\varphi\cos\tau & +j\cos\varphi\sin\tau \end{bmatrix} \tag{1.13}$$

On peut aussi écrire (1.13) sous la forme matricielle suivante:

$$E = Ae^{i\alpha}\begin{bmatrix} \cos\varphi & -j\sin\varphi \\ \sin\varphi & +j\cos\varphi \end{bmatrix}\begin{bmatrix} \cos\tau \\ j\sin\tau \end{bmatrix} \tag{1.14}$$

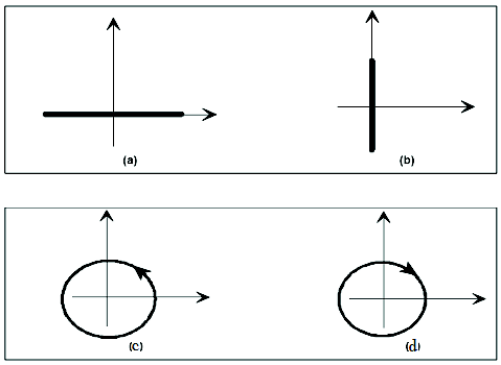


Figure 1-7: (a) polarisations linéaire horizontale, (b) linéaire verticale, (c) circulaire gauche et (d) circulaire droite.

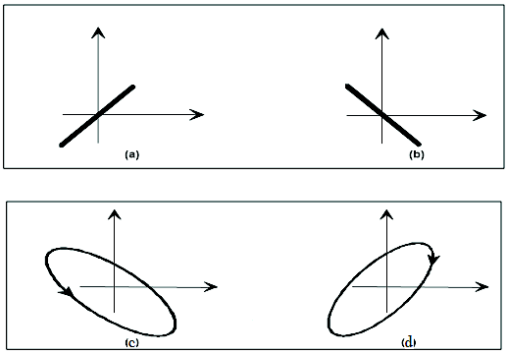


Figure 1-8: (a) polarisations linéaire +45°, (b) linéaire -45°, (c) elliptique gauche et (d) elliptique droite.

Dans le tableau 1-1, nous présentons les différents états de polarisation donnés en termes du vecteur de Jones associé et des paramètres de l'ellipse de polarisation (figure 1-6).

Etat de polarisation	Vecteur de Jones unitaire	Orientation (ϕ)	Ellipticité (τ)
Linéaire horizontale (H)	$\begin{bmatrix}1\\0\end{bmatrix}$	0	0
Linéaire verticale (V)	$\begin{bmatrix}0\\1\end{bmatrix}$	$\frac{\pi}{2}$	0
Linéaire +45°	$\frac{1}{\sqrt{2}}\begin{bmatrix}1\\1\end{bmatrix}$	$\frac{\pi}{4}$	0
Linéaire -45°	$\frac{1}{\sqrt{2}}\begin{bmatrix}-1\\1\end{bmatrix}$	$-\frac{\pi}{4}$	0
Circulaire gauche	$\frac{1}{\sqrt{2}}\begin{bmatrix}1\\j\end{bmatrix}$	$\left[\frac{-\pi}{2},\frac{\pi}{2}\right]$	$\frac{\pi}{4}$
Circulaire droite	$\frac{1}{\sqrt{2}}\begin{bmatrix}1\\-j\end{bmatrix}$	$\left[\frac{-\pi}{2},\frac{\pi}{2}\right]$	$-\frac{\pi}{4}$

Tableau 1-1: Différents types de polarisation en fonction du vecteur de Jones unitaire

1.3.6 Matrice de diffusion

Les vecteurs de Jones incident et diffusé sont liés par la relation matricielle (1.15) où S désigne la matrice de diffusion (dite aussi matrice de Sinclair) :

$$\vec{E}_s = S.\vec{E}_i = \begin{bmatrix} S_{XX} & S_{XY} \\ S_{YX} & S_{YY} \end{bmatrix}.\vec{E}_i \qquad (1.15)$$

1.4 Equations de base en électromagnétisme

1.4.1 Equations de Maxwell

Les équations qui ont été établies par James Clerk Maxwell pour relier les phénomènes électriques, magnétiques et optiques formaient un système de 20 équations à 20 inconnues.

En 1884, elles ont été réécrites, par Olivier Heavyside et Joshua W. Gibbs, sous forme vectorielle prouvant ainsi la symétrie qui existe entre les différents champs.

Les équations de Maxwell sont la base de tous travaux en électromagnétisme et elles peuvent être formalisées de la façon suivante [13] [14] :

$$\begin{aligned} &\nabla \times \vec{H} - \varepsilon \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = J \\ &\nabla \times \vec{E} - \mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = 0 \\ &\nabla \cdot \vec{D} = \rho \\ &\nabla \cdot \vec{B} = 0 \end{aligned} \tag{1.16}$$

$\vec{E}$ désigne le champ électrique, $\vec{D}$, l'induction électrique, $\vec{H}$, le champ magnétique et $\vec{B}$, l'induction magnétique qui régissent un milieu.

1.4.2 Equations de Helmholtz

En supposant que nous sommes en présence d'un milieu sans source, nous pouvons admettre que les composantes cartésiennes de $\vec{E}$ et $\vec{H}$ vérifient l'équation de Helmholtz [13]:

$$(\nabla^2 - \frac{1}{v^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}).\Psi(t,\vec{x}) = 0 \tag{1.17}$$

avec $v = c/\sqrt{\mu\varepsilon}$. L'hypothèse d'une dépendance de la solution au temps et à l'espace, du type $\Psi(t,\vec{x}) = e^{-i\omega t}\psi(\vec{x})$, permet d'obtenir l'équation (1.18) [9] :

$$(\nabla^2 + k^2)\psi(\vec{x}) = 0 \tag{1.18}$$

où $k = c/\omega$.

En appliquant la fonction de Green à l'équation d'onde de Helmholtz (1.17), nous avons [13] :

$$(\nabla^2 + k^2).G(\vec{x},\vec{x}') = -\delta(\vec{x} - \vec{x}') \tag{1.19}$$

La solution de l'équation (1.19) s'écrit [13] :

$$G(\vec{x},\vec{x}') = \frac{e^{-ik|R|}}{4\pi|R|} + H(\vec{x},\vec{x}') \tag{1.20}$$

où H est une solution de l'équation homogène d'Helmholtz.

En utilisant le théorème de Green, nous obtenons une relation entre les valeurs des champs à l'intérieur d'un domaine homogène et celles des valeurs des champs et leurs dérivées normales sur le bord du domaine. L'intégrale de Kirchhoff pour les champs est donnée par:

$$\psi(\vec{x}) = \oint_S [\psi(\vec{x}')\frac{\partial}{\partial n'}G(\vec{x},\vec{x}') - G(\vec{x},\vec{x}')\frac{\partial}{\partial n'}\psi(\vec{x}')]da' \tag{1.21}$$

Dans cette équation, le terme G reste encore à définir. La recherche de la fonction de Green n'est pas une tâche aisée. A partir de cette dernière équation, Stratton-Chu réussit à déterminer G.

1.4.3 Equations de Stratton-Chu

En s'intéressant au champ électrique, l'équation (1.21) devient [13] :

$$\vec{E}_x(\vec{x}) = \oint_S [\vec{E}(\vec{x}')\frac{\partial}{\partial n'}G(\vec{x},\vec{x}') - G(\vec{x},\vec{x}')\frac{\partial}{\partial n'}\vec{E}(\vec{x}')]da' \tag{1.22}$$

Cette équation est la base des modèles classiques de diffusion. Néanmoins, après quelques modifications, nous obtenons l'équation suivante [13] :

$$\vec{E}_s(\vec{x}) = \oint_S [ik(\vec{n}'\Lambda\vec{B})G + (\vec{n}'\Lambda\vec{E})\Lambda\nabla' G + (\vec{n}'.\vec{E})\Lambda\nabla' G]da' \tag{1.23}$$

En inter-changeant $\vec{E}$ et $\vec{B}$, on détermine G tel que [13] :

$$G = e^{-ik|R|} \Big/ 4\pi|R| \tag{1.24}$$

A partir de l'équation (1.23), et avec la connaissance de l'onde émise et la surface, nous pouvons déterminer le champ diffusé. La connaissance de l'onde émise et de l'onde reçue permet la détermination de la signature électromagnétique d'une surface.

1.4.4 Surface Equivalente Radar

La surface équivalente radar (SER) d'une cible est définie comme la section efficace d'un diffuseur omnidirectionnel équivalent générant la même densité de puissance que la cible dans la direction d'observation [8]. La SER d'une cible correspond donc au rapport de la puissance rayonnée par un diffuseur isotrope équivalent sur la densité de puissance incidente :

$$\sigma_{pq}^{is} = 4.\pi.R_0^2.\frac{\left\langle E_{pq}^s.E_{pq}^{s\,*}\right\rangle}{E^i.E^{i\,*}} \tag{1.25}$$

Où R_0 désigne la distance entre la cible et le récepteur, les indices p et q désignent respectivement les polarisations de l'onde incidente et de l'onde reçue. $\langle . \rangle$ désigne l'espérance mathématique.

Lorsque la cible est étendue, on préfèrera utiliser une surface équivalente radar par unité d'aire :

$$\sigma_{pq}^0 = \frac{\langle \sigma_{pq} \rangle}{A_0} = \frac{4.\pi.R_0^2}{A_0}.\frac{\left\langle E_{pq}^s.E_{pq}^{s\,*}\right\rangle}{E^i.E^{i\,*}} \tag{1.26}$$

Avec A_0 l'aire illuminée.

Par convention, nous choisissons d'écrire :

$$\sigma_{pq}^0 = \frac{\langle \sigma_{pq} \rangle}{A_0} = \frac{4.\pi.R_0^2}{A_0}.\frac{\left\langle E_{pq}^s.E_{pq}^{s\,*}\right\rangle}{E^i.E^{i\,*}} = \frac{4\pi}{A_0}\left\langle S_{pq}.S_{pq}^*\right\rangle \tag{1.27}$$

1.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons abordé la théorie électromagnétique nécessaire pour faire une étude sur la signature radar d'une surface maritime hétérogène avec la prise en compte des phénomènes hydrodynamiques non linéaires de types vagues déferlants. Nous avons commencé par la présentation des conventions de système de coordonnées en configurations bistatique et monostatique. Par la suite, nous avons présenté les différentes catégories d'ondes électromagnétiques mises en jeu lors d'observation d'une surface (onde incidente, onde

diffusée cohérente et incohérente). Nous avons aussi donné les équations permettant d'exprimer le champ diffusé en fonction du champ incident, les équations de Maxwell et de Stratton-Chu. Dans le chapitre suivant, nous présenterons les aspects géométriques et physiques permettant la description d'une surface maritime (vagues linéaires et non-linéaires).

2 CHAPITRE

Description de la surface maritime

Sommaire

2.1 Introduction 32
2.2 Description théorique des phénomènes hydrodynamiques de la surface de mer 32
2.3 Description physique 48
2.4 Conclusion 50

Dans ce chapitre, nous présenterons quelques modèles de description de la surface maritime (y compris les phénomènes non linéaires). Nous nous intéresserons aux aspects géométriques (représentation spectrale, distribution des pentes) et physiques (perméabilité magnétique et permittivité électrique).

2.1 Introduction

La surface océanique agit sur l'onde électromagnétique à travers ses propriétés physiques (constante diélectrique et perméabilité) et sa forme géométrique (rugosité). Afin d'estimer le champ électromagnétique diffusé par la surface, il est donc très important de disposer d'une description réaliste de la surface de mer.
Dans un premier temps, nous donnerons des explications théoriques sur les différents phénomènes hydrodynamiques (linéaires et non linéaires) puis nous présenterons quelques modèles de représentation spectrale de la surface maritime.

Dans un deuxième temps, nous rappellerons la formulation de Debye qui permet d'estimer la constante diélectrique de l'eau de mer.

2.2 Description théorique des phénomènes hydrodynamiques de la surface de mer

La surface de l'océan constitue le support de plusieurs phénomènes : la houle, les courants côtiers, etc … Dans cette section, nous nous concentrerons sur les vagues linéaires et les vagues de rupture (le déferlement non linéaire).

On distingue les types de vagues suivants :

- Les vagues linéaires: ce sont des solutions directes de l'équation des ondes. Dans ce cadre, il existe trois types de vagues :
  Les vagues sinusoïdales, de Stokes et de Gerstner [15, 16]. Le premier type (vagues sinusoïdales) est le plus couramment utilisé. En effet, ce type décrit assez bien les vagues capillaires et les vagues de gravité. De plus, dans ce cas comme les vagues sont sinusoïdales, l'analyse harmonique de Fourier est utilisable pour les traiter.
- Les vagues de rupture (le déferlement non linéaire): ce sont les vagues les plus compliquées à modéliser. Nous nous intéressons ici à ce type de vagues avec l'objectif d'étudier leur interaction avec les ondes électromagnétiques.

Dans cette partie, nous rappellerons les principaux fondements permettant la description de la surface océanique ainsi que les mécanismes qui génèrent les vagues linéaires. Puis, dans un deuxième temps, nous décrirons les vagues déferlantes.

2.2.1 Vagues linéaires

Nous allons traiter ici, la forme et le mouvement de la surface de l'océan (la frontière libre entre l'eau et l'atmosphère). Il s'agit d'un problème hydrodynamique de frontière [15].

2.2.1.1 Conservation de la masse

Nous considérons un volume d'eau V, limité par une surface S, comme le montre la figure (2-1). Ce volume a une densité ρ, une position r = (x, y, z) et une vitesse U = (u, v, w).

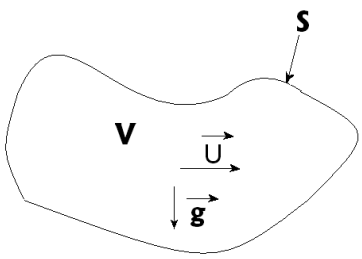


Figure 2-1: Volume d'eau et les différentes interactions

Avec $\vec{g}$ désignant la gravité.
Nous appliquons l'équation de conservation de masse au volume d'eau [15]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla.(\rho.U) = 0 \tag{2.1}$$

Avec la présence de la matière, nous pouvons écrire l'expression (2.2) [15]:

$$\frac{D}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} + U.\nabla \tag{2.2}$$

En utilisant (2.2), l'équation (2.1) peut s'écrire sous la forme [15] :

$$\frac{D\rho}{\partial t} + \rho\nabla.U = 0 \tag{2.3}$$

Pour de nombreux fluides, ρ est une constante. Nous pouvons alors écrire d'après (2.1) [15] :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \Rightarrow \nabla.(\rho.U) = 0 \quad \Rightarrow \nabla.U = 0 \tag{2.4}$$

2.2.1.2 Equation de Navier-Stokes

D'une manière générale, il existe trois forces qui peuvent être appliquées sur les liquides, qui sont les forces de gravité, les centrifuges et de Coriolis. Le mouvement d'un élément liquide en présence de ces forces est décrit par l'équation (2.5) extraite de [16].

$$\frac{DU}{Dt} = -2\Omega \times U - \nabla\Phi - \frac{1}{\rho}.\nabla p + \frac{1}{\rho}\nabla.A.\nabla.U \tag{2.5}$$

Avec : $-2\Omega \times U$: force de Coriolis

$-\nabla\Phi$: force gravitationnelle

$\frac{1}{\rho}\nabla P$: pression

$\frac{1}{\rho}\nabla.A.\nabla.U$: viscosité

La partie gauche de l'équation (2.5) est la dérivée temporelle de la vitesse (l'accélération) du fluide. La partie droite résume les forces classiques (Coriolis, gravité, pression, viscosité) agissant sur le fluide, divisées par la masse sous la forme de la densité.

Dans l'étude des ondes de surface de l'océan, les effets de la force de Coriolis et de la viscosité peuvent être négligés. Une simplification supplémentaire peut être faite pour les effets de la gravité et la force centrifuge. De plus, il est possible de définir l'accélération gravitationnelle effective par $g = g.z$ qui combine les effets de la gravité et de la force centrifuge sur la surface de la terre. En appliquant ces simplifications à l'équation (2.5) de Navier- Stokes, elle devient:

$$\frac{DU}{Dt} = -g.\vec{z} - \frac{1}{\rho}.\nabla.P \tag{2.6}$$

2.2.1.3 Equation du mouvement

La vorticité, notée ω, est une mesure de la rotation du fluide. Elle est définie comme le rotationnel du champ de vitesse :

$$\omega = \nabla \times U \tag{2.7}$$

Nous introduisons cette grandeur dans l'équation (2.6) nous obtenons :

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \nabla\left(\frac{1}{2}U.U + \frac{P}{\rho} + g.z\right) = U.\omega \tag{2.8}$$

Pour un flux constant, $\frac{\partial U}{\partial t} = 0$, l'équation (2.8) devient :

$$\nabla\left(\frac{1}{2}U.U + \frac{P}{\rho} + g.z\right) = U.\omega \tag{2.9}$$

Le théorème de Bernoulli indique qu'en régime permanent, et si on néglige les transferts de chaleur, on vérifie que $U.\ \omega = 0$. Ce qui signifie que :

$$\frac{1}{2}U.U + \frac{P}{\rho} + g.z = \text{constante} \tag{2.10}$$

Dans la partie 2.2.1.2, nous avons présenté l'équation du mouvement pour les fluides, (l'équation de Navier-Stokes). Dans cette section, cette équation sera appliquée au problème de l'eau de mer.

Considérons le problème tel que défini dans la figure (2-2) :

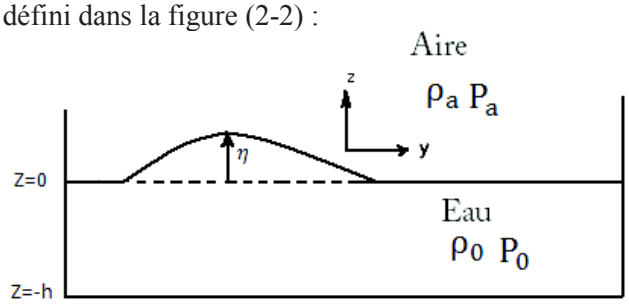


Figure 2-2: Problème de propagation des ondes dans l'eau

Une couche d'eau de profondeur h et de densité ρ_0 est limitée à la partie supérieure par une interface libre et sur sa partie inférieure, par un fond rigide.

$$P_z = P_a - \rho_0.g.z \tag{2.11}$$

Avec P_a désigne la pression atmosphérique.

Quand une force est appliquée à la surface, une perturbation de cette surface est créée et est caractérisée par le déplacement de η. Cela se traduit par une pression $P' = \rho_0.g.\eta$. L'équation (2.11) devient alors:

$$P_z = P_a - \rho_0.g.(z - \eta) \tag{2.12}$$

Nous supposons que, après la perturbation initiale, plus aucune force n'est appliquée à la surface. Dans le cas de cette hypothèse, l'équation du mouvement se réduit à:

$$\rho \frac{\partial U}{\partial t} = -\nabla . P' \tag{2.13}$$

Pour un fluide incompressible, $\nabla . U = 0$. Donc si nous appliquons l'équation de Laplace sur la pression, nous obtenons l'équation (2.14).

$$\rho \frac{\partial (\nabla . U)}{\partial t} = -\nabla . \nabla . P = \Delta P' = 0 \tag{2.14}$$

Afin de résoudre ces équations, les conditions aux limites de ce système sont à définir. A la limite supérieure $z = \eta$ et à la limite inférieure $z = -h$, les conditions sont donc:

$$w(z) = \frac{\partial \eta}{\partial t} \qquad \text{pour } z = \eta \tag{2.15}$$

$$P(z) = P_a(z) + P'(z) = P_a \qquad \text{pour } z = \eta \tag{2.16}$$

$$w(z) = 0 \qquad \text{pour } z = -h \tag{2.17}$$

$$\frac{\partial P'(z)}{\partial z} = 0 \qquad \text{pour } z = -h \tag{2.18}$$

Dans ces différents calculs, nous n'avons pas tenu compte des effets de la tension superficielle qui sont à l'origine des vagues capillaires. Donc, il y a une nécessité d'inclusion de la tension de surface:

$$\Delta . P = P - P_a = -\tau_s \cdot \left(\frac{1}{R_x} + \frac{1}{R_y} \right) \tag{2.19}$$

Avec $\frac{1}{R_x} et \frac{1}{R_y}$ qui sont les courbures de la surface en deux dimensions. Les courbures sont approximativement les dérivées secondes de l'élévation de la surface. Ainsi, l'équation (2.19) peut s'écrire :

$$\Delta . P = P - P_a = -\tau_s . \left(\frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \eta}{\partial y^2} \right) \tag{2.20}$$

L'inclusion de la tension superficielle dans les conditions limites peut alors être faite :

$$P = P_a - \tau_s . \left(\frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \eta}{\partial y^2} \right) \text{ Pour } z = \eta \tag{2.21}$$

En définissant l'équation du mouvement, les équations de Laplace pour la pression, le potentiel de vitesse ainsi que les conditions aux limites supérieures et inférieures, nous avons les outils nécessaires pour résoudre le problème des ondes de surface. Il faut noter ici que ces équations sont non linéaires. Par contre, pour des petits déplacements, il est possible les rendre linéaires.

Plusieurs solutions sont possibles pour décrire le mouvement, telles que celles de Crapper, Gerstner, Stokes et les ondes sinusoïdales. Dans ce manuscrit, seules les deux dernières seront traitées. L'onde sinusoïdale est la plus simple et peut être traitée en utilisant l'analyse de Fourier. Malheureusement, la plupart des vagues n'ont pas entièrement une forme sinusoïdale, mais ont une forme plus cycloïdale (crête et creuse). Cette forme est mieux modélisée par les ondes de Stokes.

2.2.1.4 Ondes sinusoïdales

La solution la plus simple pour le problème décrit ci-dessus est une onde sinusoïdale de la forme suivante

$$\eta(r,t) = \eta_0 \cdot \cos(\omega t \pm k \cdot r) \quad avec...\omega = 2\pi f \tag{2.22}$$

Où $\vec{k}$ = (k_x, k_y) vecteur de propagation, avec k amplitudes, qui est appelé le nombre d'onde :

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \tag{2.23}$$

En appliquant les conditions aux limites, la relation de dispersion entre ω et k s'écrit :

$$\omega(k) = \pm\sqrt{\left(g \cdot k + k^3 \frac{\tau_s}{\rho}\right) \cdot \tanh(k \cdot h)} \tag{2.24}$$

La vitesse de phase de l'onde s'écrit :

$$v_{ph} = \frac{\omega(k)}{k} = \pm\sqrt{\left(\frac{g}{k} + k\frac{\tau_s}{\rho}\right) \cdot \tanh(k \cdot h)} \tag{2.25}$$

2.2.1.5 Vagues capillaires

Ces ondes sont créées lorsque les forces de gravité sont négligeables devant la tension de surface, c'est-à-dire pour k >>1. Le facteur g.k est alors négligeable devant $k\frac{\tau_s}{\rho}$ et k.h>>1 (tanh(k.h)≃1) d'où les expressions de dispersion et de vitesse de phase qui deviennent :

$$\omega(k) = \pm\sqrt{\left(k^3 \frac{\tau_s}{\rho}\right)} \tag{2.26}$$

$$v_{ph} = \frac{\omega(k)}{k} = \pm\sqrt{\left(k\frac{\tau_s}{\rho}\right)} \tag{2.27}$$

2.2.1.6 Vagues de gravité

Si k est assez petit, le facteur $k^3\frac{\tau_s}{\rho}$ est négligeable devant g.k. Dans ce cas, la principale force de rappel est la gravité. Pour les vagues de gravité, les expressions de dispersion et de vitesse de phase s écrivent :

$$\omega(k) = \pm\sqrt{(g \cdot k) \cdot \tanh(k \cdot h)} \tag{2.28}$$

$$v_{ph} = \frac{\omega(k)}{k} = \pm\sqrt{\left(\frac{g}{k}\right) \cdot \tanh(k \cdot h)} \tag{2.29}$$

Et si l'eau est assez profonde, kh >>1, alors tanh (kh)≃1.
Les expressions de dispersion et de vitesse de phase deviennent :

$$\omega(k) = \pm\sqrt{(g \cdot k)} \tag{2.30}$$

$$v_{ph} = \frac{\omega(k)}{k} = \pm\sqrt{\left(\frac{g}{k}\right)} \tag{2.31}$$

Aujourd'hui, il existe différents modèles permettant la représentation analytique de ces deux types de vagues linéaires (les vagues capillaires et les vagues de gravité), soit en définissant un spectre de surface, soit en utilisant

la loi de distribution des pentes. Dans la suite, nous présentons les spectres d'Elfouhaily et de Pierson-Moskowitz, ainsi que les distributions des pentes de Gauss et de Cox & Munk.

2.2.1.7 Spectre d'Elfouhaily

Le spectre d'Elfouhaily a été décrit dans [17], [18] et [19]. Il a été développé dans les années 1990. Le spectre d'une mer complètement développée d'Elfouhaily se traduit de la façon suivante:

$$S(k) = \frac{B_L(k) + B_H(k)}{k^3} \tag{2.32}$$

Avec $B_L(k)$, les contributions des vagues de gravité (basses fréquences), $B_H(k)$ les contributions des vagues de capillarité (hautes fréquences).
Le terme $B_L(k)$ (vagues de gravité) est donné par:

$$B_L(k) = \frac{\alpha_p c_p}{2c}.F_p \left\{ \begin{array}{l} F_p = \Lambda^{\Gamma}.\exp\left[-\frac{5}{4}\left(\frac{k_p}{k}\right)^2\right]\exp\left[-\Omega\frac{\left(\sqrt{\frac{k}{k_p}}-1\right)}{\sqrt{10}}\right],\ \Gamma = e^{78.125\left(\sqrt{\frac{k}{k_p}}-1\right)^2/\left(1+4\Omega^{-3}\right)^2} \\ \text{où :} \\ 0.84 \le \Omega \le 1..\Lambda = 1{,}7,\ \ 1 \le \Omega \le 5..\Lambda = 1{,}7 + 6\log\Omega,\ \alpha_p = 6.10^{-3}\Omega^{\frac{1}{2}},\ k_p = \frac{g\Omega^2}{U_{10}^2} \\ \mathrm{c(k)} = \left[\frac{\mathrm{g}\left(1+\frac{\mathrm{k}^2}{k_m^2}\right)}{k}\right]^{1/2},\ c_p = \frac{U_{10}}{\Omega}, k_m = 363.rad/m, \Omega = 0.84\tanh\left\{\left(\frac{X}{X_0}\right)^{0.4}\right\}^{-0.75} \\ \text{Avec } \mathrm{X_0} = 2{,}2\cdot 10^4, \text{X désigne le fetch du vent exprimé en m} \end{array} \right\} \tag{2.33}$$

Le terme $B_H(k)$ (vagues de capillarité) est donné par:

$$B_H(k) = \frac{\alpha_m c_m}{2c}.F_m \left\{ \begin{array}{l} F_m = \exp\left(-\frac{1}{4}\left(\frac{k}{k_m}-1\right)^2\right) \\ \alpha_m = 10^{-2}\left\{\begin{array}{l} 1+\ln\left[\frac{U_f}{c(k_m)}\right] U_f \le c(k_m) \\ 1+3\ln\left[\frac{U_f}{c(k_m)}\right] U_f \ge c(k_m) \end{array}\right\} \\ c_m = \sqrt{\frac{2g}{k_m}} \\ \mathrm{c(k)} = \left[\frac{\mathrm{g}\left(1+\frac{\mathrm{k}^2}{k_m^2}\right)}{k}\right]^{1/2} \\ k_m \approx 363 rad/m, g = 9.81.\mathrm{m.s^{-2}} \end{array} \right\} \tag{2.34}$$

α_p et α_m sont les paramètres des vagues de gravité et de gravité-capillarité introduits par Philips et Kitaigorodskii. c_p est la vitesse de la phase du pic de gravité, c_m, la vitesse de phase minimum des vagues de gravité-capillarité, et k_p, le pic de gravité. U_f désigne la vitesse de friction (vitesse limite du vent à la surface de la mer) et Ω est l'inverse de l'âge d'une vague [18].

Le spectre d'Elfouhaily décrit ci-dessus, est un spectre omnidirectionnel. C'est-à-dire qu'il ne dépend pas de la direction du vent.
Il permet de modéliser la surface de mer loin des côtes (mer de houle), où la surface de mer dépend seulement de la vitesse du vent U_z qui est donnée en fonction de l'altitude z(m) [20]:

$$U_z = \frac{U_f}{0,4}\ln\left(\frac{z}{z_0}\right) où \cdot z_0 = \frac{0,684}{U_f} + 4,28\cdot 10^{-5}\cdot U^2{}_f - 4,43\cdot 10^{-2} \qquad (2.35)$$

Nous présentons dans le tableau (2-1) l'échelle de Beaufort qui est une échelle de mesure empirique, comportant 13 niveaux pour décrire la vitesse moyenne du vent. Cette échelle est aussi souvent utilisée pour décrire l'état de la surface maritime en fonction de la vitesse du vent.

Degré de Beaufort	Description	Vitesse moyenne du vent (m/s)	Vitesse moyenne en nœuds	Hauteur des vagues (m)
0	Calme	0,0-0,2	<1	-
1	Très légère brise	0,3-1,5	1-3	0,1 (0,1)
2	Légère brise	1,6-3,3	4-6	0,2 (0,3)
3	Petite brise	3,5-5,4	7-10	0,6 (1)
4	Jolie brise	5,5-7,9	11-16	1 (1,5)
5	Bonne brise	8-10,7	17-21	2 (2,5)
6	Vent frais	10,8-13,8	22-27	3 (4)
7	Grand frais	13,9-17,1	28-33	4 (5,5)
8	Coup de vent	17,2-20,7	34-40	5,5 (7,5)
9	Fort coup de vent	20,8-24,4	41-47	7 (10)
10	Tempête	24,5-28,4	48-55	9 (12,5)
11	Violente tempête	28,5-32,6	56-63	1,5 (16)
12	Ouragan	>32,7	>64	4

Tableau 2-1: Echelle de Beaufort [21]

Dans la figure (2-3), nous avons tracé l'amplitude du spectre d'Elfouhaily pour différentes vitesses du vent.

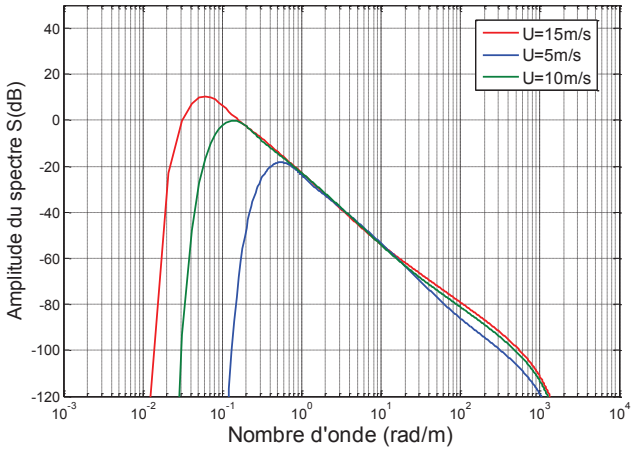


Figure 2-3: Amplitude du Spectre d'Elfouhaily

Nous remarquons, qu'en augmentant la vitesse du vent, l'amplitude du spectre S (dB) augmente et cela pour des nombres d'onde spatiale faibles. Ce qui montre l'influence de la vitesse du vent sur le spectre d'Elfouhaily. Par contre, pour des valeurs du nombre d'onde spatial élevées, cette influence est faible. Nous remarquons aussi que l'influence du vent redevient importante pour k>20rad/sec environ (c'est d'ailleurs ce qui permet de mesurer la vitesse du vent par diffusiométrie hyperfréquence).

Pour prendre en compte la direction du vent et le nombre d'ondes k des vagues, Elfouhaily a complété le spectre omnidirectionnel $S(k)$ par la fonction angulaire suivante [18]:

$$f(k,\phi) = \frac{1}{2\pi}\left(1 + \Delta(k)\cos(2\phi - \phi_{vent})\right) \tag{2.36}$$

$$a_0 = 0.173,\ a_p = 4 \text{ et } a_m = 0.13\frac{U_f}{c_m}, U_f = U_{10}\cdot\sqrt{C_{10}} \text{ avec } C_{10} = 0.8 + 0.065.U_{10} \tag{2.37}$$

Avec U_{10}, la vitesse du vent à une hauteur de 10 m au-dessus de la surface de mer.

La figure 2-4 représente la fonction angulaire en fonction des différentes vitesses du vent.

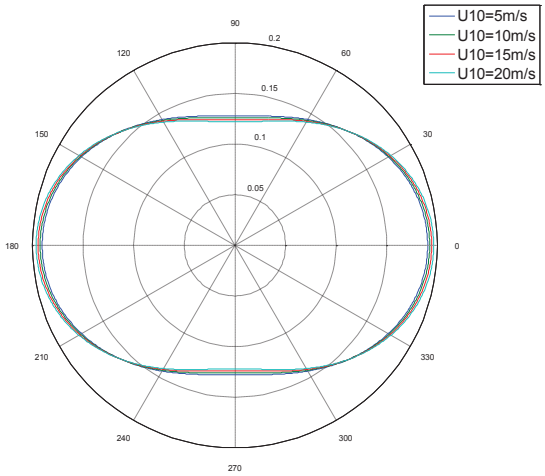


Figure 2-4: Fonction de répartition angulaire f (k,Φ) pour k=10 , U_{10}=5 m/s , U_{10}=10 m/s, U_{10}=15 m/s U_{10}=20 m/s

Sur les figures (2-5 et 2-6), nous avons présenté deux profils de mer générés en utilisant le spectre d'Elfouhaily, pour deux vitesses de vent différentes (U_{10}=5 m/s et U_{10}=10 m/s où U_{10} désigne la vitesse du vent à une hauteur de 10 m au-dessus de la surface de mer).

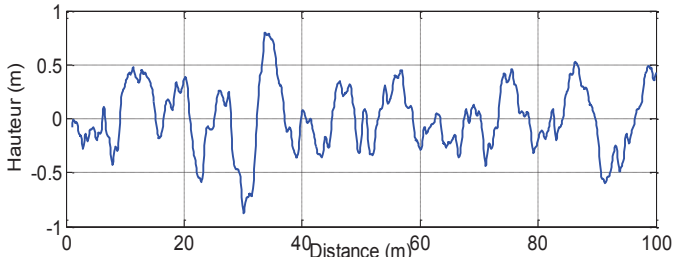


Figure 2-5: Profil de la surface de mer (Spectre d'Elfouhaily, U_{10}=5 m/s)

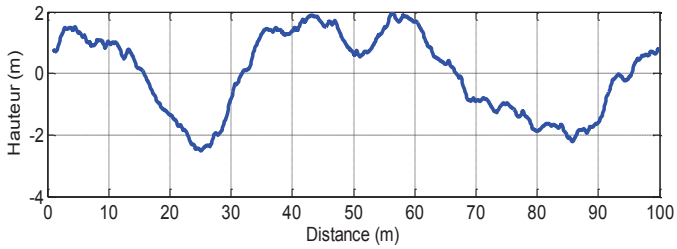


Figure 2-6: Profil de la surface de mer (Spectre d'Elfouhaily, U_{10}=10 m/s)

2.2.1.8 Spectre de Pierson-Moskowitz

Le spectre de Pierson-Moskowitz (PM) [22], [23] est une relation empirique qui définit la distribution de l'énergie en fonction de la fréquence au sein de l'océan. Développé en 1964, le spectre (PM) est l'une des plus simples descriptions de la distribution d'énergie. Il suppose que si le vent souffle régulièrement pendant une longue période sur une grande surface, les vagues finiront par atteindre un point d'équilibre avec le vent. Ceci est connu comme une mer complètement développée. Son amplitude s'écrit de la façon suivante :

$$S_{PM}(k) = \frac{4{,}05.10^3}{k^3} \exp\left[\frac{-0.74.g^2}{k^2 U^4{}_{19}}\right] \tag{2.38}$$

Avec les conventions suivantes :

- g=9,81 m.s^{-2} est l'accélération due à la pesanteur
- U_{19} est la vitesse du vent à une hauteur de 19 m au-dessus de la surface de mer.
- k est le nombre d'onde en rad/m.

Sur la figure (2-7), nous avons tracé l'amplitude du spectre de Pierson-Moskowitz pour différentes valeurs de la vitesse du vent. La vitesse du vent est prise à 19 mètres au dessus du niveau de la mer.

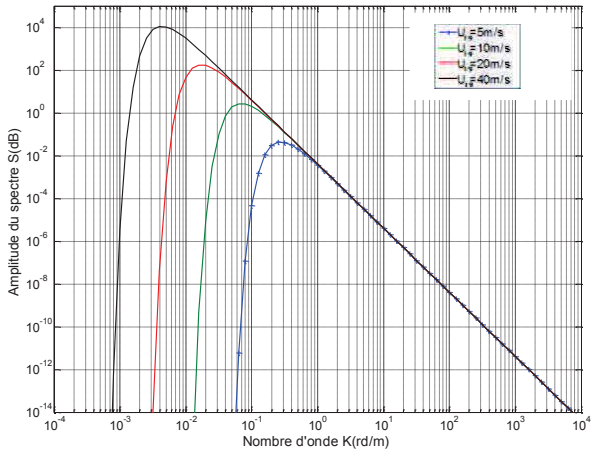


Figure 2-7: Spectre de Pierson-Moskowitz

Concernant l'évolution du spectre de Pierson-Moskowitz, on note les mêmes tendances que pour le spectre d'Elfouhaily, c'est-à-dire que plus la vitesse augmente, plus l'amplitude du spectre a une valeur élevée pour un nombre d'onde spatial faible. Par contre, pour des valeurs du nombre d'onde spatial élevées, l'influence du vent sur le spectre est négligeable.

La définition précédente du spectre de Pierson-Moskowitz ne tient pas compte de la direction du vent. Pour cela, l'expression précédente est complétée par une fonction angulaire telle que:

$$S_{PM}(k,\phi) = S_{PM}(k).f(k,\phi) \tag{2.39}$$

La fonction angulaire $f(k,\phi)$ est définie par :

$$f(k,\phi) = \frac{1}{2\pi}\left(\left(1 + \Delta(k)\cos(2\phi)\right)\right) \tag{2.40}$$

Où Φ désigne l'angle entre la direction de propagation de l'onde et la direction du vent.

Nous avons représenté sur la figure (2-8), la fonction angulaire $f(k,\phi)$ pour différentes valeurs de la vitesse du vent. Nous observons sur cette figure une symétrie par rapport à la direction du vent et une déformation pour différentes valeurs de la vitesse.

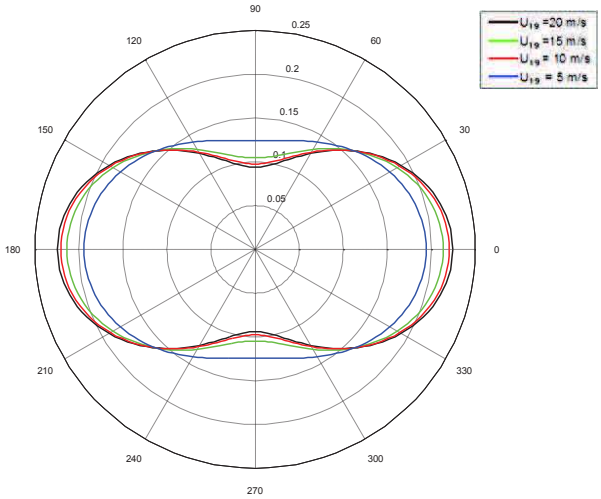


Figure 2-8: Fonction angulaire de Pierson-Moskowitz pour différentes valeurs des vitesses du vent à une altitude de 19 m au-dessus de la surface de mer

Sur les figures (2-9 et 2-10), nous avons présenté deux profils de mer générés par le spectre de Pierson-Moskowitz, pour deux valeurs de la vitesse du vent (U_{19}=5 m/s et U_{19}=10 m/s où U_{19} désigne la vitesse du vent à une hauteur de 19 m au-dessus de la surface de mer).

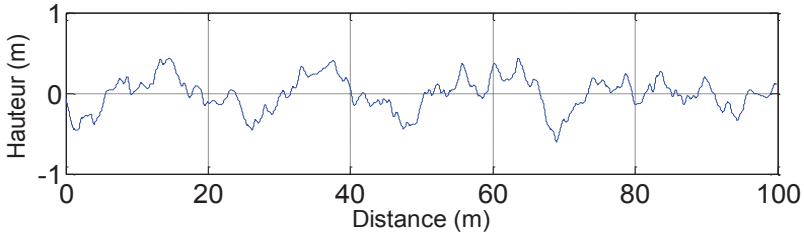


Figure 2-9: Profil de la surface de mer généré en utilisant le spectre de Pierson-Moskowitz pour une vitesse du vent de U_{19}=5 m/s.

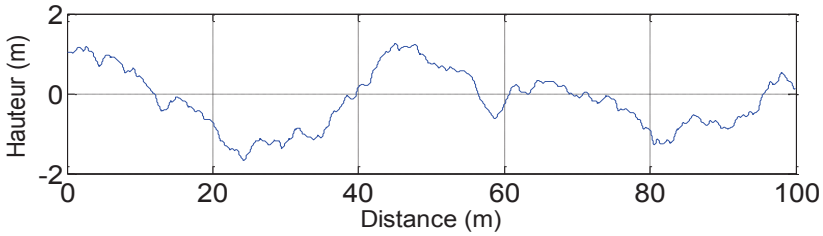


Figure 2-10: Profil de la surface de mer généré en utilisant le spectre de Pierson-Moskowitz pour une vitesse du vent de U_{19}=10 m/s.

Il existe d'autres outils de représentation d'une surface aléatoire rugueuse. Parmi ces outils, on peut citer la distribution des pentes. Nous nous intéresserons par la suite à deux distributions, celle de Gauss et celle de Cox & Munk.

2.2.1.9 Distribution de Cox & Munk

La distribution de Cox & Munk a été développée en 1954 quand Cox et Munk ont montré à partir des mesures expérimentales, que le vent influait sur l'asymétrie de la distribution des pentes (elle augmente avec le vent) [24]:

$$P_r(P_x, P_y) = \frac{F(z_x, z_y)}{2\pi\sigma_u\sigma_c} \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{z^2{}_x}{\sigma^2{}_u} + \frac{z^2{}_y}{\sigma^2{}_c}\right)\right) \tag{2.41}$$

avec

$$F(Z_x, Z_y) = 1 - \frac{c_{21}}{2}\left[\frac{z_y^2}{\sigma_c^2} - 1\right]\frac{z_x}{\sigma_u} - \frac{c_{03}}{6}\left[\frac{z_x^3}{\sigma_u^3} - 3\frac{z_x}{\sigma_u}\right] + \frac{c_{40}}{24}\left[\frac{z_x^4}{\sigma_c^4} - 6\frac{z_y^2}{\sigma_c^2} + 3\right] + \frac{c_{22}}{4}\left[\frac{z_y^2}{\sigma_c^2} - 1\right] + \frac{c_{04}}{24}\left[\frac{z_x^4}{\sigma_x^4} - 6\frac{z_y^2}{\sigma_x^2} + 3\right]$$

Et C_{40}, C_{22}, C_{04}, C_{21} et C_{03} sont des coefficients dépendants de la vitesse du vent $U_{12,5}$ donnée à une altitude de 12.5 mètres. Ils sont obtenus pour une mer propre et sont donnés par:

$$C_{21} = 0{,}01 - 0{,}0086.U_{12,5}; \quad C_{03} = 0{,}04 - 0{,}0033.U_{12,5}; \quad C_{40} = 0{,}4; \quad C_{22} = 0{,}12; \quad C_{04} = 0{,}23$$

z_x est la pente en direction du vent et z_y, la direction travers au vent.

Les variances des pentes, établies par Cox & Munk, pour une mer propre sont données par [24] :

$$\begin{cases} \sigma^2{}_u = 3{,}16.10^{-3}.U_{12.5} \\ \sigma^2 c = 0{,}003 + 1{,}92.10^{-3}.U_{12.5} \end{cases} \tag{2.42}$$

Pour une mer polluée, elles sont données par [24] :

$$\begin{cases} \sigma^2{}_u = 0{,}005 + 0{,}78.10^{-3}.U_{12.5} \\ \sigma^2 c = 0{,}003 + 0{,}84.10^{-3}.U_{12.5} \end{cases} \tag{2.43}$$

Un exemple d'illustration de la distribution de Cox & Munk est présenté sur la figure (2-11).

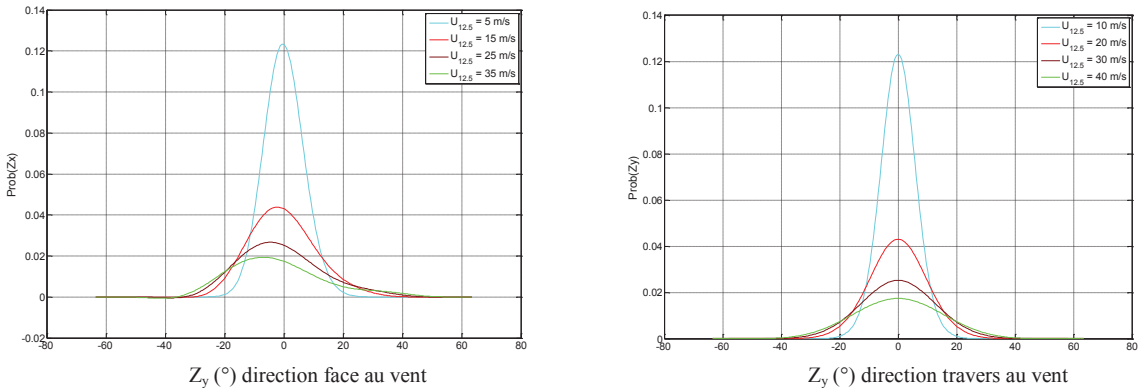


Figure 2-11: Distribution de Cox & Munk face et travers au vent.

La distribution des pentes de Cox & Munk décrit seulement les vagues de gravité.

2.2.1.10 Distribution de Gauss

La distribution de Gauss est une la loi symétrique de base. Elle peut aussi être déduite de la distribution de Cox et Munk. Son expression est donnée par :

$$P_r(z_x, z_y) = \frac{1}{2\pi\sigma_u\sigma_c} \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{z^2{}_x}{\sigma^2{}_u} + \frac{z^2{}_y}{\sigma^2{}_c}\right)\right) \tag{2.44}$$

où

σ_u et σ_c sont les variances des pentes.

La figure (2-12) illustre le comportement de cette distribution vis-à-vis de la force du vent dans les directions face et travers au vent.

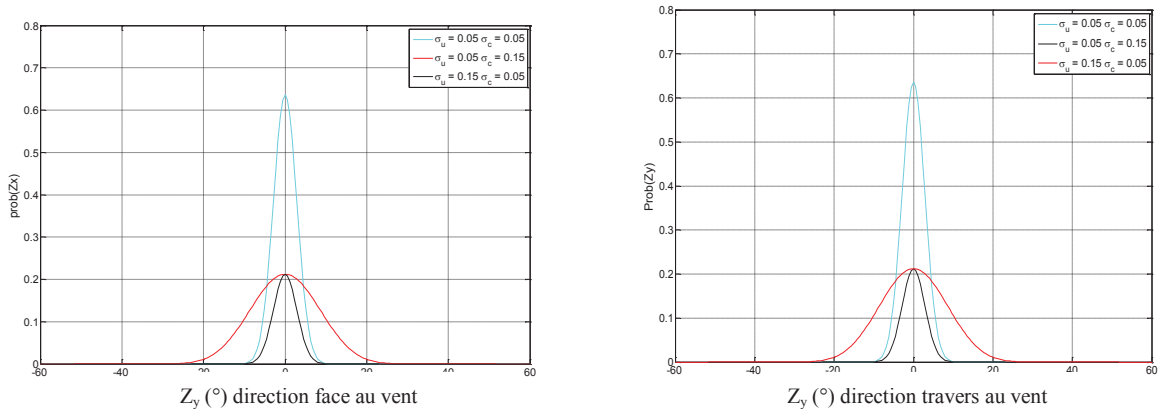


Figure 2-12: Distribution des pentes gaussienne face et travers au vent

Nous remarquons que cette distribution est symétrique qu'elle soit face ou travers au vent, ce qui montre qu'elle est indépendante de la direction du vent. Dans un cas réaliste, il nous faudrait une distribution des pentes prenant en compte les informations liées à la direction du vent. La distribution de Cox & Munk répond bien à ce critère.

2.2.1.11 Choix du modèle de description des vagues linéaires

Quelques modèles de description des vagues linéaires de la surface maritime ont été présentés dans cette section. Dans le cadre de nos travaux, nous avons adopté le spectre d'Elfouhaily. Ce dernier a été retenu pour plusieurs raisons. La première consiste en sa pertinence. Il est le résultat d'une synthèse de différents travaux sur les spectres comme ceux d'Apel (1994), de Donelan et Pierson (1987), de Phillips (1985), de Cox et Munk (1954), etc... La deuxième raison porte sur le fait que la description d'Elfouhaily tient compte du fetch (l'étendue de la surface de mer sur laquelle le vent souffle) et il intègre les vagues de capillarité.
Nous résumons dans le tableau 2.2, les principales caractéristiques des spectres d'Elfouhaily et de Pierson-Moskowitz.

Spectre	Vagues de gravité	Vagues de capillarité	Fetch
Pierson-Moskowitz	oui	non	non
Elfouhaily	oui	oui	oui

Tableau 2-2 – Eléments pris en compte dans les spectres présentés.

Jusqu'à maintenant, nous avons présenté les différents outils qui modélisent les vagues capillaires et les vagues de gravité (vagues linéaires), que ce soit avec des spectres ou avec des distributions des pentes. Ces outils permettent la représentation analytique d'une mer complètement développée (loin des côtes). Par contre, il existe aussi des phénomènes hydrodynamiques non linéaires qui produisent d'autres types de vagues, ce sont les vagues déferlantes. Dans la suite, nous présenterons ce dernier type de vagues.

2.2.2 Vagues déferlantes

Le déferlement est un processus dissipatif de l'énergie qui correspond à la dernière étape de la vie d'une vague et qui a lieu donc le plus souvent, à l'approche du rivage. Il peut être aussi présent en pleine mer dès que le vent dépasse environ 7m/s. Durant cette phase, la vague subira d'importantes transformations dans son comportement et dans sa structure.

Plusieurs travaux de recherche ont été menés sur ce type de vagues déferlantes, à la fois sur leurs formes et aussi sur leurs structures dynamiques [7, 25, 26, 27, 28, 29,30, 31].

Les vagues générées dans les eaux profondes se déplacent vers la côte. Lorsqu'elles s'approchent du rivage, elles arrivent dans des eaux d'une profondeur inférieure à la moitié de leur longueur d'onde. Leur longueur d'onde décroît, leur vitesse diminue, cependant que leur hauteur augmente. Quand la profondeur de l'eau de la côte diminue, les particules d'eau situées sur la crête de la vague n'ont plus assez de place pour décrire une orbite : la vague se brise.

La vague évolue dans deux zones bien distinctes : zone des hauts-fonds et zone de déferlement, séparées par un point dit « point de cassure » (Figure 2-13).

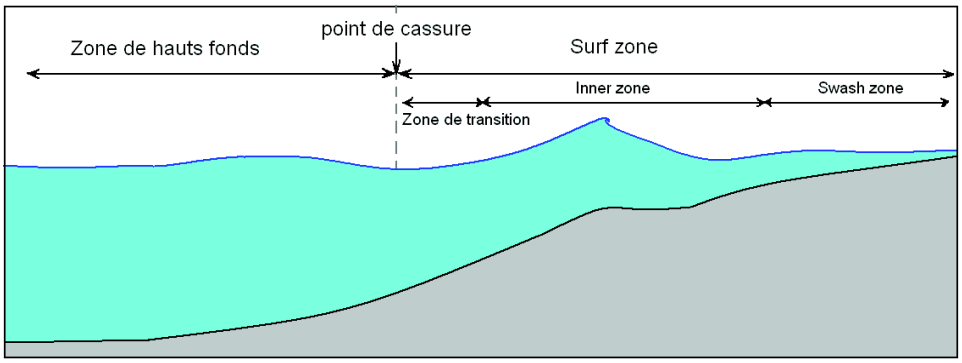


Figure 2-13: Zone de déplacement d'une vague déferlante

Dans la zone des hauts-fonds ou « shoaling zone», le mouvement est oscillatoire et irrotationnel. Les vagues subissent des variations considérables dues à l'atténuation de l'onde et au changement du spectre. Dans cette zone, la dissipation d'énergie est essentiellement dominée par les effets de frottement sur le fond ; les autres causes de dissipation telles que le vent ne jouent ici qu'un très petit rôle.

On appelle point de cassure ou point de déferlement, le début d'une zone maritime caractérisée par une hauteur d'eau estimée à 1,3 fois la hauteur de la vague en eaux profondes.

Stokes a prouvé qu'une vague avec un angle de crête (angle formé par les tangentes à la crête de la vague) inférieur à 120 degrés, se casse [16].

La zone de déferlement ou « Surf Zone », est la zone où les vagues progressent dans des eaux de profondeur inférieure à la moitié de leur longueur d'onde, donc elles déferlent. L'énergie d'une vague déferlante (énergie reçue par le vent) est dissipée. Une partie est réfléchie hors de la mer. Mais majoritairement, elle est dissipée en chaleur sur le rivage en un mouvement turbulent.

La zone de déferlement peut se subdiviser en trois sous-zones:

- Zone de transition : cette zone se trouve entre la vague non-déferlante et la vague déferlante. C'est une zone presque horizontale.
- «Inner zone»: c'est la zone où la vague déferle.
- «Swash zone»: c'est la zone où se situe le mouvement de va-et-vient des vagues.

Dans la littérature, nous distinguons généralement quatre types de déferlement [32] (figure 2-14), suivant la pente de la plage ξ_b :

$$\xi_b = \frac{\tan(\beta)}{\sqrt{\frac{H_b}{L_0}}} \tag{2.45}$$

Avec tan (β), le gradient bathymétrique, H_b l'amplitude de la houle au point de déferlement et L_0, sa longueur d'onde au large [32].

- Pour des pentes faibles ($\xi_b \leq 0{,}4$), les vagues déferlantes sont de type glissant «Spilling» (Figure 2-14).
- Pour des pentes un peu plus importantes ($0{,}4 \leq \xi_b \leq 2$), les vagues déferlantes sont de type plongeant «Plunging» (Figure 2-14).
- Pour des pentes plus importantes ($\xi_b = 2$), les vagues déferlantes sont de type effondrement «collapsing» (Figure 2-14).
- Pour des pentes abruptes ($2 \leq \xi b \leq 4$), les vagues déferlantes sont de type fronteal «surging» (Figure 2-14).

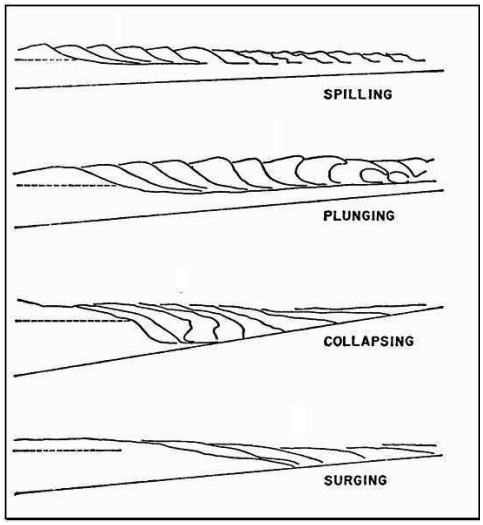


Figure 2-14: Profils des quatre types de déferlement [32]

2.2.2.1 Déferlement glissant

Le déferlement glissant («spilling breaking») est peu visible et survient rapidement. Il est caractérisé par des lames d'eau et une crête accompagnée d'une petite cascade d'eau bouillonnante qui glisse vers le rivage. La figure 2-15 montre un cas typique de déferlement glissant.

Figure 2-15: Déferlement glissant [33]

Généralement, les déferlements glissants se produisent dans des zones côtières et pour des vitesses du vent inferieures à 10 m/s. Néanmoins, nous pouvons trouver ce type de vagues déferlantes loin du rivage. C'est-à-dire dans des mers complètement développées.

2.2.2.2 Déferlement plongeant

Le déferlement basculant ou plongeant («plunging breaking») (figure 2-16) est le plus spectaculaire en forme d'arche. Il est caractérisé par une grande volute d'eau dissymétrique, et une face antérieure concave lisse presque verticale.
Le jet plongeant forme un tube d'air intérieur. La circulation d'eau autour de ce tube d'air provoque une accélération centrifuge qui s'équilibre avec un gradient centripète de pression. Ce phénomène retarde l'écroulement du tube d'air, alors que sa forme non circulaire et les instabilités hydrodynamiques tridimensionnelles tendent à réduire le temps d'existence du tube.
Ce type de vagues déferlantes se produit pour le cas des plages à pente moyenne. L'énergie est dissipée sur une très courte distance.

Figure 2-16: Déferlement plongeant [33]

2.2.2.3 Déferlement gonflant

Le déferlement à gonflement ou frontal (« surging breaking ») est caractérisé par une face antérieure des lames qui prend une forme dissymétrique de plus en plus bombée dans les hauts et se résout en masses d'eau fortement tourbillonnantes à mi-hauteur.

Les déferlements à gonflement forment de faibles vagues stationnaires qui arrivent sur la plage avec des turbulences générées par le frottement sur les fonds.

2.2.2.4 Déferlement à effondrement

Le déferlement à effondrement («collapsing breaking») représente un type intermédiaire entre le déferlement plongeant et le déferlement frontal. La figure 2-17 montre un cas typique de déferlement à effondrement.

Figure 2-17: Déferlement à effondrement [33]

Nous nous intéressons dans ce travail de thèse au premier type de vagues déferlantes (le déferlement glissant).

La théorie des ondes linéaires ne décrit pas la survenue de vagues déferlantes. Les calculs de la forme de ces événements sont trop compliqués à réaliser analytiquement.

Le principal problème se produit lorsque la face avant de la vague devient verticale ou dépasse même la verticale. Les solutions analytiques s'arrêtent à ce point. Des techniques numériques doivent être utilisées. Un grand effort a été fait sur la résolution numérique des effets hydrodynamiques [34, 35, 36, 37]. La solution de ce problème hydrodynamique ne se situe pas dans le cadre de ce manuscrit. Nous utiliserons seulement les résultats de ces calculs.

Aujourd'hui, il existe des travaux de simulation numérique de ce type de vague (le déferlement glissant). Nous pouvons citer par exemple les travaux réalisés par Scolan et al. [30], qui a mis en œuvre des algorithmes robustes permettant de rendre compte des mouvements non-linéaires de surface libre. Il serait sans aucun doute utile d'exploiter le travail réalisé ainsi que le code associé pour mener une étude comparative avec les profils générés à partir du code LONGTANK qui a été retenu dans le présent travail.

Nous présenterons par la suite des profils de vagues déferlantes issus du simulateur LONGTANK [7]. Ils seront utilisés tout au long de ce manuscrit.

2.2.2.5 Simulateur de vagues à déferlement glissant « LONGTANK »

LONGTANK est un code hydrodynamique développé à l'Université de Californie, Santa Barbara (UCSB). Les chercheurs de cette université ont mis au point un bassin à houle numérique (figure 2-18) permettant l'étude des groupes de vagues, les interactions vague-vague, le déferlement des vagues, et autres effets non-linéaires [7]. Leurs calculs des formes d'ondes sont cohérents avec les mesures expérimentales et observations de l'océan.

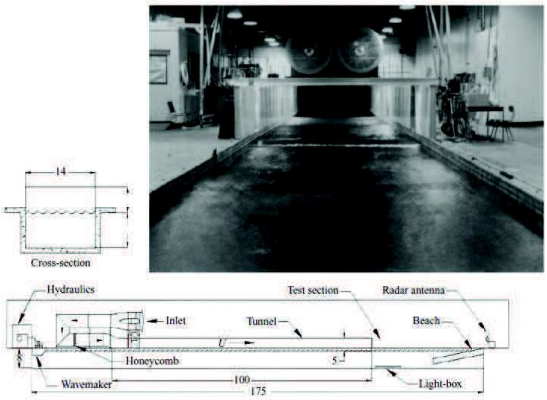


Figure 2-18: Vue d'un bassin à houle [7]

Le code LONGTANK simule numériquement l'événement des vagues déferlantes dans une cuve à houle. Les chercheurs ont commencé avec l'approche de pionnier. Suite à cette approche, ils ont réussi à décrire la limite de la surface libre utilisant la méthode BEM (Boundary integral Equation Method). Par la suite, la surface a été divisée en un certain nombre de sous-domaines, dont chacun a été évalué en utilisant le BEM et cela a permis l'évaluation efficace de toute la surface.

La figure 2-19 et 2-20 présentent une série de profils de vagues déferlantes avec une longueur d'onde de 2,3 m, simulée par LONGTANK. Cet exemple a été largement utilisé dans la littérature pour évaluer la diffusion électromagnétique de ce type de vagues, [4, 38]. Dans le travail présenté dans ce manuscrit, nous avons utilisé et exploité cet ensemble de profils, et ceci à la fois pour des simulations, mais aussi pour concevoir des profils en aluminium utilisés pour effectuer des mesures dans la chambre anéchoïque.

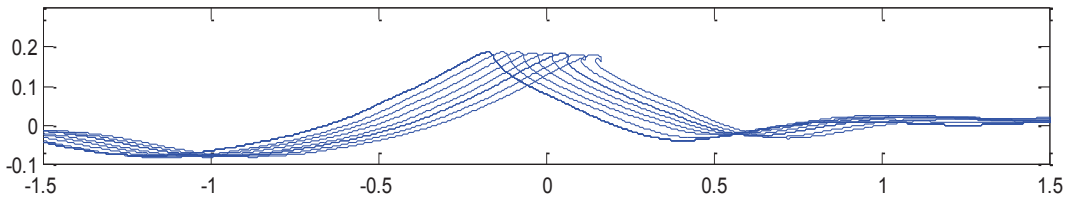


Figure 2-19: Exemple de profils de vagues déferlantes [7]

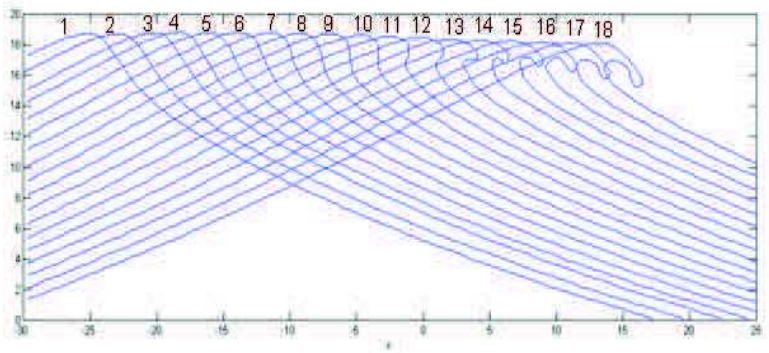


Figure 2-20: Exemple de profils de vagues déferlantes [7]

2.3 Description physique

Afin d'estimer la signature EM de la surface maritime, il est nécessaire de disposer des caractéristiques physiques de l'eau de mer. L'eau de mer étant considérée comme un milieu non magnétique (sa perméabilité magnétique est unitaire, $\mu = 1$), la caractérisation se fera (dans ce cas) uniquement à l'aide de la permittivité relative ε_r. Dans ce sens, cette section fait l'objet de la présentation de la formulation adoptée pour l'estimation de sa permittivité électrique et des notions de base pour la perméabilité magnétique.

2.3.1 Permittivité électrique

La permittivité d'un milieu est une grandeur exprimant sa capacité à stocker de l'énergie électrique en présence d'un champ électrique [1, 2].

La permittivité relative peut être décomposée de la manière suivante :

$$\varepsilon_r = \varepsilon' - j.\varepsilon'' \tag{2.46}$$

Où :

- ε′ désigne la partie réelle et représente la capacité du milieu à stocker de l'énergie électrique
- ε'' désigne la partie imaginaire et représente les pertes d'énergie du champ électrique dans le milieu.

Dans le cas de l'eau de mer, pour estimer la permittivité, nous avons retenu la formulation de Debye [1, 2, 39]. Ce modèle prend en compte l'influence de la fréquence de l'onde incidente, de la température et de la salinité de l'eau de mer:

$$\varepsilon_r = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_{st} - \varepsilon_\infty}{1 + (j\omega\tau)} - j\frac{\sigma}{\omega\varepsilon_0} \tag{2.47}$$

Avec :

- $\varepsilon_0 = 8{,}845.10 - 12$ F/m , désigne la permittivité de l'espace libre
- $\varepsilon_\infty = 4{,}8$ F/m, la permittivité électrique pour une très haute fréquence
- ε_{st} la permittivité statique,

Les détails concernant cette formulation de Debye sont donnés en Annexe 1.

Les figures 2-21et 2-22 illustrent respectivement les variations de la partie réelle ε' et de la partie imaginaire ε'' de la constante diélectrique de l'eau de la mer en fonction de la fréquence, pour différentes valeurs de température T et de salinité S.

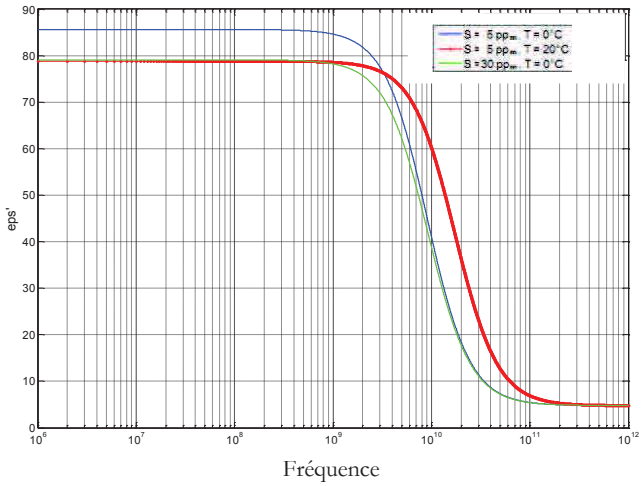


Figure 2-21: Partie réelle de la permittivité de l'eau de mer **(**Modèle de Debye) pour différent valeurs de température T et de salinité S.

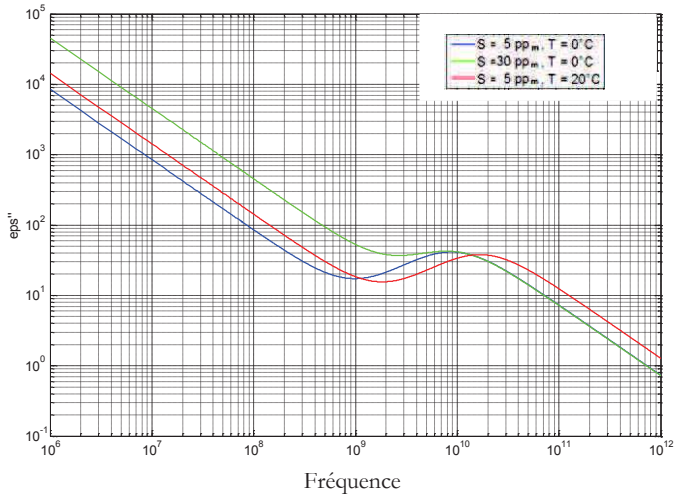


Figure 2-22: Partie imaginaire de la permittivité de l'eau de mer (Modèle de Debye) pour différent valeurs de salinité S et de température T.

2.3.2 Perméabilité magnétique

La perméabilité magnétique μ représente la faculté d'un matériau à produire un champ magnétique. En fait, le champ magnétique H et le champ d'induction magnétique B sont reliés par:

$$B = \mu H \tag{2.48}$$

où μ est la perméabilité magnétique du matériau (en Henry/mètre).

La perméabilité magnétique s'exprime:

$$\mu = \mu_0 . \mu_r \tag{2.49}$$

Ou μ_0 est la constante magnétique, et vaut 4 $\pi.10^{-7}$ H/m et μ_r désigne la perméabilité relative. Nous nous intéresserons à des milieux dont la perméabilité magnétique est unitaire, c'est à dire à des milieux ni diamagnétiques ni paramagnétiques.

2.4 Conclusion

Pour décrire une surface, il est important s'intéresser à ses aspects géométriques et physiques. En ce qui concerne l'aspect géométrique, nous nous intéresserons à la représentation spectrale de la surface pour modéliser les phénomènes hydrodynamiques linéaires (vagues de gravité et de capillarité). Dans ce travail de thèse, nous utiliserons le spectre d'Elfouhaily. Pour décrire les vagues non linéaires (vagues déferlantes glissantes), nous utiliserons les résultats issus du simulateur LONGTANK. Les propriétés physiques d'une surface que nous retiendrons, sont sa perméabilité magnétique et sa permittivité électrique. La permittivité électrique est une grandeur complexe dont la partie imaginaire représente les pertes électriques du milieu. Nous adopterons dans le présent travail, la formulation de Debye qui est fonction de la température, de la salinité et de la fréquence de l'onde émise. Après cette description géométrique et physique de la surface maritime, dans le chapitre suivant, nous présenterons les différentes modélisations de diffusion EM par une telle surface.

3 CHAPITRE

Modèle électromagnétique de diffusion hybride

Sommaire

3.1 Introduction 52
3.2 Approximation de Kirchhoff 52
3.3 Méthode des petites perturbations 55
3.4 Modèle à « deux échelles » 57
3.5 Choix du modèle EM asymptotique 60
3.6 Méthodes exactes (résolution numérique, cas des vagues déferlantes). 61
3.7 Méthode des moments (MoM) 64
3.8 Résolution du système matriciel (linéaire) 69
3.9 Modèle EM hybride (méthodes asymptotiques et méthodes exactes). 72
3.10 Conclusion. 90

Dans ce chapitre, nous présenterons dans un premier temps les différents modèles et méthodes (méthodes asymptotiques et exactes) de calcul et d'estimation de la diffusion EM par les surfaces rugueuses, notamment, ceux généralement utilisés dans le cas de la diffusion par la surface maritime. Ensuite, nous présenterons le modèle hybride permettant le calcul des coefficients de diffusion EM d'une surface maritime avec la prise en compte des phénomènes hydrodynamiques non linéaires (vagues déferlantes).

3.1 Introduction

Pour modéliser le problème de diffusion d'une onde électromagnétique par une surface maritime en présence de vagues linéaires et de vagues déferlantes, nous avons besoin d'adopter des modèles asymptotiques (ou approchés) pour la diffusion de Bragg (vagues linéaires) et des méthodes exactes pour décrire la diffusion non-Bragg (vagues déferlantes). Les modèles asymptotiques s'appuient sur des hypothèses physiques simplificatrices. Ils sont adaptés pour des surfaces rugueuses de grandes dimensions. Leurs avantages résident dans le temps de calcul qui est modérément faible, mais leurs estimations sont approchées. Par-contre, pour les méthodes exactes, les hypothèses sont beaucoup moins restrictives et leur domaine de validation est plus large.

Dans ce chapitre, nous présenterons quelques modèles et méthodes approchés (approximation de Kirchhoff, méthodes des petites perturbations, Modèle à « deux échelles »). Puis, nous présenterons la méthode des moments (MoM, FBM) qui appartient à la famille des méthodes exactes. Ces méthodes constituent les éléments de base de notre nouveau modèle hybride proposé.

3.2 Approximation de Kirchhoff

Ce paragraphe fait l'objet de la présentation d'une part, de la formulation générale de l'Approximation de Kirchhoff (AK), et d'autre part, de l'approximation de la phase stationnaire déduite de l'AK et qui est retenue pour l'estimation de la composante spéculaire.

L'approximation de Kirchhoff estime le champ diffusé à partir des équations de Stratton–Chu et de Maxwell. Elle a pour hypothèse de départ l'approximation qu'en chaque point de la surface, il existe un plan tangent à la surface qui peut se substituer à cette surface (figure 3-1). Néanmoins, l'expression déduite de cette hypothèse ne suffit pas à simplifier l'expression du champ diffusé pour la rendre exploitable. Pour cette raison, d'autres hypothèses sont nécessaires. En faisant l'hypothèse d'une phase stationnaire du champ, les coefficients de diffusion peuvent être calculés, notamment la contribution spéculaire. D'autres hypothèses sont possibles avec l'obtention de la méthode de l'approximation scalaire. Quelque soit l'approximation faite, ces méthodes approchées obtenues à partir de l'approximation de Kirchhoff ne sont valides que pour un rayon de courbure élevé par rapport à la longueur d'onde, une grande longueur de corrélation et un fort écart-type des hauteurs.

A partir de l'équation de Stratton-Chu, le champ EM diffusé s'exprime de la manière suivante [1]:

$$\vec{E}^{s} = -j.k.\frac{e^{-j.k.R_0}}{4.\pi.R_0}.\vec{n}_S.\Lambda\int[\vec{n}\Lambda\vec{E} - \eta_S.\vec{n}_S\Lambda(\vec{n}\Lambda\vec{H})]e^{j.k.\vec{r}.\vec{n}_S}\,ds \qquad (3.1)$$

Les quantités $\vec{n}\Lambda\vec{E}$ et $\vec{n}\Lambda\vec{H}$ sont difficiles à estimer. Pour cela, l'approximation de Kirchhoff [1] consiste à considérer que la surface autour de n'importe quel point est assimilable à un plan tangent à la surface en ce point. Les composantes tangentielles peuvent alors être exprimées en fonction des coefficients de Fresnel. Pour valider cette hypothèse, il faut que le rayon de courbure moyen soit plus grand que la longueur d'onde du signal émis.

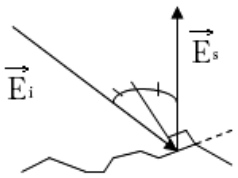


Figure 3-1 : Approximation de Kirchhoff (plan tangent)

En considérant un champ incident défini par:

$$\vec{E}_i = \vec{a}.e^{-j.k.(\vec{n}_i.\vec{r})} \tag{3.2}$$

Nous posons :

$$\begin{cases} \vec{t} = \dfrac{\vec{n}_i \Lambda \vec{n}}{\left\| \vec{n}_i \Lambda \vec{n} \right\|} \\ \vec{d} = \vec{n}_i \Lambda \vec{n} \end{cases} \tag{3.3}$$

Les composantes tangentielles des champs magnétique et électrique peuvent s'écrire :

$$\begin{cases} \vec{n}\Lambda\vec{E} = \left[\left(1+R_h\right)\left(\vec{a}.\vec{t}\right)\left(\vec{n}\Lambda\vec{t}\right) - \left(1-R_v\right)\left(\vec{n}\Lambda\vec{n}_i\right)\left(\vec{a}.\vec{d}\right)\vec{t}\right]e^{-jk(\vec{n}_i.\vec{r})} \\ \eta\left(\vec{n}\Lambda\vec{H}\right) = -\left[\left(1-R_h\right)\left(\vec{a}.\vec{t}\right)\left(\vec{n}.\vec{n}_i\right)\vec{t} + \left(1+R_v\right)\left(\vec{n}\Lambda\vec{t}\right)\left(\vec{a}.\vec{d}\right)\right]e^{-jk(\vec{n}_i.\vec{r})} \end{cases} \tag{3.4}$$

où R_h et R_v désignent les coefficients de réflexion de Fresnel respectivement en polarisation horizontale et verticale. Les deux coefficients sont exprimés en fonction de l'angle incident local θ_l, et en faisant l'hypothèse que l'indice de réfraction du milieu au-dessus de la surface soit égale à 1. Ils sont donnés par:

$$\begin{cases} R_h = \dfrac{\cos(\theta_l) - \sqrt{\varepsilon_r - \sin^2(\theta_l)}}{\cos(\theta_l) + \sqrt{\varepsilon_r - \sin^2(\theta_l)}} \\ R_v = \dfrac{\varepsilon_r.\cos(\theta_l) - \sqrt{\varepsilon_r - \sin^2(\theta_l)}}{\varepsilon_r.\cos(\theta_l) + \sqrt{\varepsilon_r - \sin^2(\theta_l)}} \end{cases} \tag{3.5}$$

où :

$$\cos(\theta_l) = \frac{\left[1 - \sin(\theta)\sin(\theta_s)\cos(\varphi - \varphi_s) + \cos(\theta)\cos(\theta_s)\right]^{\frac{1}{2}}}{\sqrt{2}}$$

(3.6)

Les angles θ_s et ϕ_s représentent les angles de diffusion.
On obtient :

$$\vec{E}^s = -j.k.\frac{e^{-j.k.R_0}}{4.\pi.R_0}.\vec{n}_s.\Lambda\int \vec{P}e^{j.k.\vec{r}.(\vec{n}_s - \vec{n}_i)}ds \tag{3.7}$$

L'expression (3.7) du champ diffusé est plus simple que l'expression (3.1) mais la présence d'une intégrale complexe rend difficile ce calcul. Une autre approximation est alors nécessaire : l'approximation de la phase stationnaire.

3.2.1 Approximation de la phase stationnaire

En partant de l'expression (3.7), nous pouvons utiliser l'approximation de la phase stationnaire qui suppose que seuls les points qui contribuent à la diffusion sont les points spéculaires, c'est-à-dire seuls les points où une réflexion spéculaire peut se produire entre la direction de l'onde incidente et celle de l'onde diffusée. Nous allons, dans cette partie, expliciter le calcul du coefficient de diffusion et nous donnerons le domaine de validité de cette méthode.

3.2.1.1 Coefficients de diffusion

Le calcul des coefficients de diffusion se fait d'abord par une simplification sur la phase de l'intégrale de l'équation (3.7). Nous la considérons comme stationnaire.

En posant Q comme étant la phase:

$$Q = \vec{k}.\vec{r}.(\vec{n}_S - \vec{n}_i) \tag{3.8}$$

Avec :

$$\begin{cases} q_X = k(\sin(\theta_S)\cos(\varphi_S) - \sin(\theta_i)\cos(\varphi_i)) \\ q_y = k(\sin(\theta_S)\sin(\varphi_S) - \sin(\theta_i)\sin(\varphi_i)) \\ q_z = k(\cos(\theta_S) - \cos(\theta_i)) \end{cases}$$

La condition de stationnarité est vérifiée si :

$$\begin{cases} \dfrac{\partial Q}{\partial x'} = 0 = q_x + q_z \dfrac{\partial z'}{\partial x'} = q_x + q_z.Z_x \\ \dfrac{\partial Q}{\partial y'} = 0 = q_y + q_z \dfrac{\partial z'}{\partial y'} = q_y + q_z.Z_y \end{cases} \tag{3.9}$$

où Z_x et Z_y désignent les pentes de la surface suivant les directions des x et des y.

On peut alors écrire :

$$\vec{E}^S = -j.k.\frac{e^{-j.k.R_0}}{4.\pi.R_0}.\vec{n}_S.\Lambda\vec{P}_0 \int e^{j.k.r(\overrightarrow{n_s} - \overrightarrow{n_i})} ds \tag{3.10}$$

Après simplification, nous obtenons l'expression suivante :

$$\sigma^S_{pq} = \frac{\pi.k^2.q^2}{q_z^4}.\left|U_{pq}\right|^2.\mathrm{Prob}(Z_X, Z_Y) \tag{3.11}$$

q_x, q_y et q_z dépendent de la géométrie d'observation et de la longueur d'onde de l'onde émise. Z_x et Z_y dépendent de la rugosité de la surface. U_{pq} désigne un paramètre de polarisation qui est en fonction de la géométrie d'observation et des paramètres physiques de la surface.

3.2.1.2 Domaine de validité

Pour pouvoir appliquer l'approximation de la phase stationnaire, certaines conditions doivent être validées [1] :

$$\begin{aligned} & k\sigma > \frac{\sqrt{10}}{\left|\cos(\theta_s) + \cos(\theta)\right|} \\ & kL > 6 \\ & kL > 2\sqrt{\sqrt{6\pi}}\sqrt{k\sigma} \end{aligned} \tag{3.12}$$

L'approximation de la phase stationnaire n'est valable que pour une longueur de corrélation supérieure à 6/k. De plus, une condition d'inégalité limite les valeurs d'écart-types des hauteurs par rapport à la longueur de corrélation suivant une loi en racine carré. Enfin, la validité de cette méthode dépend de l'angle incident et de l'angle d'observation. Plus ceux-ci sont de valeurs importantes (au delà de 30-40°), plus les conditions de validité sont restrictives. Cette méthode est alors inadaptée dans le cas d'angles rasants.

3.3 Méthode des petites perturbations

Quand les surfaces étudiées ont à la fois un écart-type des hauteurs et une longueur de corrélation petite devant la longueur de l'onde émise, alors on utilise la méthode des petites perturbations (SPM). La méthode des petites perturbations appartient à une très large famille de solutions à l'équation d'onde d'expansion de perturbation. L'émission est formulée comme un problème de valeur limite aux équations différentielles. L'idée de base est de trouver une solution en termes d'ondes planes qui correspondent aux conditions aux limites de la surface, en assurant la continuité de la composante tangentielle en dehors de la limite.

3.3.1 Domaine de validité

Le domaine de validité [1, 2] de cette méthode est :

$$|2kz\cos(\theta)| << 2\pi \tag{3.13}$$

$$\left|\frac{\partial z}{\partial x}\right| << 1 \qquad \left|\frac{\partial z}{\partial y}\right| << 1$$

Cela revient à écrire :

$$\begin{cases} k\sigma < 0.3 \\ m < 0.3 \end{cases}$$

où σ désigne l'écart-type des hauteurs et m, l'écart-type des pentes.

3.3.2 Calcul du champ diffusé

Le champ à la surface est développé en séries de perturbations [2]:

$$\vec{E}_p = \vec{E}_p^i + \vec{E}_p^s + \vec{E}_p^r \tag{3.14}$$

où p=h ou v et représente la polarisation.

On peut écrire le champ diffusé comme une superposition d'ondes planes d'amplitudes inconnues allant vers le récepteur [2]:

$$\vec{E}_p^s = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty} \vec{U}_p(k_x,k_y).e^{j(k_x x + k_y y - k_z z)} dk_x dk_y \tag{3.15}$$

où

$$\begin{aligned} k_x &= -k\cos(\theta_s)\cos(\varphi_s) \\ k_y &= -k\sin(\theta_s)\sin(\varphi_s) \\ k_z^2 &= k^2 - k_x^2 - k_y^2 \end{aligned} \tag{3.16}$$

Si l'hypothèse que la surface étudiée est peu rugueuse, alors le terme exponentiel peut être équivalent à la série de Taylor:

$$e^{-jk_z z(x,y)} = 1 - jk_z z(x,y) - \frac{(k_z z(x,y))^2}{2} + \ldots \tag{3.17}$$

Il en va de même pour l'amplitude :

$$\vec{U}_P(k_x,k_y) = \vec{U}_P^1 + \vec{U}_P^2 + \vec{U}_P^3 + \ldots \tag{3.18}$$

Le champ diffusé devient alors :

$$\vec{E}_P^S = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} (\vec{U}_P^1 + \vec{U}_P^2 + \ldots).(1 - jk_z z - \ldots) e^{j(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \tag{3.19}$$

En calculant les amplitudes au premier ordre, on obtient [2]:

$$\vec{E}_P^S = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} (j2k\cos(\theta)\alpha_{pq} Z(k_x + k\sin(\theta), k_y)).e^{j(k_x x + k_y y - k_z z)} dk_x dk_y \tag{3.20}$$

3.3.3 Calcul des coefficients de diffusion

L'expression des coefficients de diffusion prend en compte des surfaces stationnaires [1]:

$$\sigma_{pq}^S = 8.\left|k^2.\sigma.\cos(\theta).\cos(\theta_S).\alpha_{pq}\right|^2 .W(k_x + k.\sin(\theta), k_y) \tag{3.21}$$

avec

$$\alpha_{hs.hi} = \frac{\left[k_z' k_i'.\cos(\phi_s) - \mu_r \sin(\theta_i)\sin(\theta_s)\right](\mu_r - 1) - \mu_r^2(\varepsilon_r - 1)\cos(\phi_s)}{\left(\mu_r \cos(\theta_s) + k_z'\right)\left[\mu_r \cos(\theta_i) + k_i'\right]} \tag{3.22}$$

$$\alpha_{hs.vi} = \frac{\left[(\varepsilon_r - 1)\mu_r k_i' - \varepsilon_r(\mu_r - 1)k_z'\right]\sin(\phi_s)}{\left(\mu_r \cos(\theta_s) + k_z'\right)\left[\varepsilon_r \cos(\theta_i) + k_i'\right]} \tag{3.23}$$

$$\alpha_{vs.hi} = \frac{\left[(\mu_r - 1)\varepsilon_r k_i' - \mu_r(\varepsilon_r - 1)k_z'\right]\sin(\phi_s)}{\left(\varepsilon_r \cos(\theta_s) + k_z'\right)\left[\mu_r \cos(\theta_i) + k_i'\right]} \tag{3.24}$$

$$\alpha_{vs.vi} = \frac{\left[k_z' k_i'.\cos(\phi_s) - \varepsilon_r \sin(\theta_i)\sin(\theta_s)\right](\varepsilon_r - 1) - \varepsilon_r^2(\mu_r - 1)\cos(\phi_s)}{\left(\varepsilon_r \cos(\theta_s) + k_z'\right)\left[\varepsilon_r \cos(\theta_i) + k_i'\right]} \tag{3.25}$$

$W(k_x,k_y)$ désigne le spectre spatial normalisé des hauteurs de la rugosité de la surface, α_{pq} sont des coefficients dépendants de la permittivité électrique relative ε_r, des angles d'émission et d'observation, et de la polarisation. σ est l'écart-type des hauteurs et k est la nombre d'onde de l'onde émise.

3.3.3.1 Propagation avant

Dans la figure 3-2, nous présentons deux exemples de simulation réalisés utilisant la méthode SPM pour les configurations bistatique suivantes $\theta_i = -45°..et\theta_i = +45°$ et pour une vitesse du vent égale à 5m/s.

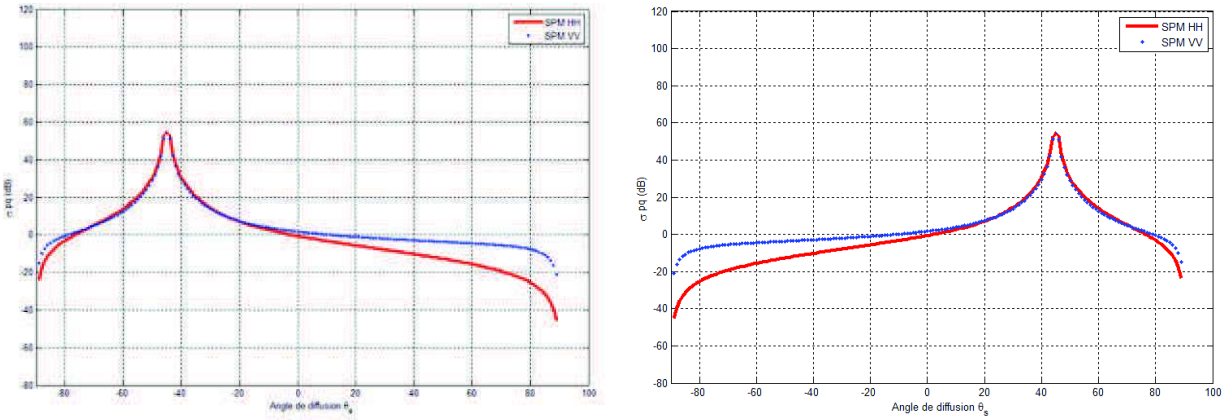


Figure 3-2 : Coefficients de diffusion dans le cas de la propagation avant pour θ_i=-45° et 45°, pour les polarisations HH et VV (vitesse du vent: 5 m/s).

3.4 Modèle à « deux échelles »

Dans la section 3.3 (page 55), nous avons indiqué que la méthode SPM est valable seulement pour des surfaces qui ont à la fois un écart-type des hauteurs et une longueur de corrélation petite devant la longueur d'onde de l'onde émise ($k.\sigma<0.3$), et que dans le cas où la surface possède plusieurs échelles de rugosité, ces conditions ne peuvent pas être remplies, ce qui nécessite donc de faire appel à d'autres méthodes, par exemple le modèle à 2 échelles.

L'une des formulations du modèle à 2 échelles consiste à assembler les modèles dits « classiques » - c'est-à-dire l'approximation de Kirchhoff et la méthode des petites perturbations et ce qui différencie chaque modèle est la manière de les assembler. En effet, le modèle à deux échelles retenu est fondé sur la méthode des petites perturbations (petite structure) avec l'intégration de la grande structure. Le modèle qui tient compte de deux échelles de rugosité est aussi développé pour estimer la composante diffusée. Par conséquent, pour disposer de la composante totale, alors on parle du modèle à 2 échelles composite [1] (associant la composante diffuse issue du modèle à deux échelles et la composante spéculaire issue de l'approximation de Kirchhoff).

Dans cette section, nous présentons le modèle à 2 échelles [1]. Nous considérons un repère global (x,y,z) – (figure 3-3).

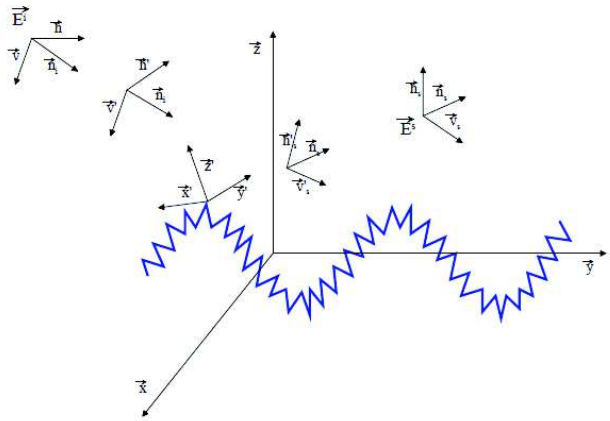


Figure 3-3:Géométrie d'observation dans le cas du modèle à « deux échelles »

Dans ce repère global, les bases à l'émission et à la réception sont définies par :

$$\begin{cases} \vec{n}_i = \sin\theta\cos\varphi.\vec{x} + \sin\theta\sin\varphi.\vec{y} - \cos\theta.\vec{z} \\ \vec{v}_i = -\cos\theta\cos\varphi.\vec{x} - \cos\theta\sin\varphi.\vec{y} - \sin\theta.\vec{z} \\ \vec{h}_i = -\sin\varphi.\vec{x} + \cos\varphi.\vec{y} \end{cases} \tag{3.26}$$

$$\begin{cases} \vec{n}_s = \sin\theta_s\cos\varphi_s.\vec{x} + \sin\theta_s\sin\varphi_s.\vec{y} + \cos\theta_s.\vec{z} \\ \vec{v}_s = \cos\theta_s\cos\varphi_s.\vec{x} + \cos\theta_s\sin\varphi_s.\vec{y} - \sin\theta_s.\vec{z} \\ \vec{h}_s = -\sin\varphi_s.\vec{x} + \cos\varphi_s.\vec{y} \end{cases} \tag{3.27}$$

Un repère local (x', y', z') est défini de telle façon que l'origine du repère soit le point d'impact du rayon incident sur la surface et que z' soit perpendiculaire à la tangente à la surface en ce point :

$$\begin{cases} \vec{z}' = \vec{n} = D_0\left[-Z_x\vec{x} - Z_y\vec{y} + \vec{z}\right] \\ \vec{y}' = \dfrac{\vec{n}\Lambda\vec{n}_i}{\left\|\vec{n}\Lambda\vec{n}_i\right\|} = D_1\left[\left(Z_y\cos\theta - \sin\theta\sin\varphi\right)\vec{x}\right] \\ \qquad + \left(\sin\theta\cos\varphi - Z_x\cos\theta\right)\vec{y} + (-Z_x\sin\theta\sin\varphi + Z_y\sin\theta\cos\varphi)\vec{z} \\ \vec{x}' = \vec{y}'\Lambda\vec{z}' = D_0D_1[\left\{\left(\sin\theta\cos\varphi - Z_x\cos\theta\right) + Z_y\sin\theta\left(-Z_x\sin\varphi + Z_y\cos\varphi\right)\right\}\vec{x} \\ \qquad + \left\{-Z_x\sin\theta\left(-Z_x\sin\varphi + Z_y\cos\varphi\right) - \left(Z_y\cos\theta - \sin\theta\sin\varphi\right)\right\}\vec{y} \\ \qquad + \left\{-Z_y\left(Z_y\cos\theta - \sin\theta\sin\varphi\right)\right\}\vec{z}] \end{cases} \tag{3.28}$$

où : $$D_1 = \left[(Z_y\cos\theta - \sin\theta\sin\varphi)^2 + (\sin\theta\cos\varphi - Z_x\cos\theta)^2 + (Z_y\cos\theta - \sin\theta\sin\varphi)^2\right]^{-1/2} \tag{3.29}$$

et $$D_0 = \left[Z_x^2 + Z_y^2 + 1\right]^{-1/2} \tag{3.30}$$

On peut alors définir, dans ce repère local, des bases de polarisation à l'émission $(\vec{v}_i', \vec{h}_i')$ et à la réception $(\vec{v}_s', \vec{h}_s')$ telles que :

$$\begin{cases} \vec{v}_i' = -\cos\theta'\cos\varphi'\vec{x}' - \cos\theta'\sin\varphi'\vec{y}' - \sin\theta'\vec{z}' \\ \vec{h}_i' = -\sin\varphi'\vec{x}' - \cos\varphi'\vec{y}' \end{cases} \tag{3.31}$$

$$\begin{cases} \vec{v}_s' = \cos\theta_s'\cos\varphi_s'\vec{x}' + \cos\theta_s'\sin\varphi_s'\vec{y}' - \sin\theta_s'\vec{z}' \\ \vec{h}_s' = -\sin\varphi_s'\vec{x}' - \cos\varphi_s'\vec{y}' \end{cases} \tag{3.32}$$

Les angles incidents locaux s'expriment alors :

$$\begin{cases} \cos\theta' = -\vec{n}.\vec{n}_i = D_0\left\{Z_x\sin\theta\cos\varphi + Z_y\sin\theta\sin\varphi + \cos\theta\right\} \\ \sin\theta' = \dfrac{D_1}{D_{00}} \end{cases} \tag{3.33}$$

$$\begin{cases} \cos\varphi' = \dfrac{D_1}{D_0}\vec{n}_i.\vec{x}' \\ \sin\varphi' = \dfrac{D_1}{D_0}\vec{n}_i.\vec{y}' \end{cases} \tag{3.34}$$

$$\begin{cases} \cos\theta'_s = \vec{n}.\vec{n}_s \\ \sin\theta'_s = \sqrt{1-(\vec{n}.\vec{n}_s)^2} \end{cases} \tag{3.35}$$

$$\begin{cases} \cos\varphi_s' = \dfrac{\vec{n}_s.\vec{x}'}{\sin\theta_s'} \\ \sin\varphi_s' = \dfrac{\vec{n}_s.\vec{y}'}{\sin\theta_s'} \end{cases} \tag{3.36}$$

Le champ émis dans la direction $\vec{n}_i$ est supposé parallèle au vecteur de polarisation. Dans ce cas :

$$\vec{E}^i = E^i_{v'}\vec{v}' + E^i_{h'}\vec{h}' = \left((\vec{a}.\vec{v}').\vec{v}' + (\vec{a}.\vec{h}').\vec{h}'\right)E_0 \tag{3.37}$$

On peut écrire le champ diffusé de la manière suivante :

$$\vec{E}^s = E^s_{v_s'}\vec{v}_s' + E^s_{h_s'}\vec{h}_s' \tag{3.38}$$

En rappelant la relation entre le champ émis et le champ diffusé :

$$\vec{E}^s = [S].\vec{E}^i \tag{3.39}$$

Où la matrice [S] s'exprime dans le repère global de la façon suivante :

$$[S] = \begin{bmatrix} \vec{v}_s'.\vec{v}_s & \vec{h}_s'.\vec{v}_s \\ \vec{v}_s'.\vec{h}_s & \vec{h}_s'.\vec{h}_s \end{bmatrix} . \begin{bmatrix} S_{v_s'v'} & S_{v_s'h'} \\ S_{h_s'v'} & S_{h_s'h'} \end{bmatrix} . \begin{bmatrix} \vec{v}'.\vec{v} & \vec{v}'.\vec{h} \\ \vec{h}'.\vec{v} & \vec{h}'.\vec{h} \end{bmatrix} \tag{3.40}$$

Les composantes du champ diffusé ont alors pour expression :

$$E^s_{pq} = (\vec{v}_s'.p)\left\{(q.\vec{v}').S_{v_s'v'} + (q.\vec{h}').S_{v_s'h'}\right\}E_0 + (\vec{h}_s'.p)\left\{(q.\vec{v}').S_{h_s'v'} + (q.\vec{h}').S_{h_s'h'}\right\}E_0 \tag{3.41}$$

Par conséquent, les coefficients de diffusion σ_{pq}^{S} s'écrivent alors :

$$\sigma_{pq}^{s} = \frac{4\pi R^2}{A} \cdot \frac{\left\langle \left| E_{pq}^{s} \right|^2 \right\rangle}{\left| E_{q}^{i} \right|^2} \tag{3.42}$$

Il est à noter que la moyenne d'ensemble $\left\langle \left| E_{pq}^{s} \right|^2 \right\rangle$ prend en compte en réalité deux opérations séparées de moyennage : l'une par rapport à la rugosité de petite échelle (pour passer des champs électriques à σ°), et une autre par rapport aux pentes de grande échelle. Pour effectuer cette moyenne d'ensemble par rapport à la rugosité de grande échelle, on a besoin d'une densité de probabilité des pentes de la surface (filtrée des petites échelles) pour pouvoir intégrer sur toutes les orientations.

3.5 Choix du modèle EM asymptotique

On dit qu'une surface est fortement ou faiblement rugueuse si la rugosité est respectivement grande ou petite par rapport au nombre d'onde de l'onde émie. Nous avons cité au début de ce chapitre, un des modèles valables pour des surfaces fortement rugueuses, c'est l'Approximation de Kirchhoff. Par contre, pour des surfaces faiblement rugueuses, nous avons présenté la méthode des petites perturbations (SPM). Pour calculer la réponse EM d'une surface possédant deux échelles de rugosité, nous pouvons utiliser le modèle à deux échelles (TSM) pour la composante diffuse, auquel on peut ajouter la composante spéculaire pour obtenir le modèle à deux échelles composite. Le tableau 3-1 illustre les caractéristiques des méthodes asymptotiques que nous avons présentées ci-dessus.

Méthode	Type de surface	Conditions
Approximation de Kirchhoff (Phase stationnaire)	Surface ayant une large rugosité *(Vagues de gravité)*	$R_c \gg \lambda$, R_c est le rayon de courbure de la surface
Méthode des petites perturbations (SPM)	Surface ayant une petite rugosité et de faibles pentes *(Vagues de capillarité)*	$\begin{cases} k\sigma < 0.3 \\ m < 0.3 \end{cases}$
Modèle à deux échelles (TSM)	Surface à deux échelles (composante diffuse) Combiné à l'approximation de Kirchhoff pour le calcul de la composante spéculaire (nous avons le modèle à deux échelles composite)	

Tableau 3-1: Caractéristiques et conditions des méthodes asymptotiques étudiées

Nous remarquons que le choix du type de méthodes asymptotiques dépend essentiellement du type de surface à traiter.

Pour la composante spéculaire, le choix s'est orienté vers l'Approximation de Kirchhoff (Phase stationnaire). Pour la composante diffuse, le choix s'est porté sur SPM pour sa simplicité, notamment au niveau de la programmation informatique. En plus, dans ce premier travail d'étude de la signature électromagnétique du déferlement, nous avons opté pour des surfaces peu rugueuses observées en propagation avant. Par contre, le modèle TSM est l'une des approches les plus pertinentes. Son utilisation s'intègre bien dans les perspectives offertes au présent travail avec l'utilisation d'autres modèles du type WCA…

Dans le cadre de ce travail de thèse, nous considérons le cas d'une surface maritime à une seule dimension. Par conséquent, la méthode approchée SPM1 est adaptée pour ce type de problème 1D. Dans ce contexte, la convention géométrique d'observation 2D retenue est donnée par la figure 0-4.

3.6 Méthodes Exactes (résolution numérique, cas des vagues déferlantes)

Les méthodes exactes ou rigoureuses sont utilisées pour étudier les problèmes de diffusion EM où les méthodes approchées sont encore peu développées pour des surfaces de forte rugosité et aussi aux configurations avec des angles rasants. Nous avons opté pour les méthodes exactes permettant ainsi de calculer la diffusion EM des vagues non linéaires (vagues déferlantes, forme de la crête assez complexe).

Les méthodes de résolution numérique peuvent être organisées en deux grandes classes, elles sont présentées ci-dessous.

La première classe est la méthode différentielle où le problème à résoudre est mis sous forme d'équations aux dérivées partielles. Parmi ces méthodes, nous pouvons citer celles des éléments finis (FEM, Finite Element Method) [40, 41] et celles des différences finies FDTD (Finite-Difference Time-Domain).

La deuxième classe concerne les méthodes intégrales de frontière. Elles ramènent le problème extérieur à une équation sur chaque interface, et sont mieux adaptées aux problèmes de diffraction. Elles sont principalement fondées sur les Equations Intégrales (IE). Les équations utilisées sont formulées soit dans le domaine temporel MOT (Marching-On-in-Time method) [42], soit dans le domaine fréquentiel. Pour les équations intégrales du domaine fréquentiel, elles peuvent être discrétisées en utilisant la Méthode des Moments (MoM) [42]. Ainsi, le problème est transformé en un système matriciel.

Dans la littérature, il n'y a pas une méthode universelle capable de résoudre la totalité des problèmes d'électromagnétisme. Chaque méthode possède son propre domaine de validité et son choix dépend de plusieurs facteurs (domaine de fréquence, type de surface considérée, …). Dans notre cas et puisque la géométrie d'une vague déferlante est assez complexe, nous avons choisi d'utiliser la méthode intégrale (MoM) pour simuler sa signature électromagnétique.

3.6.1 Méthodes intégrales

Les méthodes intégrales reposent sur la résolution d'équations intégrales. Ce problème est obtenu en décrivant les équations de Maxwell.

L'équation intégrale du champ électrique (EFIE) est une relation entre le champ incident connu et le courant de surface traité qui induit le champ diffusé [43, 44].

3.6.1.1 Milieu parfaitement conducteur

Dans cette partie, nous établirons les équations intégrales dans le cas d'un problème 1D concernant une surface parfaitement conductrice (Figure 3-4):

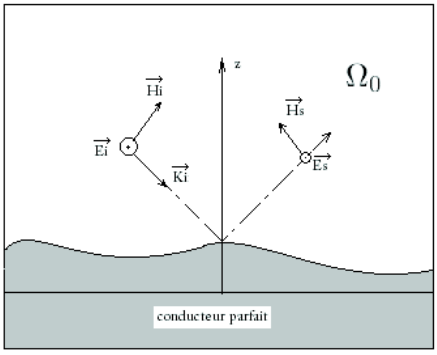


Figure 3-4: Problème 1D concernant une surface parfaitement conductrice

La surface 1D considérée est illuminée par une onde EM incidente ($\vec{E}_i$). Une partie du champ est transmise et une autre partie est diffusée ($\vec{E}_s$) par la surface. Le champ électromagnétique total ($\vec{E}_r$) à la surface est donné par [45]:

$$\vec{E}(r) = \vec{E}_i(r) + \vec{E}_S(r) \tag{3.43}$$

Le champ total $\vec{E}(\bar{r})$ vérifie l'équation de Helmholtz dans le milieu supérieur :

$$\Delta\vec{E}(r) + k_0^2\vec{E}(r) = 0 \tag{3.44}$$

En introduisant la fonction de Green $g(r,r')$ en espace libre (voir annexe 3), l'équation (3.44) devient [46,47,48]:

$$(\Delta + k_0^2)g(r,r') = -\delta(r-r') \tag{3.45}$$

Avec $g_0(r,r') = -\frac{i}{4}H_0^1(k|r-r'|)$ et H_0^1 est la fonction de Hankel du premier type et d'ordre zéro (voir annexe 3).

En appliquant la fonction de Green, nous obtenons l'équation suivante [46] :

$$\iint_\Omega [E(r)\Delta g_0(r,r') - g_0(r,r')\Delta E(r)]dr = -\int_s [E(r)\frac{\partial g_0(r,r')}{\partial n} - g_0(r,r')\frac{\partial E(r)}{\partial n}]ds + \int_{s_\infty} [E(r)\frac{\partial g_0(r,r')}{\partial n} - g_0(r,r')\frac{\partial E(r)}{\partial n}]ds \tag{3.46}$$

Avec S_∞ la surface à l'infini.
En utilisant l'équation (3.44) et (3.45) dans le terme gauche de l'équation (3.46), nous obtenons [43]:

$$\iint_\Omega [E(r)\Delta g_0(r,r') - g_0(r,r')\Delta E(r)]dr = \iint_\Omega [E(r)\left(-k^2 g_0(r,r') - \delta(r-r')\right) + g_0(r,r')k^2E(r)]dr = -\iint dr\,\delta(r-r')E(r) \tag{3.47}$$

$$= \begin{cases} -E(r')si.r' \in \Omega_0 \\ 0.....si.r' \notin \Omega_0 \end{cases} \tag{3.48}$$

Et pour le terme à droite, nous obtenons [46] :

$$\int_{s_\infty} [E(r)\nabla g_0(r,r') - g_0(r,r')\nabla E(r)]ds\,\hat{n} = -E_i(r') \tag{3.49}$$

Finalement, nous obtenons [46] [49] [50]:

$$E_i(r') + \int ds\,\hat{n}[E(r)\nabla g_0(r,r') - g_0(r,r')\nabla E(r)] = \begin{Bmatrix} +E(r')si.r' \in \Omega_0 \\ 0.....si.r' \notin \Omega_0 \end{Bmatrix} \tag{3.50}$$

Pour le cas ou $r' \notin \Omega_0$ l'équation obtenue s'appelle Théorème d'extinction.

3.6.1.2 Conditions aux limites de Dirichlet

Les conditions aux limites de Dirichlet correspondent au cas TE de diffusion électromagnétique avec $\vec{E} = E\vec{y}$:

$$E(r) = 0 \tag{3.51}$$

3.6.1.3 Condition aux limites de Neumann

Les conditions aux limites de Neumann au cas TM de diffusion électromagnétique avec $\vec{H} = H\vec{y}$:

$$\hat{n}\nabla E(r) = 0 \tag{3.52}$$

Avec $\hat{n}$, la normale à la surface, orientée vers les z positifs.

A partir de l'équation (3.50) et pour le cas TE, le champ total $\vec{E}$ est relié au champ incident $\vec{E}_i$ par l'équation intégrale du champ électrique (EFIE : Electric Field Integral Equation) [46] [51]:

$$E_i(r') = \int g_0(r,r')\nabla E(r)ds..\forall r' \in S \tag{3.53}$$

Dans le cas TM, l'équation intégrale du champ magnétique (MFIE : Magnetic Field Integral Equation) s'écris [40] :

$$E_i(r') = \frac{1}{2}E(r) - \int ds\nabla g_0(r,r')E(r)..\forall r' \in S \tag{3.54}$$

3.6.1.4 Milieu inférieur diélectrique

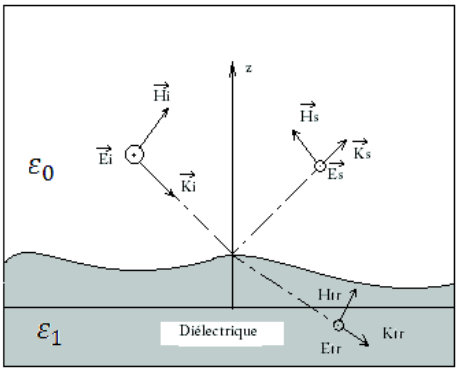


Figure 3-5 Cas d'un milieu diélectrique

La Figure 3-5 représente le cas du problème d'une surface 1D diélectrique, avec ε_1 la constante diélectrique du milieu au-dessous de la surface et ε_0, la constante diélectrique au-dessus de la surface supposée égale à celle du vide. Nous définissons aussi le vecteur d'onde de module $k_1 = \sqrt{\mu_1\varepsilon_1}$.

Dans le cas d'une surface diélectrique, les conditions de rayonnement de l'onde diffusée sont les mêmes que dans le cas d'un milieu parfaitement conducteur, auxquelles il faut ajouter une autre condition de rayonnement sur l'onde transmise:

$$\Delta E_{tr}(r) + k_0^2 E_{tr}(r) = 0 \tag{3.55}$$

Soit $\vec{E}_1(r) = \vec{E}_i(r) + \vec{E}_S(r)$, le champ total au-dessus de la surface considérée et $\vec{E}_2 = \vec{E}_{tr}$, le champ total au- dessous de la surface, les conditions aux limites pour ce problème s'écrivent:

$$\forall r \in S : E_1(r) = E_2(r)..et..\frac{\partial E_1(r)}{\partial n} = \frac{1}{\rho}\frac{\partial E_2(r)}{\partial n} \tag{3.56}$$

Si $\rho = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_0}$, nous sommes dans le cas TM et si $\rho = 1$, nous sommes dans le cas TE.

L'onde transmise dans le milieu diélectrique vérifie l'équation de Helmoltz [46]:

$$(\Delta + k_1^2)E_{tr} = 0 \tag{3.57}$$

Nous pouvons alors écrire les relations qui relient le champ E_1 avec le champ incident E_i [46]:

$$\begin{cases} +\frac{1}{2}E_1(r') - \int dsE_1(r')\frac{\partial g_0(r,r')}{\partial n} + \int dsg_0(r,r')\frac{E_1(r')}{\partial n} = E_i(r') \\ -\frac{1}{2}E_1(r') - \int dsE_1(r')\frac{\partial g_1(r,r')}{\partial n} + \rho\int dsg_1(r,r')\frac{E_1(r')}{\partial n} = 0 \end{cases} \tag{3.58}$$

Avec $g_1 = -\frac{i}{4}H_1^1(k_1|r-r'|)$, la fonction de Green.

Dans notre système, les inconnues sont E_1 (le champ total) et $\frac{\partial E_1(r')}{\partial n}$ (le courant de surface). Pour résoudre ce système, il existe plusieurs méthodes. Parmi ces méthodes, on distingue la méthode des moments (MoM) qui est la plus utilisée dans la littérature. Dans le paragraphe suivant, nous décrirons les différentes étapes de cette méthode.

3.7 Méthode des moments (MoM)

La méthode des moments est une technique de résolution numérique des équations linéaires qui peuvent s'écrire sous la forme [52] [53] :

$$Lf = g \tag{3.59}$$

Où L désigne un operateur intégral, f est l'inconnue et g est une fonction donnée. Dans notre cas, f désigne le champ total (E_1) au-dessus de la surface considérée ou le courant de surface, $\frac{\partial E_1(r')}{\partial n}$.

La méthode des moments (MoM) consiste à projeter l'inconnue f sur une base de fonction :

$$f \approx \sum a_n f_n \tag{3.60}$$

Où a_n sont les amplitudes ou coefficients inconnus, et f_n , les fonctions de base.

Si on remplace l'équation (3.60) dans (3.59), nous obtenons une nouvelle équation à résoudre :

$$Lf = L\sum_{n=1}^{N} a_n f_n = g \tag{3.61}$$

On projette l'équation (3.61) précédente sur une base de fonctions test notée $\{w\}_{m=1...M}$ définie de la manière suivante :

$$\sum_{n=1}^{N} a_n < w_m \cdot Lf_n >=< w_m \cdot gg >, \text{m} = 1...\text{M}, \tag{3.62}$$

Où $\langle . \rangle$ désigne le produit scalaire

L'équation (3.62) peut être écrite sous une forme matricielle [50]:

$$Z_{mn} X_m = b_m \text{ avec } \begin{cases} Z_{mn} = < w_m \cdot Lf_n > \\ X_m = a_m \\ \\ b_m = < w_m \cdot g > \end{cases} \tag{3.63}$$

Pour résoudre ce système, il suffit de déterminer les $X_m = a_m$.

Dans la suite, nous choisirons la fonction Dirac comme fonction test w_m et la fonction rectangulaire (pulse basis) comme fonction de base f_m.

Nous appliquerons la méthode de résolution numérique des moments (MoM) pour le problème diélectrique ainsi que pour le cas d'une surface parfaitement conductrice.

3.7.1 Cas d'un milieu parfaitement conducteur

Nous avons appliqué la méthode des moments sur l'équation intégrale en fonction du champ électrique (EFIE) et dans le cas de la polarisation TE :

$$E_i(r') = \int \mathrm{g}(\mathrm{r}, r') \frac{\partial E_1(r')}{\partial n} . \mathrm{ds} \forall r' \in S \tag{3.64}$$

Où r est le vecteur pointant la portion élémentaire ds.

Nous avons choisi la fonction rectangulaire (pulse basis) comme une fonction de base f_m :

$$f_n(x) = \begin{cases} 1 \, si \, x \in [x_n - \frac{\Delta x}{2}, x_n + \frac{\Delta x}{2} \\ 0 \, si \, non \end{cases} \Bigg\} n = 1 \ldots N \tag{3.65}$$

La fonction Dirac a été choisie comme une fonction de test ainsi les fonctions w_m sont données par :

$$w_m(x) = \delta(x - x_m) . m = 1 \ldots N \tag{3.66}$$

L'objectif ici est de déterminer le courant de la surface, $\frac{\partial E_1(r')}{\partial n}$ qui va être projeté sur la base de fonctions f_n (pulse basis, figure 3-6)

$$\frac{\partial E_1(r)}{\partial n} \approx \sum_{n=1}^{N} \frac{\partial E_1(r_n)}{\partial n} f_n \tag{3.67}$$

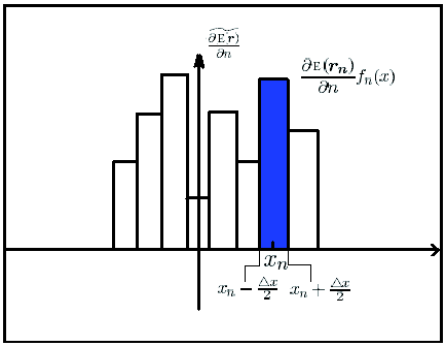


Figure 3-6: Fonction de base

Nous avons fait une projection du courant de la surface, $\frac{\partial E_1(r)}{\partial n}$ sur la fonction de base f_n [40].

Nous avons discrétisé la surface S de longueur L, par des pas $\Delta x = \frac{L}{N}$, avec N désignant le nombre d'échantillons (Figure 3-7).

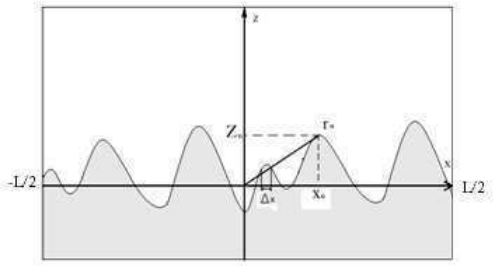


Figure 3-7: Discrétisation de la surface

Dans ce cas, l'équation (3.64) peut s'écrire [43]:

$$E_i(r') = \int_{-L/2}^{L/2} g(r,r')\frac{\partial E}{\partial n} dl$$
$$avec..dl = dx\sqrt{1+\left(\frac{dz}{dx}\right)^2} \tag{3.68}$$

On pose :

$$b(x') = E_i(x',z') \tag{3.69}$$

$$\sqrt{1+\left(\frac{dz}{dx}\right)^2}\frac{\partial E(r)}{\partial n} = U(x) \tag{3.70}$$

$$K(x',x) = g(x,z;x',z') \tag{3.71}$$

L'équation (3.68) peut être écrite [43]:

$$b(x_m) = \int_{-L/2}^{L/2} dxK(x',x)U(x) \tag{3.72}$$

L'équation (3.72) peut être présentée sous une forme matricielle en appliquant la méthode des moments (MoM). L'équation précédente devient [46]:

$$b(x_m) = \int_{-L/2}^{L/2} dxK(x_m, x)U(x).avec.x_m = x', m = 1...N \tag{3.73}$$

On peut par la suite remplacer l'intégrale par une sommation, en projetant U(x) sur la fonction de base f (pulse basis) [46]:

$$b(x_m) = dx\sum_{\substack{n=1\\ m\neq m}}^{N} K(x_m, x)U(x_n) + \int_m dxK(x_m, x)U(x) \tag{3.74}$$

$$\int_m dxK(x_m, x) = 2\int_{x_m}^{x_m+\frac{\Delta x}{2}} dxK(x_m, x) \tag{3.75}$$

$$\approx \frac{i}{2}\int_0^{\frac{\Delta x}{2}} dx[1 + i\frac{2}{\pi}\ln(\frac{\gamma}{2}kx\sqrt{\left(1+\left(f'(x_m)\right)^2\right)} \tag{3.76}$$

$$\approx \frac{i\Delta x}{4}\left\{1 + i\frac{2}{\pi}\ln(\frac{\gamma}{2}kx\sqrt{\left(1+\left(f'(x_m)\right)\right)^2}\right\} \tag{3.77}$$

$$\approx \frac{i\Delta x}{4}\left\{1 + i\frac{2}{\pi}\ln\left(\frac{\gamma}{4le}kxdl_m\right)\right\}.avec.dl_m = dx\sqrt{\left(1+\left(f'(x_m)\right)^2\right)}, \gamma \approx 0.5772 \tag{3.78}$$

En utilisant les équations (3.74), (3.78), l'équation (3.73) peut être écrite [46]:

$$\sum_{n=1}^{N} Z_{mn}.U_n = b_m \tag{3.79}$$

$$\text{Avec :}\ Z_{mn} = \begin{cases} dxK(x_m, x_n).pour.m \neq n \\ \frac{i\Delta x}{4}\left\{1 + i\frac{2}{\pi}\ln\left[\frac{\gamma}{4e}kdl_m\right]\right\}.pour.m = n \end{cases} \tag{3.80}$$

Pour déterminer le courant de surface, il existe plusieurs techniques. Nous nous utiliserons la décomposition Lu ou la technique FBM.

Pour le problème TM, nous avons appliqué, comme précédemment, la méthode MoM sur l'équation intégrale du champ magnétique, et nous avons obtenu le système suivant [46]:

$$\sum_{n=1}^{N} Z_{mn}.U_n = b_m \tag{3.81}$$

Avec:

$$Z_{mn} = \begin{cases} -\dfrac{idxk_0 H_1^{(1)}(k_0 \|r_n - r_m\|)}{4\|r_n - r_m\|}.\left(z'(x_n)(x_n - x_m) - (z(x_n) - z(x_m)\right) pour.m \neq n \\ \dfrac{1}{2} - \dfrac{z''(x_m).dx}{4\pi(1+z'(x_m))^2}.pour.m = n \end{cases} \tag{3.82}$$

3.7.2 Cas d'un milieu diélectrique

En reprenant l'équation intégrale (3.64), dans le cas d'une surface diélectrique, nous avons :

$$\begin{cases} +\dfrac{1}{2}E_1(r') - \int dsE_1(r')\dfrac{\partial g_0(r,r')}{\partial n} + \int dsg_0(r,r')\dfrac{\partial E_1(r')}{\partial n} = E_{in}(r') \\ -\dfrac{1}{2}E_1(r') - \int dsE_1(r')\dfrac{\partial g_1(r,r')}{\partial n} + \rho\int dsg_1(r,r')\dfrac{\partial E_1(r')}{\partial n} = 0 \end{cases} \tag{3.83}$$

Avec $g_1 = \dfrac{i}{4}H_0^1(k_1|r-r'|)$ la fonction de Green.

Nous appliquons de la même façon que précédemment la méthode MoM et obtenons le système matriciel suivant [46]:

$$\begin{cases} \sum_{n=1}^{N} A_{mn}.U_n + \sum_{n=1}^{N} B_{mn}.U_n = b_m \\ \sum_{n=1}^{N} C_{mn}.U_n + \rho\sum_{n=1}^{N} D_{mn}.U_n = 0 \end{cases} \tag{3.84}$$

Avec :

$$A_{mn} = Z_{mn} = \begin{cases} dxK(x_m, x_n).pour.m \neq n \\ \dfrac{i\Delta x}{4}\left\{1 + i\dfrac{2}{\pi}\ln[\dfrac{\gamma}{4e}kdl_m\right\}.pour.m = n \end{cases} \tag{3.85}$$

$$B_{mn} = Z'_{mn} = \begin{cases} dxK_1(x_m, x_n).pour.m \neq n \\ \dfrac{z''(x_m)dx}{4\pi(1+z'(x_m))^2}.pour.m = n \end{cases} \tag{3.86}$$

$$C_{mn} = \begin{cases} -dxK_1(x_m, x_n).pour.m \neq n \\ \dfrac{1}{2} - \dfrac{z''(x_m)dx}{4\pi(1+z'(x_m))^2}.pour.m = n \end{cases} \tag{3.87}$$

$$D_{mn} = \begin{cases} -dxK(x_m, x_n).pour.m \neq n \\ \frac{1}{2} - \frac{z''(x_m)dx}{4\pi(1+z'(x_m))^2}.pour.m = n \end{cases} \tag{3.88}$$

Soit :

$$Z = \begin{bmatrix} A_{mn} & B_{mn} \\ C_{mn} & \rho D_{mn} \end{bmatrix} \tag{3.89}$$

$$X = \begin{bmatrix} E_1(r_n) \\ \frac{\partial E_1(r_n)}{\partial n} \end{bmatrix} \tag{3.90}$$

Par conséquent, le système (3.84) peut s'écrire sous la forme matricielle suivante:

$$\sum_{n=1}^{N} Z_{mn}.U_n = b_m \tag{3.91}$$

3.8 Résolution du système matriciel (linéaire)

3.8.1 Décomposition Lu

Sans condition, la décomposition Lu est l'une des méthodes classiques permettant la résolution d'un système matriciel linéaire:

$$b = Z.U \tag{3.92}$$

Cette méthode consiste à inverser par substitution les deux matrices Z (triangulaire inférieure) et U (triangulaire supérieure) pour déterminer le vecteur inconnu b.

3.8.2 FB (Forward-Backward)

La méthode FB est une technique de calcul permettant la résolution d'un système matriciel linéaire. Elle a été proposée par D.Holliday [54, 55, 56, 57] en 1996. Le principe de cette méthode, est d'orienter la surface de gauche à droite en prenant l'onde incidente comme référence. Dans un premier temps, nous supposons que le champ créé en un point de la surface ne provient que du coté gauche, puis nous le corrigeons en prenant en compte le champ provenant de la droite, cette approximation est itérative. L'avantage de cette méthode est qu'elle est adaptée à des surfaces complexes, comme une vague déferlante.

La méthode FB consiste à décomposer l'équation (3.93) en utilisant les équations (3.94) [4] [54, 55]:

$$Z.U = b \tag{3.93}$$

$$U = U_f + U_b \quad / \quad Z = Z_f + Z_s + Z_b \tag{3.94}$$

Où U_f désigne la composante d'avant du courant (due à des ondes qui se propagent vers l'avant du récepteur), U_b est la composante d'arrière du courant (due à des ondes qui se propagent vers l'arrière du récepteur), et Z_f, Z_s et Z_b sont respectivement, la partie triangulaire inférieure, la partie diagonale, et la partie triangulaire supérieure de Z (figure 3-8).

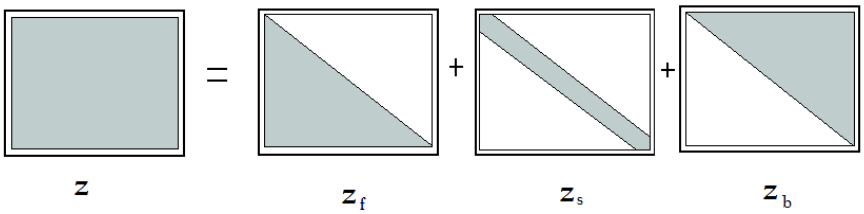


Figure 3-8: Décomposition de la matrice Z

En s'appuyant sur les équations (3.94), l'équation (3.93) peut s'écrire:

$$(Z_s + Z_f).U_f = b - Z_f.U_b \tag{3.95}$$

$$(Z_s + Z_b).U_b = -Z_b.U_f \tag{3.96}$$

Le système d'équations (3.95) et (3.96) peut se résoudre par itération:

$$(Z_s + Z_f).U_f(i) = b - Z_f.U_b(i-1) \tag{3.97}$$

$$(Z_s + Z_b).U_b(i) = -Z_b.U_f(i) \tag{3.98}$$

Nous commençons l'itération par $U_b(0) = 0$.

Apres la détermination du courant sur la surface, nous pouvons ainsi calculer les champs diffusés et par la suite, les coefficients de diffusion pour le cas TE (polarisation HH) et le cas TM (polarisation VV) à un facteur de normalisation près [46].

$$\sigma_{HH}(\theta_i, \theta_s) = \frac{\frac{1}{8\pi k}\left|\int_L \left\{\frac{ik(f_{x'}\sin\theta_s - \cos\theta_s)}{\sqrt{1+f_{x'}^2}} E - \frac{\partial E}{\partial n}\right\} e^{-ik(x\sin\theta_s + z\cos\theta_s)} dL\right|^2}{\sqrt{\frac{\pi}{2}}\beta\cos\theta_i\left(1 - \frac{1+2tg^2\theta_i}{2(k\beta)^2}\right)} \tag{3.99}$$

$$\sigma_{VV}(\theta_i, \theta_s) = \frac{\frac{1}{8\pi k}\left|\int_L \left\{\frac{ik(f_{x'}\sin\theta - \cos\theta)}{\sqrt{1+f_{x'}^2}} H - \frac{\partial H}{\partial n}\right\} e^{-ik(x\sin\theta + z\cos\theta)} dL\right|^2}{\sqrt{\frac{\pi}{2}}\beta\cos\theta_i\left(1 - \frac{1+2tg^2\theta_i}{2(k\beta)^2}\right)} \tag{3.100}$$

avec z=f(x), $f_{x'}$= df/dx et L est la longueur de la surface illuminée.
β désigne le paramètre d'atténuation d'une onde incidente atténuée d'une manière gaussienne. Cette dernière fera l'objet de la section suivante.

L'algorithme FB retenu et utilisé dans le cadre du présent travail, est développé en deux dimensions (x, z). Une extension à l'infinie est faite dans la troisième dimension (y), dans laquelle aucune des propriétés ne varient.

3.8.3 Onde incidente atténuée gaussiennement

Dans ce manuscrit, nous nous limiterons aux surfaces d'étendue finie. Pour éviter les effets de bord (diffraction, réflexion et parasite), le faisceau incident doit éclairer une zone centrale réduite, ainsi les courants et champs surfaçiques s'annulent aux extrémités de cette zone.

Pour un problème1 D (surface 2D), Thorsos [58] propose un champ incident $\psi_{inc}(r)$ atténué en amplitude aux bords de la surface:

$$|\psi_{inc}(r)|_{z=0} = \exp(-\frac{x^2}{\beta^2}) \tag{3.101}$$

Avec β désignant le paramètre d'atténuation. Ce paramètre est choisi en fonction de la longueur de la surface à traiter. Souvent, on prend β = L/4 où L est la longueur de surface à traiter (Figure 3-9) [58].

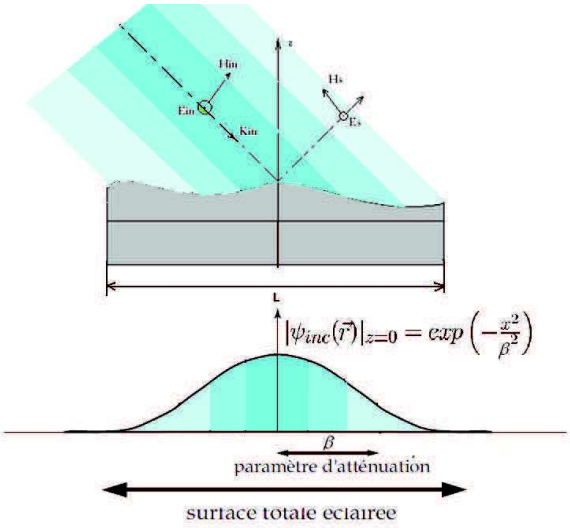


Figure 3-9: Représentation de l'onde de Thorsos [58]

Thorsos et al. partent de la représentation intégrale de l'onde incidente suivante [58]:

$$\psi_i(r) = \frac{1}{\sqrt{\pi\Delta\theta}} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \exp\left[-\frac{(\theta-\theta_i)^2}{(\Delta\theta)^2}\right] \exp(jk.r) d\theta \tag{3.102}$$

Où $\Delta\theta = 2/k\beta\cos\theta_i$ et $k = k(\sin\theta.x - \cos\theta.z)$.

Toporkov et al. déduisent la représentation approchée d'onde incidente [59]:

$$\psi_{inc}(r) = \exp(ik_{inc}.r).\exp(-\frac{(x+z\tan(\theta_i))^2}{\beta^2})\exp(i.k_{inc}.r.\omega(r)) \tag{3.103}$$

$$\text{Avec :} \quad \omega = \frac{[2\frac{(x+z.\tan(\theta_i))^2}{\beta^2} - 1]}{(kg\cos(\theta_i))^2} \tag{3.104}$$

$$k_{inc} = k(\sin(\theta_i)\hat{x} - \cos(\theta_i)\hat{z}) \tag{3.105}$$

$$\begin{cases} \exp(i.k_{inc}.r) : onde.plane \\ \exp(\frac{(x+z\tan\theta_i)^2}{\beta^2}) : terme.d'atténuation \\ \exp(ik_{inc}.r.\omega(r)) : terme.correctif \end{cases}$$

Le terme correctif permet à l'onde incidente de vérifier l'équation de Helmholtz [60] :

$$(\Delta + k^2)\psi_{inc} = \frac{\partial^2 \psi_{inc}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi_{inc}}{\partial z^2} + k^2 \psi_{inc} \tag{3.106}$$

$$= k^2 \psi_{inc} \left\{ -\omega^2 - 16 \frac{(x.\sin(\theta_i) - z\cos(\theta_i))^2 (x + z\tan(\theta_i)^2}{k^4 \beta^3 \cos^6(\theta_i)} + \frac{4ik(x.\sin(\theta_i) - z\cos(\theta_i)}{k^4 \beta^4 \cos^4(\theta_i)} [1 - \frac{4(x + z\tan(\theta_i))^2}{\beta^2} \right\}$$

Le terme entre parenthèses de l'équation (3.106) est de l'ordre $\approx \frac{1}{k^4 \beta^4 \cos^4(\theta_i)}$. Donc pour le cas des angles rasants ($\theta_i \to 90°.donc k^4 \beta^4 \cos^4(\theta_i) \to 0$) , nous avons une forme indéterminée. Par conséquent, pour résoudre ce problème, il faudrait imposer une valeur à g pour qu'il soit adéquat pour un angle d'incidence θ_i et une longueur d'onde λ. Généralement, on impose la condition :

$$\frac{1}{k\beta \cos(\theta_i)} \leq C \forall \theta_i \tag{3.107}$$

Où C est une constante petite par rapport à 1, (C=0.037 [61]).

3.9 Modèle EM hybride (méthodes asymptotiques et méthodes exactes)

Dans cette partie, nous décrivons le modèle électromagnétique hybride (figure 3-10) que nous avons développé pour calculer la réponse radar d'une surface maritime hétérogène avec la prise en compte des phénomènes linéaires en utilisant les méthodes asymptotiques et les effets hydrodynamiques de type « vagues déferlantes » en utilisant les méthodes exactes.

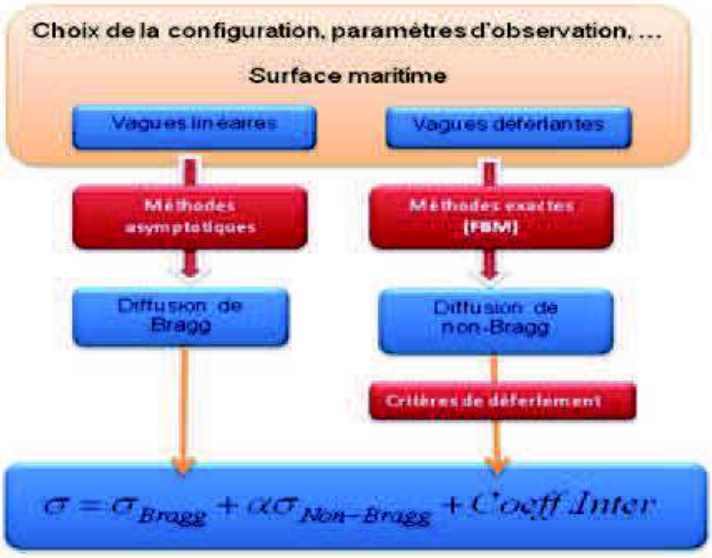


Figure 3-10: Méthodologie de calcul de la signature EM d'une surface en présence du déferlement

Le modèle électromagnétique hybride proposé pour le calcul de la signature EM d'une surface en présence du déferlement est basé sur une combinaison de méthodes asymptotiques (SPM) pour simuler la diffusion de Bragg (la réponse radar des vagues linéaires, vagues de capillarité et de gravité décrites en utilisant le spectre de mer d'Elfouhaily), et de méthodes exactes (MoM, FB) pour calculer la diffusion de non-Bragg (la réponse radar des vagues non-linéaires (vagues déferlantes en utilisant les résultats de code LONGTANK)). Dans ce cadre, nous avons calculé les deux coefficients (Bragg et non-Bragg) séparément puis nous avons effectué une addition des valeurs obtenues en négligeant le coefficient d'inter-corrélation. La sommation des coefficients de diffusion a été effectuée en considérant d'une part un coefficient de diffusion moyen calculé à partir des méthodes et modèles asymptotiques, d'autre part du coefficient de diffusion calculé pour une vague déferlante (déterministe) en utilisant une méthode exacte. Afin de disposer des coefficients homogènes et de tenir compte du coefficient d'inter-corrélation, il serait important d'effectuer un travail supplémentaire permettant de mieux analyser la combinaison des deux contributions. Par exemple, le coefficient $\sigma_{non\text{-}Bragg}$ aura une valeur qui va dépendre de la densité des vagues déferlantes par unité de surface.

Le paramètre α désigne la présence (α=1) ou pas (α=0) des pics de mer. Logiquement, c'est le coefficient $\sigma_{Non\text{-}Bragg}$ qui détermine la présence ou non d'un pic de mer, mais nous avons choisi de définir un paramètre qui nous permet le calcul ou pas du coefficient $\sigma_{Non\text{-}Bragg}$. C'est-à-dire, nous calculons $\sigma_{Non\text{-}Bragg}$ seulement dans les domaines spatial et fréquentiel caractérisés par la présence des pics de mer, ces deux domaines seront définis plus tard. Mais en réalité, comme une sommation vectorielle de la contribution des vagues linéaires et non linéaires est à l'origine de cette sommation, il serait important de trouver un mécanisme approprié qui serait optimisé pour une utilisation pratique permettant de réaliser cette opération (combinant la signature EM des vagues linéaires et non linéaires).

Par ailleurs, dans la suite et notamment au niveau des simulations, nous supposerons que le coefficient d'inter-corrélation est négligeable.

Le choix du modèle SPM pour simuler la diffusion de Bragg est justifié dans ce premier travail par l'état de la mer qui est caractérisé par des petites perturbations (vitesses du vent inférieures à 10 m/s).

3.9.1 Diffusion de Bragg

La Diffusion de Bragg est un mécanisme de résonance de diffusion lié à la diffraction des rayons X dans des matériaux solides. Ce dernier processus a été décrit par Bragg en 1913. La théorie de la diffusion des champs électromagnétiques (Radar) sur les surfaces légèrement rugueuses a été d'abord décrite par Rice en 1951 [62]. Rice a montré que la puissance rétrodiffusée à partir d'une surface rugueuse est proportionnelle à la valeur du spectre des hauteurs de la surface à un nombre d'onde donné. Son travail était basé sur les travaux de Rayleigh développés en 1929. Crombie [63] a été l'un des premiers qui a étudié la diffusion de Bragg par la surface maritime. Les travaux de Rice ont été améliorés et étendus à des modèles de surface composite par un certain nombre de chercheurs [64, 65, 66]. Dans le cas mono-statique, la géométrie de diffusion de Bragg est donnée par la figure 3-11 :

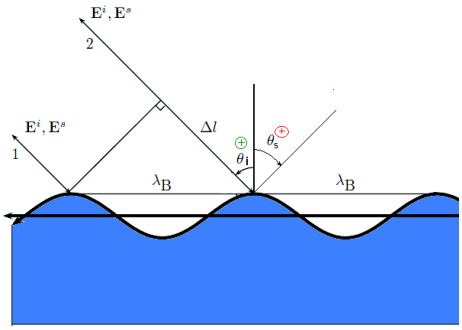


Figure 3-11: Diffusion de Bragg (configuration mono-statique $\theta_i = -\theta_s$)

Dans ce type de diffusion, nous pouvons exprimer la différence de marche entre les ondes diffusées en fonction de la longueur d'onde des vagues (λ_B) et l'angle d'incidence (θ_i):

$$\Delta l = \lambda_B \cos(\frac{\pi}{2} - \theta_i) = \lambda_B \sin(\theta_i) \tag{3.108}$$

La diffusion de Bragg se produit lorsque la différence de marche est égale à n fois la longueur d'onde λ_r, de l'onde incident d'où :

$$2 \cdot \Delta l = 2 \cdot \lambda_B \sin(\theta) = n \cdot \lambda_r \tag{3.109}$$

Ce type de diffusion a été décrit en utilisant les méthodes approchées du type SPM.

3.9.2 Diffusion de non-Bragg

La dispersion des vagues déferlantes est plus compliquée que les surfaces rugueuses linéaires en raison de sa forme. Ce type de surface ne peut pas être directement traité en utilisant les méthodes approchées comme KA, SPM, SSA, TSM, WCA ... Par conséquent, pour calculer la diffusion des vagues déferlantes, nous avons utilisé les méthodes exactes (Méthode des Moments (MoM)) et plus précisément la technique FB (Forward-Backward) développée par Holliday et al. [4]:

- La technique « Forward-Backward » a été développée pour résoudre l'équation intégrale de champ électrique (MFIE) pour une surface homogène y compris le cas des géométries avec des angles rasants [4].
- Holliday et al. ont montré aussi que cette méthode permet l'obtention de résultats très précis en bande X (10 GHz), et ceci même pour une surface très incurvée comme une vague déferlante (phase de déformation) [4].

A titre d'illustration, les régions de la crête des profils de la surface considérée dans ce travail sont présentées dans la figure. 3.12. Ces profils ont été générés par le code numérique hydrodynamique «LONGTANK» tel que décrit par Wang et al. [7]. Ces profils sont aussi examinés par Holliday et al. (Cas 2.4.) [4]. La séquence représente l'évolution temporelle d'une vague de longueur d'onde 2,3 m, dans une période de 1,212 s et dont la période de déferlement plongeant est de 0,204 secondes. Les vagues générées en utilisant le code LONGTANK ont des profils en une seule dimension, donc toutes les analyses électromagnétiques se font seulement en fonction de x et z.

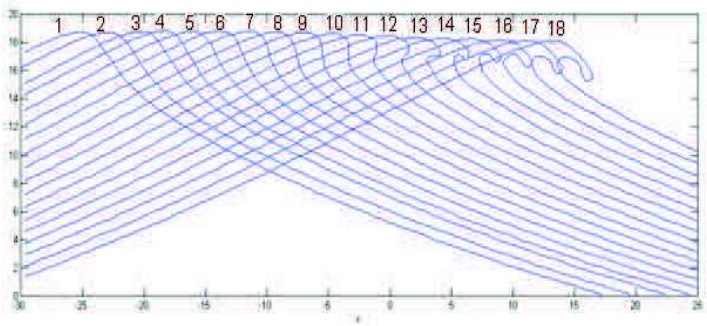


Figure 3-12: Exemple de profil de vagues déferlantes.

Normalement, il existe quatre types de mécanisme de diffusion d'une vague déferlante Figure 3-13. Nous trouvons un seul mécanisme simple trajet (figure 3-13-a), c'est la diffusion de la crête de vague, et trois

mécanismes multi-trajets (double) (figure 3-13-b-c-d) qui sont dus à la propagation de l'onde électromagnétique entre la crête et la face avant de la vague.

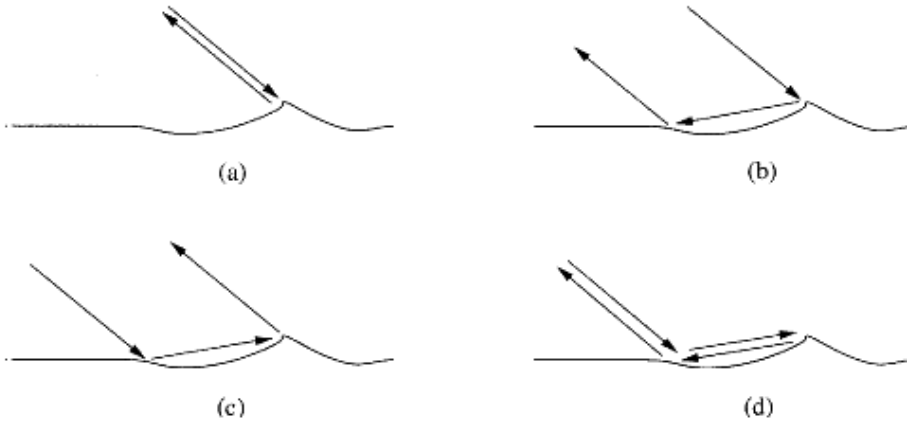


Figure 3-13 : Les quatre types de mécanisme de diffusion par une vague déferlante

Comme nous l'avons indiqué au début de cette partie nous avons utilisé la méthode numérique «Forward-Backward» (FB) afin de calculer la section efficace de diffusion. L'algorithme FB utilisé dans cette partie est en deux dimensions (x, y), une extension à l'infinie est faite dans la troisième dimension (z) dans laquelle aucune des propriétés ne varient (Figure 3-14).

Dans ces simulations, nous avons utilisé une onde incidente atténuée gaussiennement, pour éviter les effets de bord (diffraction, réflexion et parasite).

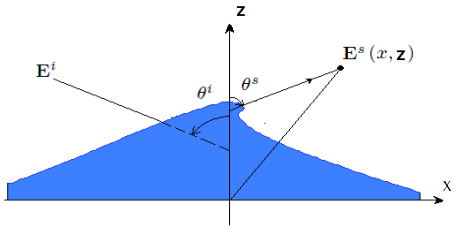


Figure 3-14 : Géométrie de diffusion EM par une vague déferlante**.**

3.9.3 Mécanisme de diffusion d'une vague déferlante

Afin de déterminer les différents types de mécanisme de diffusion caractérisant une vague déferlante, nous avons étudié l'évolution du coefficient de diffusion pour chaque phase de formation d'une vague déferlante. Les simulations des coefficients de diffusion ont été réalisées en utilisant la méthode FB, en commençant par générer une surface de mer (1D) pour différentes valeurs de la vitesse du vent (v=0 m/s, v=3 m/s (figure 3.15 : a, b)). Puis nous avons utilisé les profils des vagues déferlantes (profils 2, 9,11, 16, figure 3.15 : c, d, e, f) générés par le code LONGTANK [7]. Les résultats numériques obtenus pour chaque profil de surface sont donnés par la figure 3-16 (fig.3.17: a, b, c, d, e, f), (θ_i=-20°).

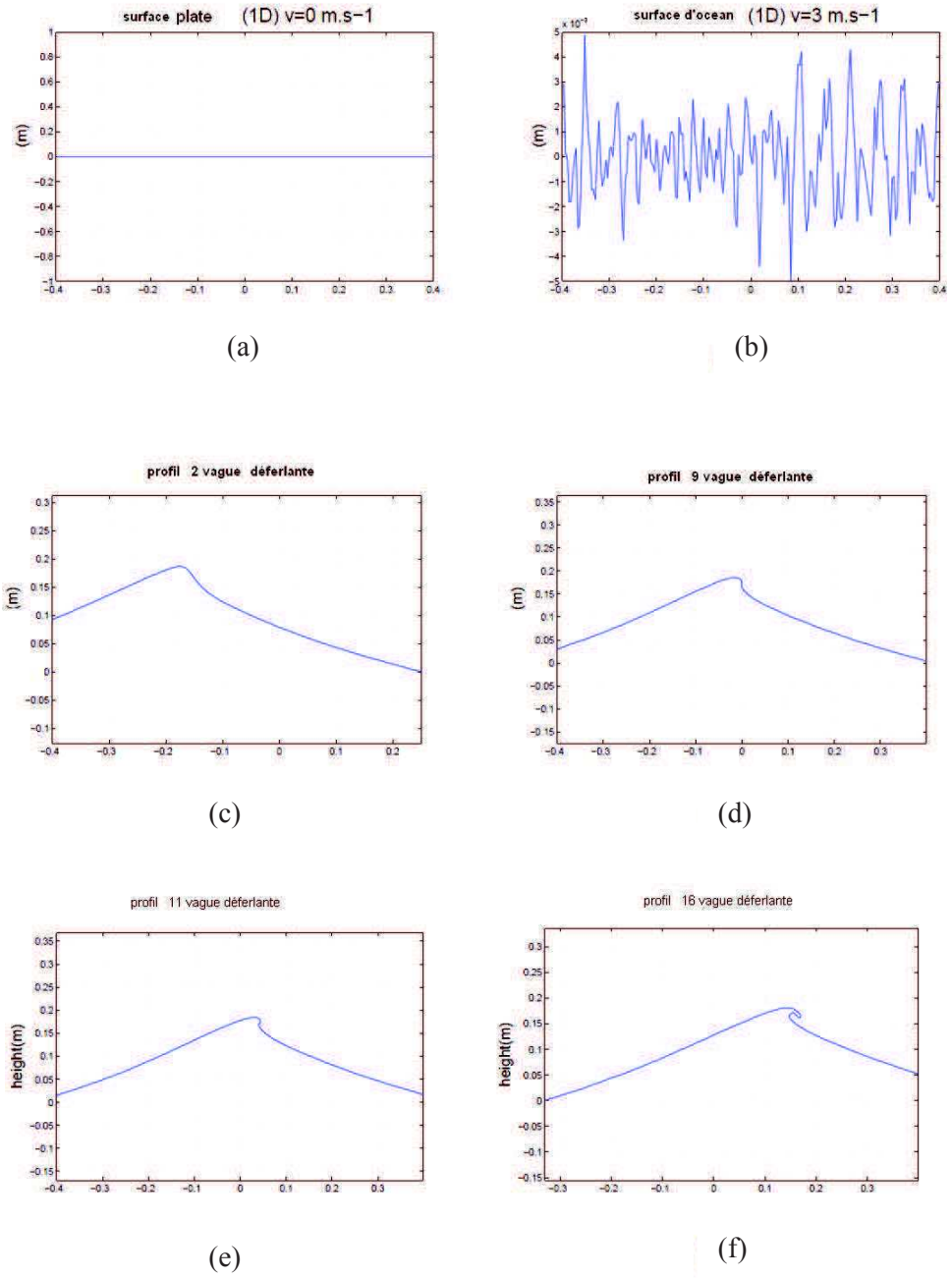


Figure 3-15 : Différentes phases de construction d'une vague déferlante

Avant de présenter les résultats de simulations obtenus, nous donnons ci-dessous les définitions des configurations géométriques d'observation : propagation avant et propagation arrière.

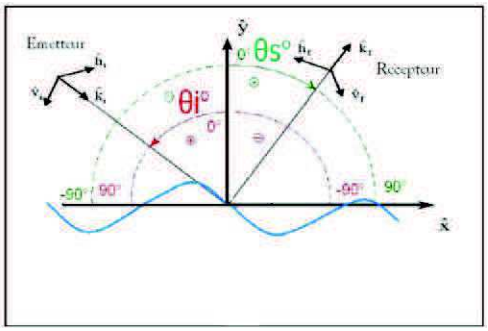


Figure 3-16 : Configurations de propagation avant et propagation arrière.

En se basant sur la figure ci-dessus, on aura une propagation avant quand $\theta_i \in [0°,90°]$ et que $\theta_s \in [0°,90°]$ ou bien si $\theta_i \in [0°,-90°]$ et $\theta_s \in [0°,-90°]$, et une configuration en propagation arrière, lorsque $\theta_i \in [0°,90°]$ et $\theta_s \in [0°,-90°]$ ou bien $\theta_i \in [0°,-90°]$ et $\theta_s \in [0°,90°]$.

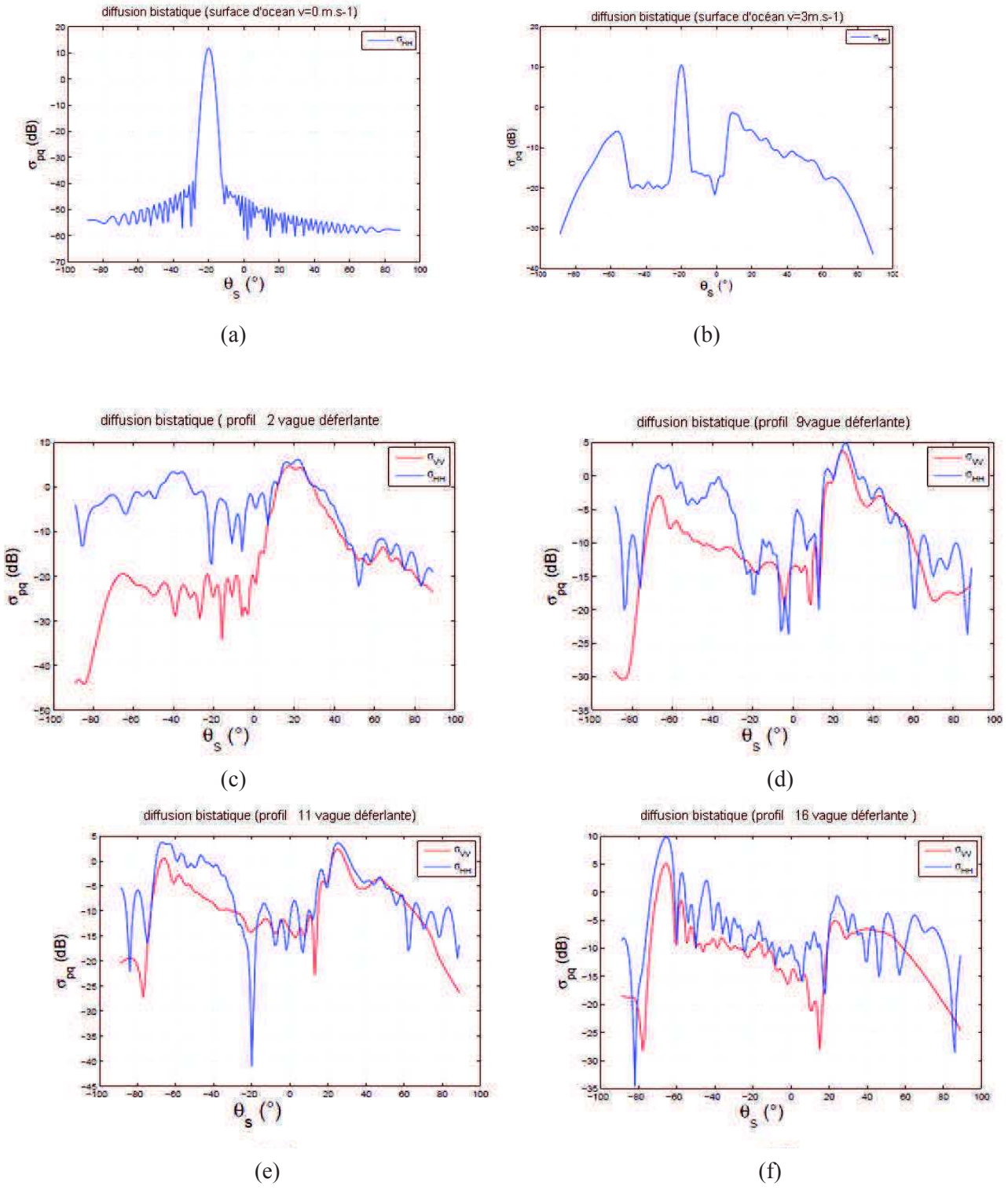


Figure 3-17 : Coefficients de diffusion bistatique–propagations avant et arrière (polarisations verticale et horizontale θi=-20°)

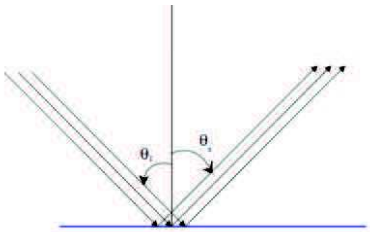
Pour le premier résultat donné par la figure 3-17.a, il correspond bien au type de diffusion par une surface lisse, c'est le cas de la diffusion spéculaire (figure 3-18). Quant au deuxième résultat donné par la figure 3-17.b, il correspond à la diffusion d'une surface peu rugueuse (figure 3-19).

Théoriquement, la vague déferlante se compose d'une crête qui se trouve entre une pente positive et une pente négative. Dans les quatre derniers résultats donnés par les figures 3-17.c, 3-17.d, 3-17.e et 3-17.f, nous retrouvons la réponse de deux pentes qui se présente sous forme de deux pics d'environ 5 dB et cela pour les profils 2, 9 et 11, des vagues déferlantes (phase de formation de crête), alors que pour le profil 16 (phase de déferlement de la vague), nous trouvons un seul grand pic de 10 dB correspondant à la réponse de la pente positive, plus des petits pics qui se trouvent entre (θ_s=20°et θ_s=70°). Ces petits pics s'expliquent par la nature de la forme convexe de la crête en phase de déferlement et qui produit la diffusion muti- trajet (figure 3-21).

Les deux mécanismes de diffusion (diffusion simple trajet des pentes (figure 3-20) et diffusion multi-trajets de la crête (figure 3-21) causent la composante non linéaire de non Bragg.

Pour notre cas, c'est à dire pour (θ_i=-20°), l'effet non linéaire de la vague déferlante se présente fortement pour la configuration bistatique (propagation avant, θ_i=-20° et θ_s entre -40° et -60°) et aussi pour (θ_i=20° et θ_s entre 20° et 30°) (figure 3-17.c, d, e) et cela pour la phase de formation de crête de la vague (profils 2 , 9 et 11). Alors que pour la phase de déferlement (profil 16), les pics de non-Bragg se présentent dans la configuration bistatique (θ_i=20° et θ_s=-65°) (figure 3-17.f).

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



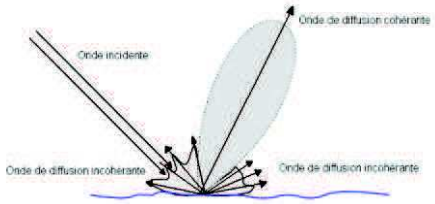


Figure 3-18 : Diagramme de diffusion par une surface lisse **Figure 3-19 :** Diagramme de diffusion par une surface peu rugueuse

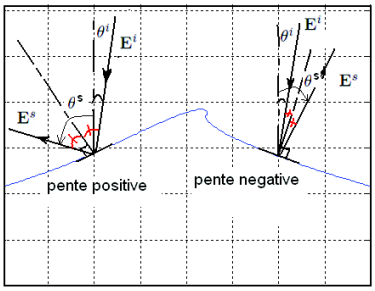


Figure 3-20: Diffusion simple trajet

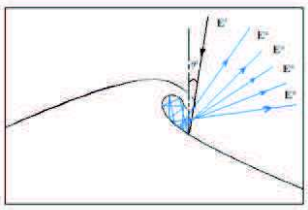


Figure 3-21 : Diffusion muti-trajets

Pour mieux illustrer les pics de mer générés par les deux pentes d'une vague déferlante, nous avons tracé l'évolution temporelle du coefficient de diffusion (σ_{HH}). Pour cela, nous avons calculé σ_{HH} pour les profils 4, 8, 12, et 16 avec θ_i=0° (figure 3-22).

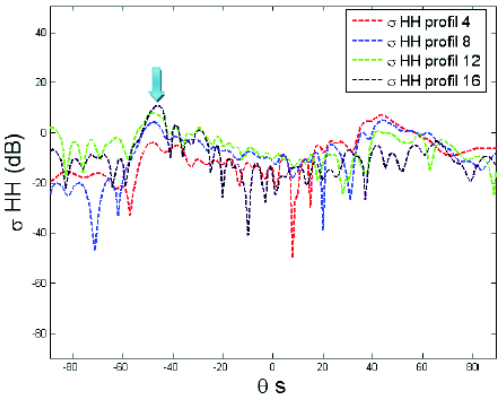


Figure 3-22: Coefficient de diffusion σ_{HH} pour les profils 4, 8, 12, et 16

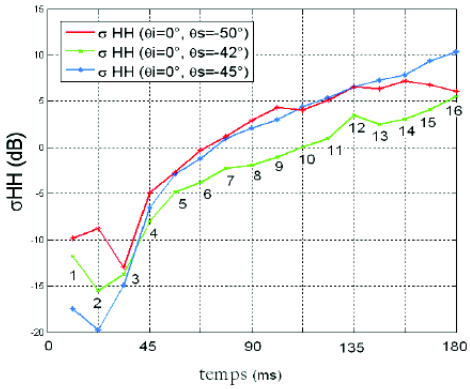


Figure 3-23: Evolution temporelle du coefficient de diffusion (σ_{HH})

Sur la figure 3-22, nous remarquons que pour les configurations θ_i=0° et θ_s=-42°, -45° et -50°, nous avons une augmentation d'énergie qui dépasse 10 dB sur une période inférieure à 100 ms (entre les profils 3 et 13), ce qui vérifie le critère de Wetzel [5] pour les pics de mer. Le tableau 3-2 présente les valeurs du coefficient de diffusion σ_{HH} en fonction de l'angle d'observation θ_s et pour un angle d'incident θ_i =0°.

θ_i=0°	σ_{HH} (dB) du profil 13 - σ_{HH} (dB) du profil 3
θ_s= -42°	+17.19 dB
θ_s= -45°	+21.53 dB
θ_s= -50°	+19.56 dB

Tableau 3.2: σ_{HH} (dB) du profil 13-σ_{HH} (dB) du profil 3.

Les résultats de ce tableau 3-2 montrent que même pour les angles non-rasants et pour une configuration bi-statique, nous pouvons trouver des pics de mer qui peuvent perturber le système radar de détection, ce qui prouve l'importance de la prise en compte de l'effet non linéaire des vague déferlantes et particulièrement, dans le cadre

de configuration bistatique. Ces pics de mer sont produits par la diffusion simple trajet des pentes positives et négatives de la vague.

Dans la suite, nous traitons les vagues déferlantes en considérant sa face avant (figure.3-24), pour une onde incidente émise aux angles rasants.

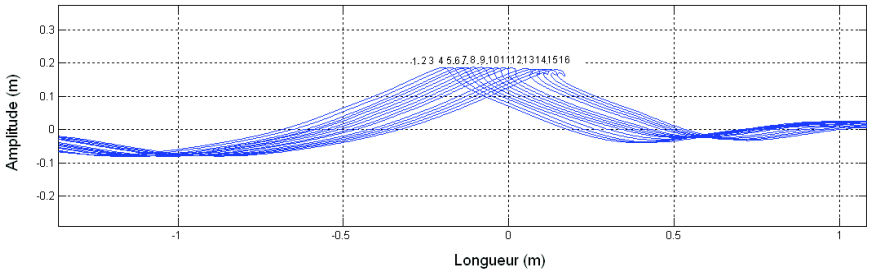


Figure 3-24 : Vagues déferlantes avec face avant [7]

Dans cette section, nous montrerons les résultats de simulation numérique des coefficients de diffusion σ_{HH} (bande X) de quatre profils de vagues déferlantes sans crête (profils 3 et 8) et avec crête (profils 13, 16) (figure.3-25).

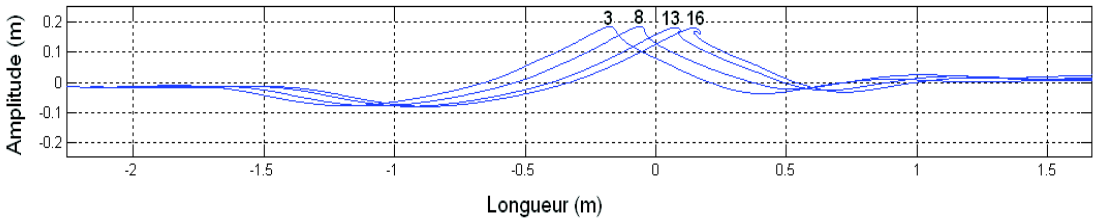


Figure 3-25 : Profils 3, 8, 13, 16 [7]

En considérant les profils 3 et 8 (absence de crête), la figure 3-26 illustre les variations du coefficient de diffusions σ_{HH} en fonction de l'angle d'observation θ_s et pour un angle d'incidence θ_i=-80°, à une fréquence de 10 GHz.

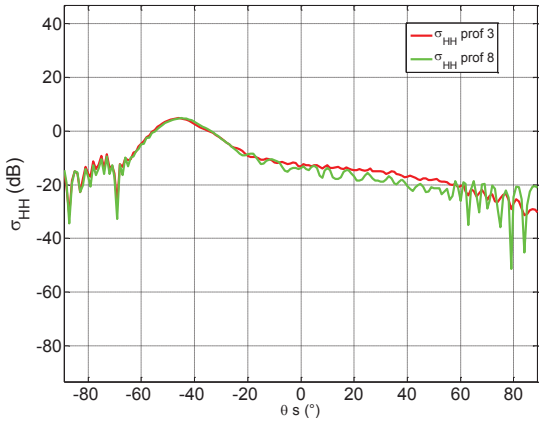


Figure 3-26 : Coefficient de diffusion σ_{HH} des profils 3 et 8 (10 GHz).

Dans ces réponses radar, nous remarquons la présence d'un pic d'énergie autour de θ_s=-45°, correspondant à la réponse de la pente négative de la vague, et quelques pics d'énergie dans la direction spéculaire θ_s=-80° (figure 3-27).

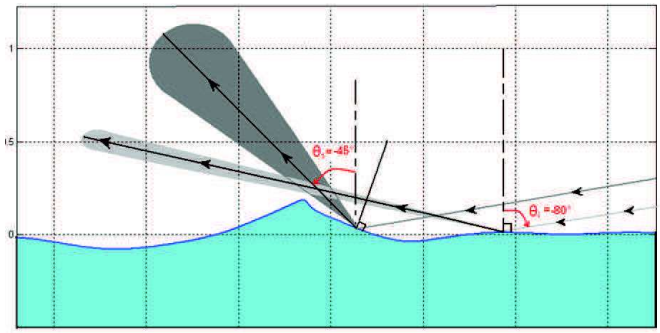


Figure 3-27 : Mécanisme de diffusion des profils 3 et 8.

Dans une deuxième étape, nous avons simulé les coefficients de diffusion σ_{HH} des profils 13 et 16 (présence de la crête). La figure 3-28 présente les variations de σ_{HH}. Nous remarquons sur cette figure, l'existence d'une augmentation d'énergie pour θ_s entre 65°et 90° par rapport aux réponses des profils 3 et 8.

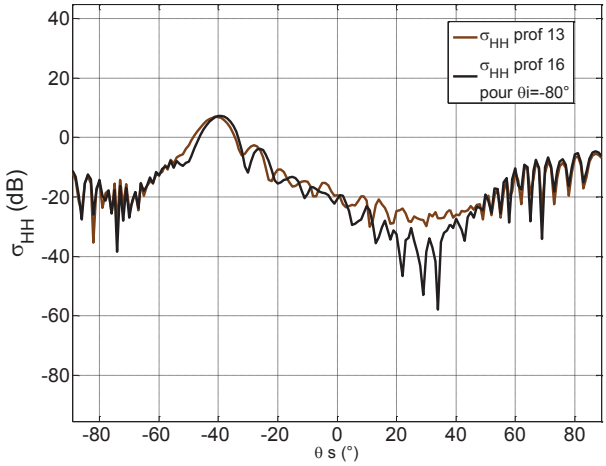


Figure 3-28 : Coefficient de diffusion σ_{HH} des profils 13 et 16 (fréquence : 10 GHz).

En effet, c'est un retour de l'énergie qui est dû à la réflexion double de la face avant de la crête de la vague déferlante (figure.3-29).

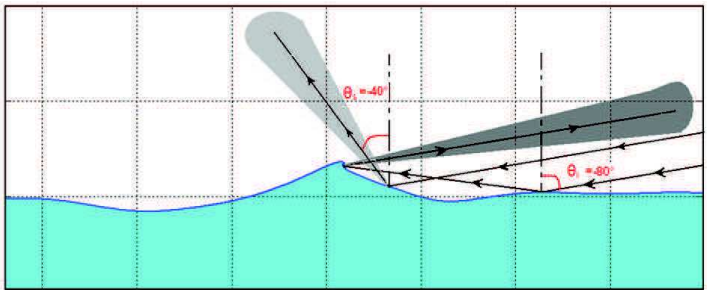


Figure 3-29 : Mécanisme de diffusion des profils 13 et 16**.**

Pour mieux visualiser l'augmentation d'énergie, nous avons tracé en même temps les variations de σ_{HH} pour les profils 3, 8,13 et 16 (figure.3-30).

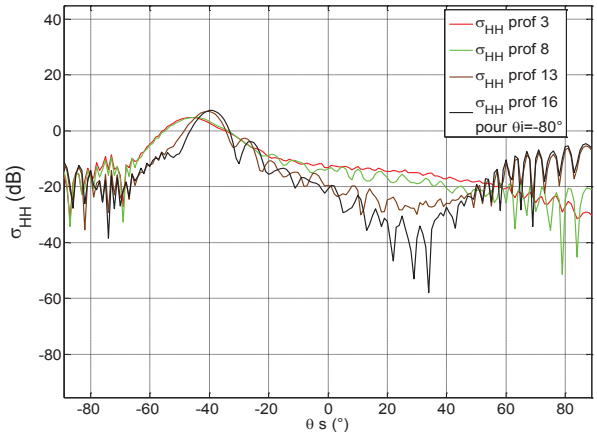


Figure 3-30 : Coefficient de diffusion σ_{HH} des profils 3, 8, 13 et 16 (fréquence : 10 GHz).

Le tableau 3.3 présente l'écart des σ_{HH} (dB) entre les profils 3 et 13 (période de temps inférieure à 100 ms) pour différentes valeurs de l'angle d'observation θ_s.

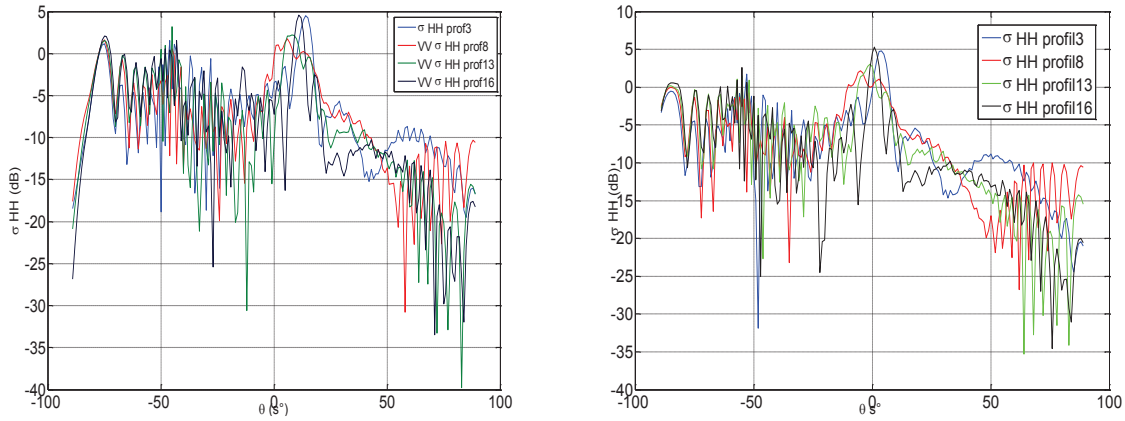
θ_i = -80°	σ_{HH} (dB) du profil 13 - σ_{HH} (dB) du profil 3
θ_s= 85°	+24 dB
θ_s= 80°(cas monostatique)	+22,2 dB
θ_s= 75 °	+16,8 dB
θ_s= 70°	+15,1 dB
θ_s = 65°	+11 dB
θ_s =60°	+9,7 dB

Tableau 3.3: σ_{HH} (dB) du profil 13-σ_{HH} (dB) du profil 3

A partir des résultats du tableau 3-3 et en se basant sur la définition d'un pic de mer (Wetzel), nous pouvons conclure que pour des configurations bistatiques (propagation arrière) (θ_i = -80° et θ_s= 85°, 75°, 70°, 65°), il existe des pics de mer qui peuvent produire de faux échos et ainsi qui produisent des fausses alertes. Par ces résultats, nous confirmons aussi ceux trouvés par Holliday et al. [4] pour le cas monostatique (θ_i = -80°). Par contre, pour des configurations bistatiques (θ_i = -80° et -90°< θ_s <60°) il n'y a pas de pic de mer.

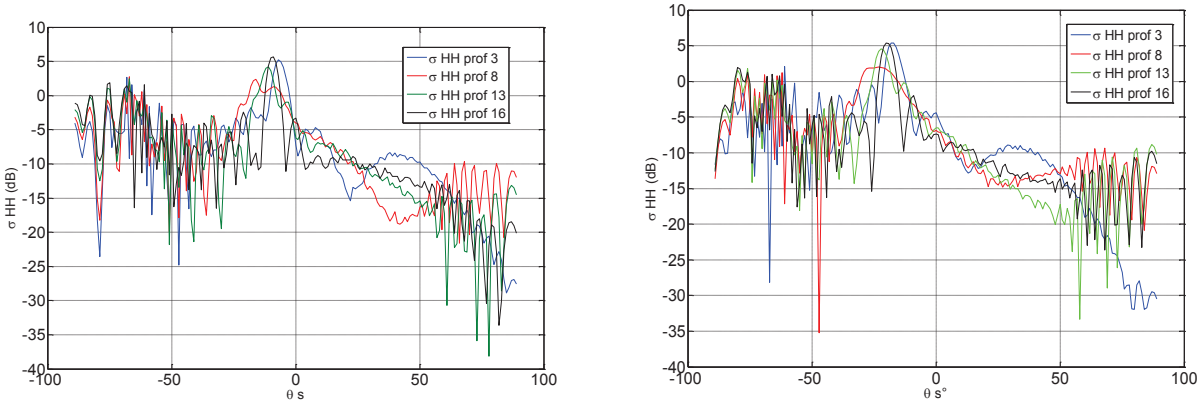
Ces résultats donnent des éléments de solution et une méthodologie permettant une analyse fine sur la présence des pics de mer (des faux échos). Par exemple nous pouvons éviter les pics de mer, en imaginant le remplacement les radars côtiers monostatiques par des radars côtiers bistatiques (θ_i = -80° et -90°< θ_s <60°).

Par la suite, nous allons présenter les différents résultats de simulation pour les différentes configurations en propagation avant suivantes (-60°< θ_i <-30° et -90°< θ_s <90°).



a) θ_i=-30° b) θ_i=-40°

Figure 3-31: Coefficient de diffusion σ_{HH} des profils 3, 8, 13 et 16 (fréquence : 10 GHz, θ_i = -30, -40°).



a) θ_i=-50° b) θ_i=-60°

Figure 3-32: Coefficient de diffusion σ_{HH} des profils 3, 8, 13 et 16 (fréquence : 10 GHz, θi = -50°, -60°).

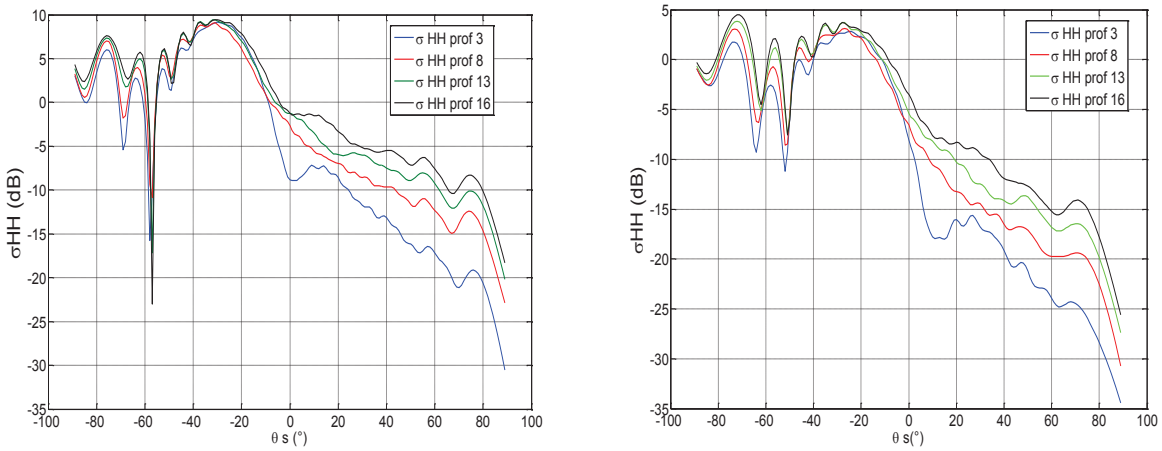
Les résultats des simulations effectuées montrent l'existence de pics de mer pour θ_i compris entre -60° et -80°, et θ_s compris entre 60° et 80°.

Par contre, pour les θ_i = -50°, -40° et -30°, les pics de mer ont disparu.

3.9.4 Etude de l'influence de la fréquence sur la présence des pics de mer

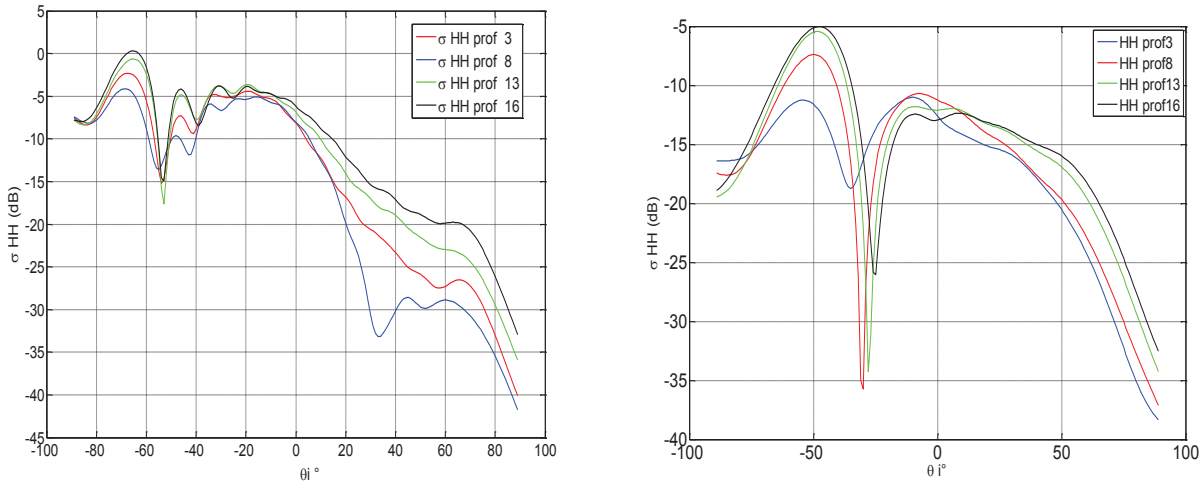
Nous avons refait des simulations d'estimation de la signature EM des profils 3, 8, 13 et 16, et ceci dans la bande L (notamment de 1 GHz à 2 GHz), dans la bande S (de 2 GHz à 4 GHz), dans la bande C (de 4 GHz à 8GHz) et enfin dans la bande Ku (de 12 GHz à 18 GHz). Les différentes simulations ont été analysées afin d'étudier l'influence de la fréquence sur l'existence des pics de mer.

Pour la bande L (λ = 15cm, 20 cm, 25 cm, et 30 cm), les figures 3-33 et 3-34 illustrent les variations des coefficients de diffusion σ_{HH}.



a) λ=15 cm b) λ = 20 cm

Figure 3-33: Coefficient de diffusion σ_{HH} des profils 3, 8, 13 et 16 (Bande L : λ = 15 cm (figure de gauche), et λ=20 cm (figure de droite))**.**

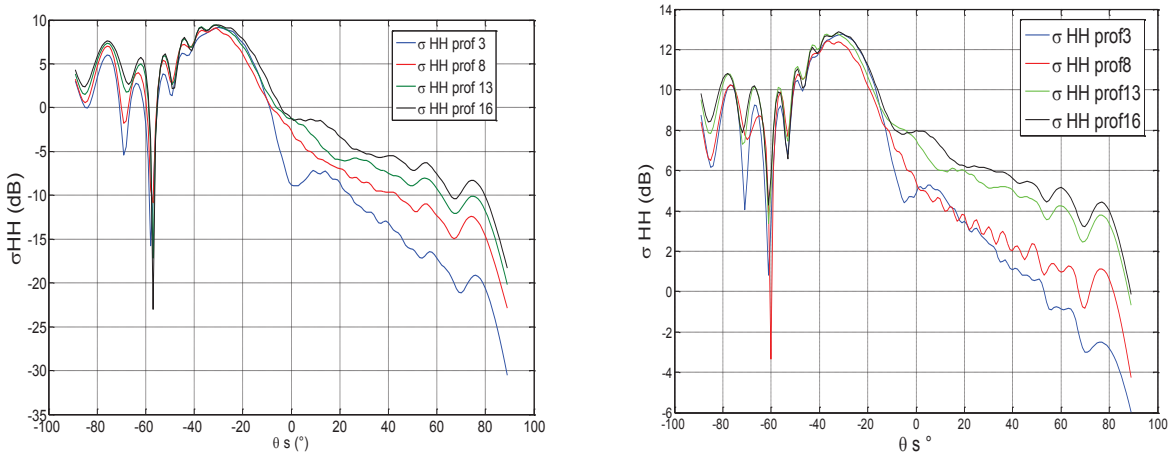


a) λ = 25 cm b) λ = 30 cm

Figure 3-34: Coefficient de diffusion σ_{HH} des profils 3, 8, 13 et 16 (Bande L : λ = 25 cm (figure de gauche), et λ=30 cm (figure de droite)).

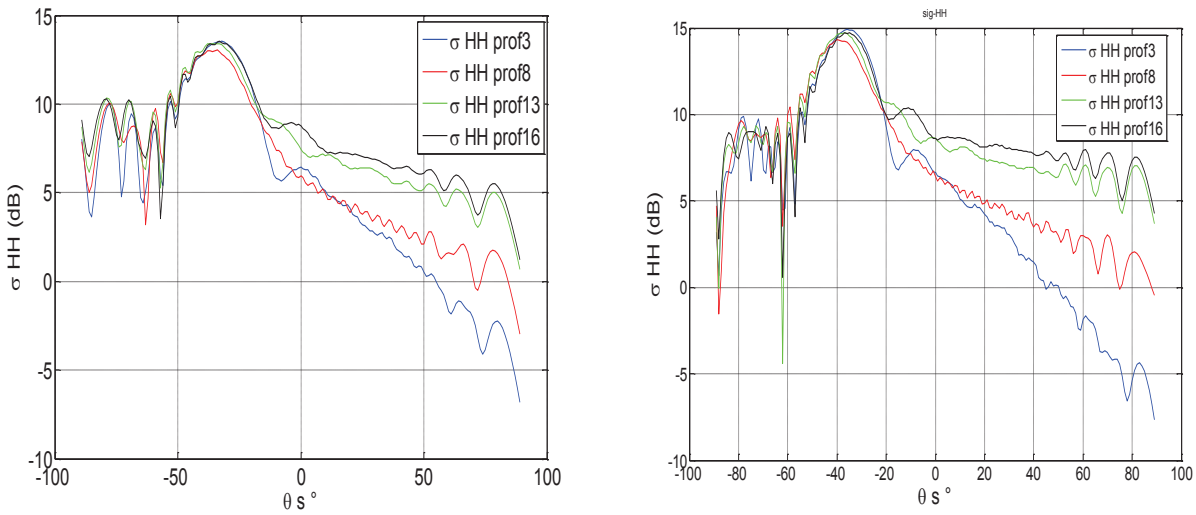
Nous remarquons que pour la bande L, l'augmentation d'énergie entre le profil 13 et le profil 3 (période de temps inférieure à 100ms) ne dépasse pas les 10 dB et ceci pour toutes les configurations bistatiques (propagation avant). Ce qui montre, qu'en travaillant dans la bande L, les pics de mer ne sont plus visibles.

Maintenant, nous présentons les résultats de simulations pour la bande S (λ = 15cm, 12,5cm 10,5cm, et 7,5 cm).



a) λ = 15 cm b) λ = 12,5 cm

Figure 3-35: Coefficient de diffusion σ_{HH} des profils 3, 8, 13 et 16 (Bande S: λ=15cm (figure de gauche), et λ=12,5cm (figure de droite)).

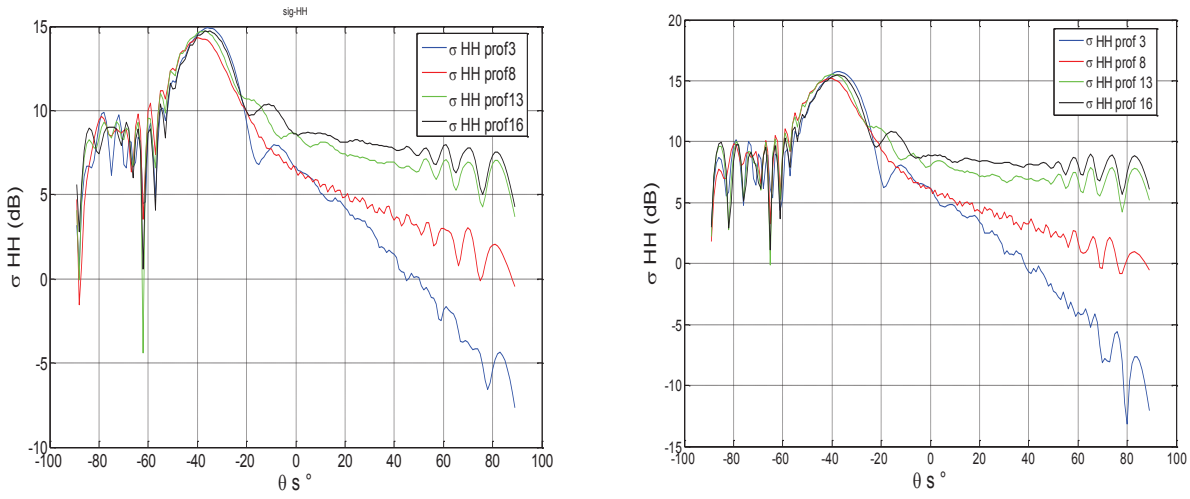


a) λ = 10,5 cm b) λ = 7,5 cm

Figure 3-36: Coefficient de diffusion σ_{HH} des profils 3, 8, 13 et 16 (Bande S: λ=10,5cm (figure de gauche), et λ=7,5cm (figure de droite)).

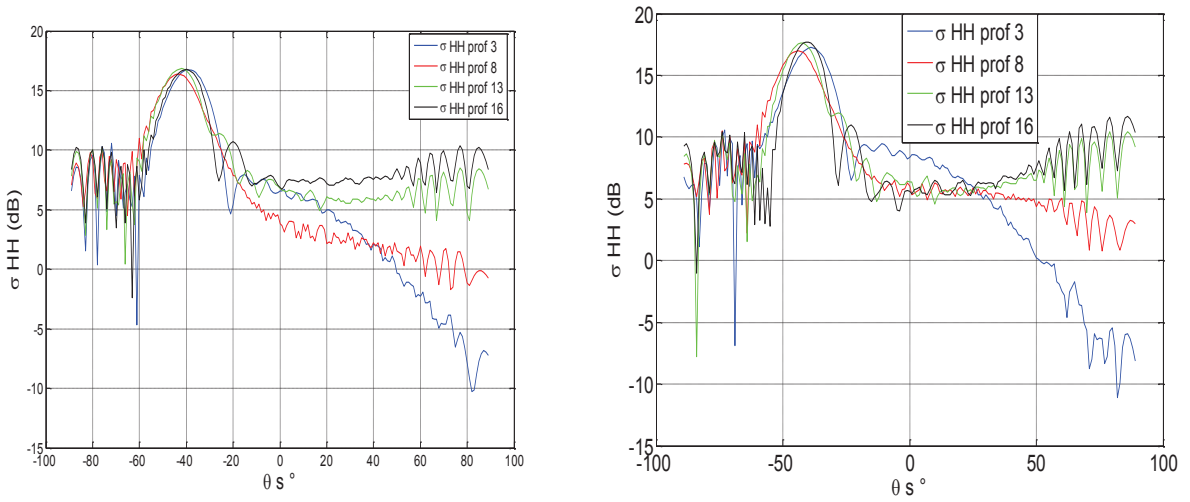
Pour cette bande S, les figures 3-35 et 3-36 montrent les mêmes tendances que dans la bande L, notamment la disparition des pics de mer pour toutes les configurations bistatiques (propagation avant).

Quant à la bande C (λ=7,5 cm, 6cm, 4,5cm, et 3,75 cm), les figures 3-37 et 3-38 présentent les résultats de simulation obtenus.



a) λ = 7,5 cm b) λ = 6 cm

Figure 3-37: Coefficient de diffusion σ_{HH} des profils 3, 8, 13 et 16 (Bande C: λ=7.5cm (figure de gauche), et λ=6cm (figure de droite)).

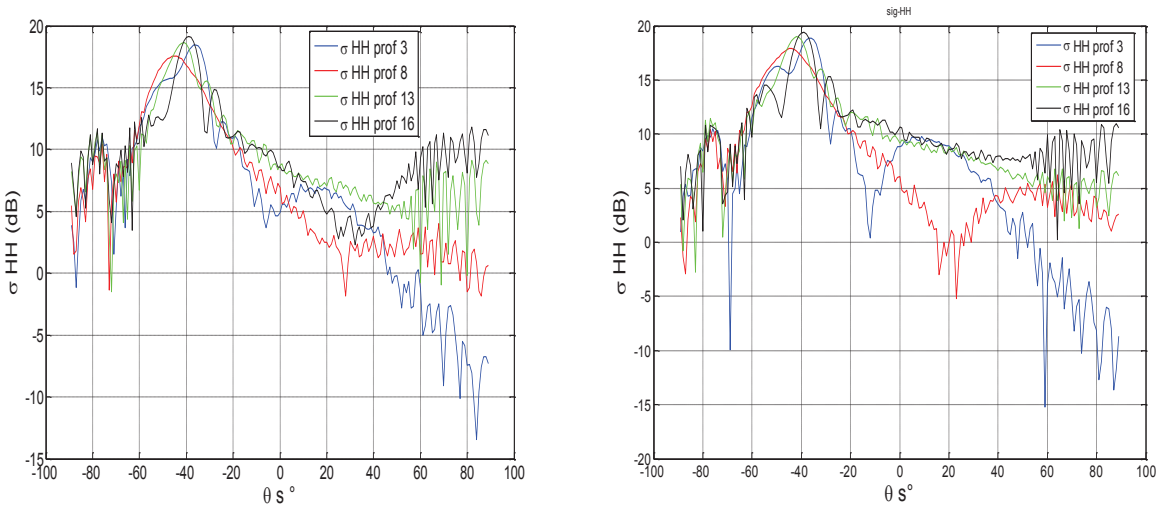


a) λ = 4,5 cm b) λ =3,75 cm

Figure 3-38: Coefficient de diffusion σ_{HH} des profils 3, 8, 13 et 16 (Bande C: λ=4,5cm (figure de gauche), et λ=3,75cm (figure de droite)).

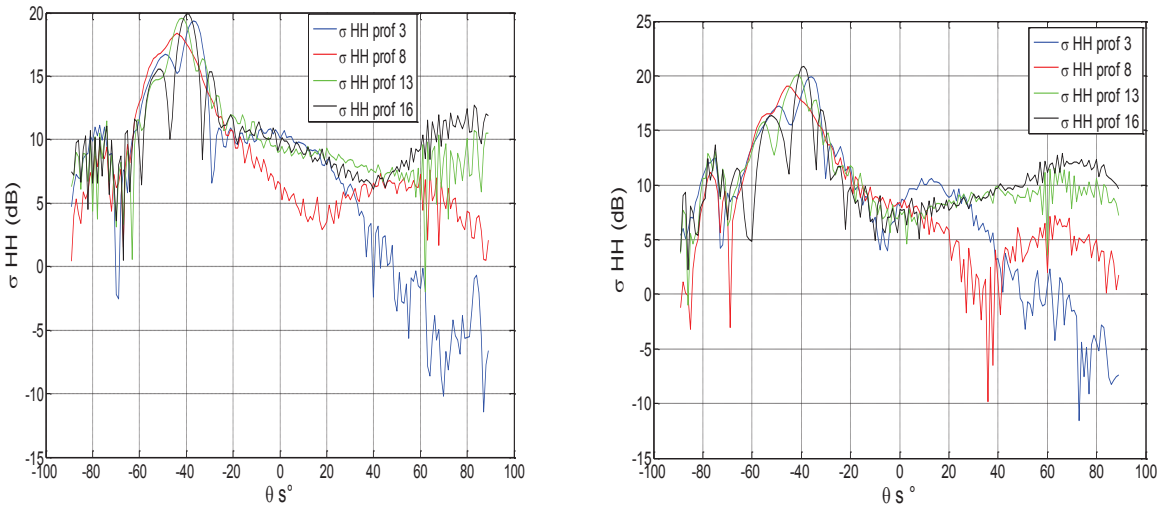
Pour cette bande C, nous remarquons que l'augmentation d'énergie entre les profils 13 et 3 (période de temps inférieure à 100ms) dépasse les 10 dB, ceci seulement pour les configurations bistatiques θ_i =-80° et θ_s entre 70°et 85°.

Enfin, nous présentons les résultats de simulation pour la bande Ku (λ=2,5 cm, 2,25cm, 2cm et 1,6 cm). Les figures 3-39 et 3-40 illustrent bien les variations des coefficients de diffusion σ_{HH}. Sur les deux figures, nous remarquons l'existence des pics de mer et notamment pour les configurations géométriques en propagation avant suivantes θ_i=-80° et θ_s entre 60°et 85°.



a) λ = 2,5 cm b) λ = 2,25 cm

Figure 3-39: Coefficient de diffusion σ_{HH} des profils 3, 8, 13 et 16 (Bande Ku: λ=2,5cm (figure de gauche), λ=2,25cm (figure de droite)).



a) λ=2 cm b) λ=1,6 cm

Figure 3-40: Coefficient de diffusion σ_{HH} des profils 3, 8, 13 et 16 (Bande Ku: λ=2cm (figure de gauche), λ=1,6cm (figure de droite)).

3.9.5 Domaines spatial et fréquentiel des pics de mer pour la configuration bistatique (propagation avant)

Il est important de déterminer les domaines spatial et fréquentiel dans lesquels il pourrait y avoir la présence des pics de mer, ceci afin de mieux définir le paramètre α figurant dans la formulation du modèle hybride proposé (Figure 3-10):

$$\begin{cases} \alpha = 1 présence..des.pics.de.mer \\ \alpha = 0.si.non \end{cases}$$

Les résultats de nos simulations montrent que α=1 pour certaines bandes fréquentielles et pour les configurations en propagation avant suivantes :

- θ_i entre -60° et -85°, et θ_s entre -60° et -85°.
- F supérieure à 6 GHz (à partir de la bande C).

Il faut noter que notre modèle hybride est valable seulement pour des valeurs de vitesse du vent inférieures à 10 m/s. En effet, les vagues déferlantes glissantes étudiées dans ce travail, se produisent seulement pour les valeurs de vitesse du vent indiquées.
Pour des vitesses du vent inférieures à 10 m/s, la surface maritime est caractérisée par des petites perturbations. Pour cette raison, la méthode SPM a été retenue. Elle est bien adaptée pour calculer les coefficients de diffusion de Bragg (vagues linéaires).

3.9.6 Résultats de simulation en utilisant notre modèle hybride

Nous avons réalisé des simulations pour différentes configurations bistatiques, pour θ_i entre -50° et -85° et θ_s entre -90° et 90°.
Par la suite, nous avons comparé les résultats de simulations obtenus pour le coefficient σ_{Bragg} et ceux obtenus pour le coefficient $\sigma_{Non\text{-}Bragg}+\sigma_{Bragg}$. Pour que cette comparaison soit correcte, il faut que les surfaces maritimes illuminées pour la diffusion de Bragg et la diffusion de Bragg +non-Bragg aient les mêmes dimensions. Pour ce faire, nous avons considéré que le profil 1 de la vague déferlante est une vague linéaire (cas limite d'une vague linéaire et début d'une vague déferlante). Dans ce cas, nous avons défini les deux surfaces (de même dimension) suivantes:

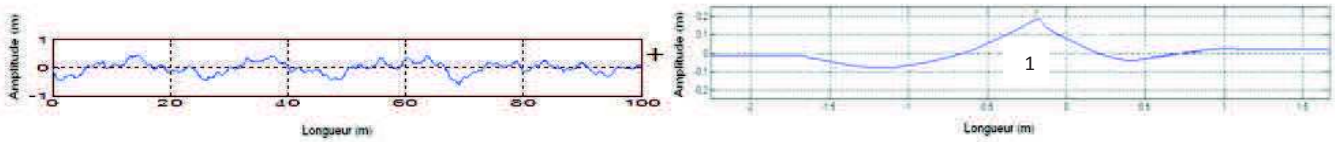


Figure 3-41: Surface linéaire + profil 1 de la vague déferlante (considéré ici comme une surface linéaire: diffusion de Bragg)

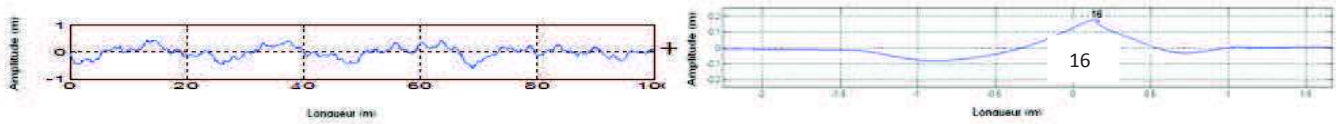


Figure 3-42: Surface linéaire (diffusion de Bragg) + surface non-linéaire (profil 16 de la vague déferlante: diffusion de non-Bragg)

Dans les figures suivantes, nous présentons les résultats de simulation obtenus pour différentes configurations.

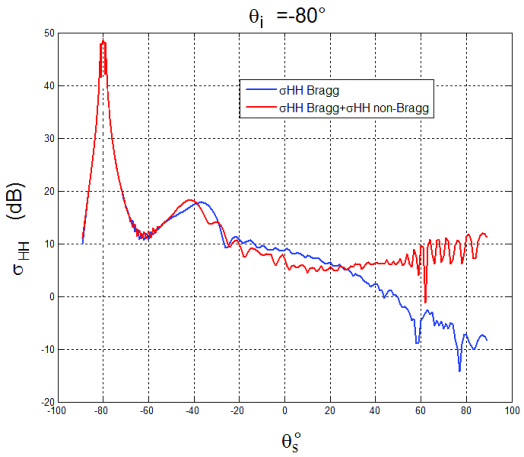


Figure 3-43: Coefficient de diffusion σ_{HH} (Bragg +non-Bragg) pour θi=-80°.

Pour une onde incidente émise avec un angle incident de -80°, on remarque une augmentation de la valeur du coefficient de diffusion donnée par le modèle hybride proposé par rapport aux résultats obtenus en utilisant seule la méthode SPM (avec un écart entre les deux valeurs qui dépasse 10dB) (figure 3-43).
Comme expliqué précédemment, l'augmentation d'énergie est produite à cause de la contribution double trajets de l'onde électromagnétique entre la crête de la vague déferlante et sa face avant (figure3-44).

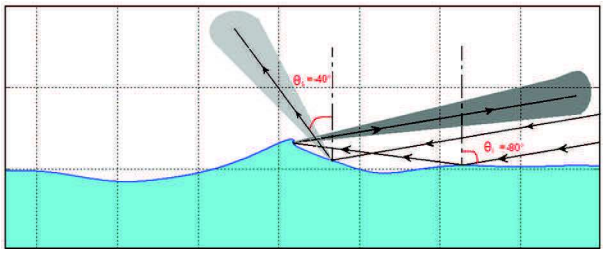


Figure 3-44: Mécanisme de diffusion double trajet**.**

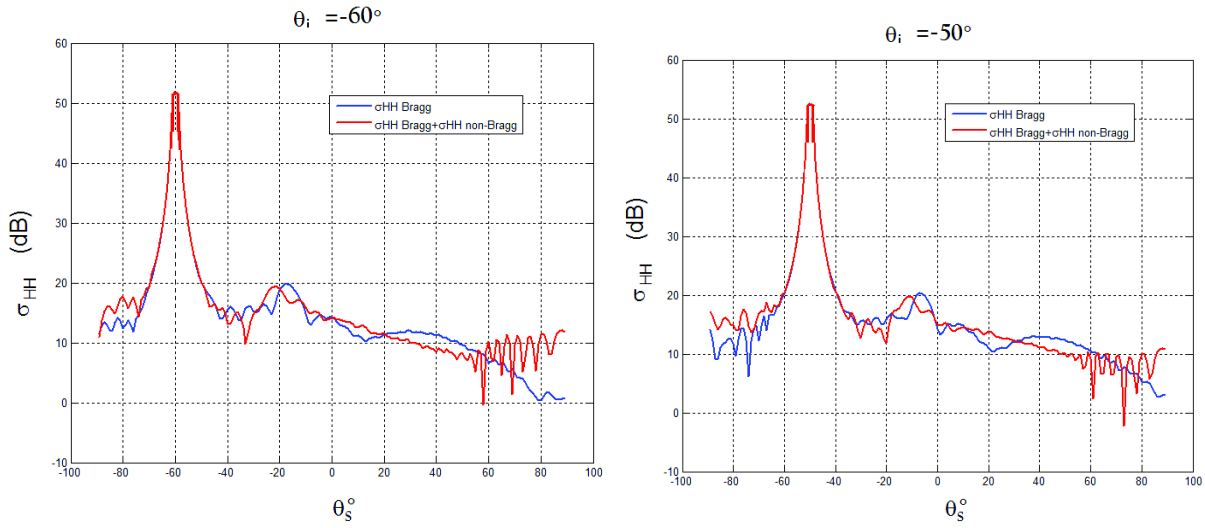


Figure 3-45: Coefficient de diffusion σ_{HH} (Bragg +non-Bragg) pour θ_i=-60° et θ_i=-50°.

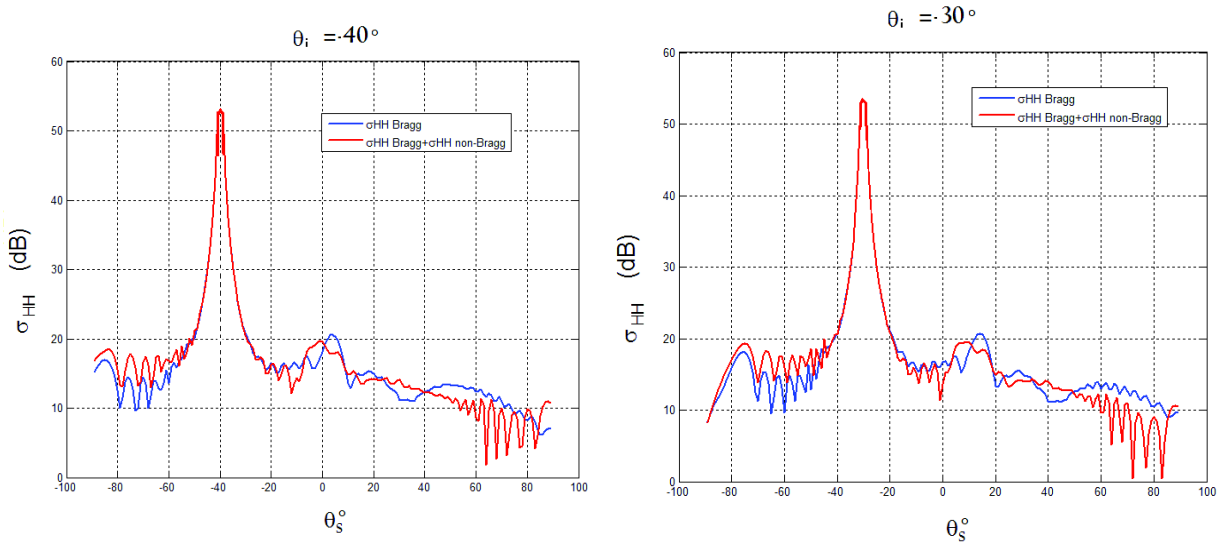


Figure 3-46: σ_{HH} (Bragg +non-Bragg) pour θ_i=-40° et θ_i=-30°.

Nous remarquons que plus nous diminuons la valeur de l'angle d'émission, plus l'augmentation de l'énergie diminue, jusqu'à ce qu'elle s'annule pour la valeur de θ_i inferieure à -60°.

Les résultats de nos simulations en utilisant le modèle hybride montrent l'importance de la prise en compte de la composante de non-Bragg produite par les vagues déferlantes et surtout pour les configurations bistatiques (propagation avant) suivantes θ_i entre -60° et -80° et θ_s entre -60° et -80°.

Le modèle hybride proposé, qu'il faudrait développer davantage, sera un outil important pour calculer le coefficient de diffusion d'une surface maritime avec la prise en compte des effets non-linéaires comme les vagues déferlantes.
L'avantage de ce modèle, est le temps de calcul qui est modérément faible, puisque il combine deux méthodes de base mais rapide, la méthode asymptotique SPM, pour calculer les coefficients de diffusion d'une surface maritime de taille assez grande, et une méthode exacte (MoM) pour calculer les coefficients de diffusion d'une surface maritime de plus petite taille mais de forme complexe comme les vagues déferlantes. Ainsi, le modèle hybride proposé est à la fois rapide et pertinent.
Par contre, ce modèle est valable seulement pour des vitesses de vent inférieures à 10 m/s (présence des vagues déferlantes glissantes). Par ailleurs, pour l'étude d'autres types de surfaces, il suffit de considérer d'autres méthodes asymptotiques (TSM, SSA, WCA, ...) pour l'estimation de la composante linéaire et d'autres méthodes exactes (par exemple, celles basées sur les différences finies) pour le traitement des vagues non-linéaires.

3.10 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté un modèle hybride qui permet de calculer les coefficients de diffusion d'une surface maritime avec la prise en compte des phénomènes hydrodynamiques non-linéaires (vagues déferlantes). Ce modèle est composé de deux contributions, celle issue des méthodes approchées (asymptotiques: du type SPM) et d'une autre contribution issue des méthodes exactes (FBM (MoM)). Nous avons ainsi étudié la diffusion d'une vague déferlante, et nous avons montré que pour la configuration bistatique (notamment en propagation avant) et pour des angles non rasants, nous pouvons retrouver l'effet non-linéaire qui se présente sous la forme d'un pic de mer, alors que cet effet hydrodynamique se trouve seulement pour les angles rasants en cas monostatique (Holiday [4]). Nous avons étudié aussi différents types de mécanisme d'une vague déferlante. Dans ce cadre, nos résultats montrent que pour des angles non-rasants, la diffusion simple trajet des pentes positive et négative de la vague constitue le principal mécanisme qui produit l'effet non linéaire (pic de mer). Par contre, pour les angles rasants et pour les configurations en propagation avant, la contribution double trajets (face avant et la crête d'une vague déferlante) représente le mécanisme qui produit les pics de mer. Nos simulations montrent aussi que pour les configurations bistatiques (propagation avant) suivantes θ_i = -80° et -90°< θ_s <60°, il n'y a pas de pics de mer.

Ces résultats donnent des éléments de solution et une méthodologie permettant une analyse fine sur la présence des pics de mer (des faux échos). Par exemple, on peut imaginer le remplacement des radars côtiers mono-statiques (existence des pics de mer Holliday et al. [4] par des radars côtiers fonctionnant en configuration bi-statique (θ_i = -80° et -90°< θ_s <60°).

Dans ce chapitre, nous avons aussi étudié la présence ou pas des pics de mer en utilisant différentes bandes de fonctionnement, la bande L (1,5 à 2 GHz), la bande S (2 GHz à 4 GHz), la bande C (4 GHz à 8 GHz) et la bande Ku (12 GHz à 18 GHz). Nos résultats de simulation montrent que dans les bandes L et S, les pics de mer ne sont pas présents pour différentes configurations bistatiques (propagation avant) considérées et qu'à partir de la bande C, nous constatons la présence des pics de mer.

Dans le chapitre suivant (chapitre 4), nous présenterons nos mesures radar d'évaluation et de validation réalisées sur des maquettes de profils en aluminium conçus à partir de l'outil LONGTANK et qui présentent des profils de vagues déferlantes.

4 CHAPITRE

Evaluation et validation par des Mesures en chambre anéchoïque

Sommaire

4.1 Introduction 92
4.2 Description du dispositif de mesure 92
4.3 Calibration des mesures de signature en chambre anéchoïque 95
4.4 Premières mesures préliminaires dans la chambre anéchoïque 107
4.5 Conception des profils de vagues en aluminium 109
4.6 Réalisation de mesures de signature d'un profil en aluminium d'une vague déferlante (sans face avant) 111
4.7 Réalisation de mesures de signature d'un profil en aluminium d'une vague déferlante (avec face avant) 114
4.8 Conclusion 116

Dans ce chapitre, nous décrivons les différentes étapes nécessaires pour la réalisation d'une phase d'évaluation et de validation du modèle proposé par des mesures de signatures EM effectuées dans la chambre anéchoïque de l'ENSTA Bretagne. Après une description du dispositif utilisé, la présentation des différentes méthodes de calibration étudiées dans la littérature en indiquant après son évaluation, celle retenue dans le cadre de notre travail, des mesures, sont présentées et comparées avec les résultats de simulation.

4.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous décrivons les différentes étapes nécessaires pour effectuer la phase d'évaluation et de validation par des mesures radar réalisées dans la chambre anéchoïque de l'ENSTA Bretagne. Pour montrer la fiabilité de la technique de calibration utilisée dans cette phase, nous présentons les résultats des mesures effectuées sur une plaque, un dièdre et un trièdre (en aluminium). Ensuite, nous présenterons les résultats des mesures radar effectuées sur les différents maquettes en aluminium représentant des profils de vagues déferlantes que nous avons conçus et observés dans différentes configurations (en monostatique et en propagation avant). Dans le cadre des expérimentations effectuées, il est important de souligner que les différentes maquettes utilisées ont été conçues en partenariat et en s'appuyant sur l'expertise de l'équipe CMA (Conception Mécanique Appliquée) de l'ENSTA-Bretagne.

4.2 Description du dispositif de mesure

Les mesures ont été effectuées dans la chambre anéchoïque (7,7x4,4 m) du groupe REMS (Radar and Eletro-Magnetic Sensing) qui est une composante du pôle STIC de l'ENSTA Bretagne. Le dispositif utilisé permet la réalisation de mesures en configuration mono-statique et en propagation avant (Figure 4-1).

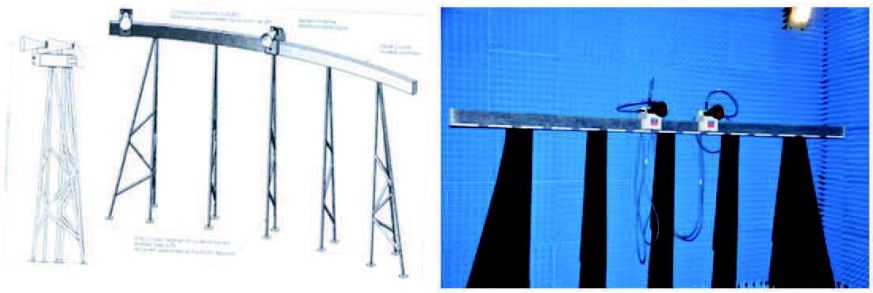


Figure 4-1 : Système de mesures radar en monostatique et en propagation avant

4.2.1 La chambre anéchoïque

Une chambre anéchoïque est une salle d'expérimentation dont les parois absorbent ou dispersent faiblement une grande partie de l'énergie de l'onde électromagnétique incidente, provoquant donc peu d'échos pouvant perturber les mesures radar.

Généralement, on recouvre les parois de la pièce par des matériaux absorbants constitués d'une mousse de forme pyramidale chargée de carbone conducteur. Les dimensions de ces pyramides sont de l'ordre de la longueur d'onde des ondes émises. On utilise aussi des tuiles de ferrites pour les fréquences les plus basses. En incidence normale, le champ électromagnétique est dissipé par effet Joule dans le talon absorbant sur lequel sont érigées les pyramides. En incidence oblique, le champ est absorbé par les réflexions multiples qui se produisent entre les pyramides (figure 4-2).

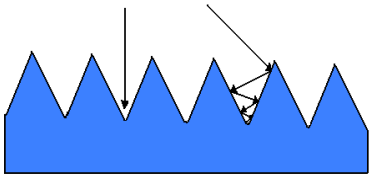


Figure 4-2 : Réflexions multiples.

La cible est placée dans le centre d'un cercle de rayon « r = 5,6 m ». Ce rayon représente la distance entre l'émetteur et la cible comme la montre le figure 4-3.

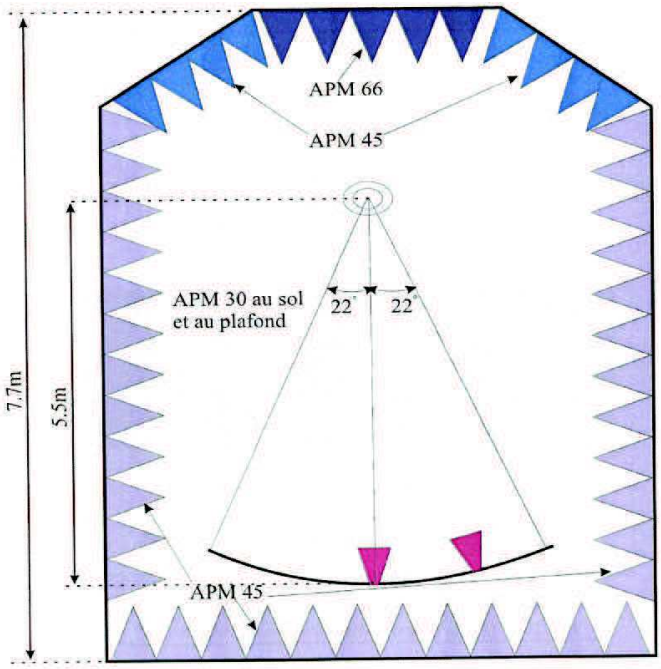


Figure 4-3: Dimensions de la chambre anéchoïque (5,5 m 7,7m)

4.2.2 Antennes

Les antennes d'émission et de réception sont en mouvement sur un rail dans le plan d'incidence de la cible (figure 4-3). Les antennes d'émission et de réception sont de type antenne « cornet » (figure 4-4).

Les antennes « cornet » sont souvent utilisées à l'émission et à la réception dans les chambres anéchoïques. Elles sont constituées d'une ouverture conique ou pyramidale qui est reliée au guide d'ondes. Cette ouverture joue le rôle d'une zone de transition entre le guide et l'espace libre. En augmentant progressivement les dimensions du guide, on se rapproche des conditions de propagation en espace libre, et la transition se fait plus naturellement.

Figure 4-4: Deux antennes cornet (émission / réception)

4.2.2.1 Diagramme des antennes

On appelle diagramme de rayonnement tout graphique représentant les propriétés de rayonnement de l'antenne en fonction des coordonnées spatiales. En général, il est déterminé en champ lointain.

Le digramme de rayonnement donne des informations sur la directivité de l'antenne (une caractéristique importante dans le choix d'une antenne) et sur le gain (l'augmentation de puissance émise ou reçue dans le lobe

principal). Ces deux paramètres sont utilisés pour bien caractériser les antennes considérées dans la phase de validation.

Nous avons réalisé deux diagrammes d'antenne en bande X (8 GHz 12 GHz) pour les deux canaux de polarisations HH et VV (figures 4-5 et 4-6).

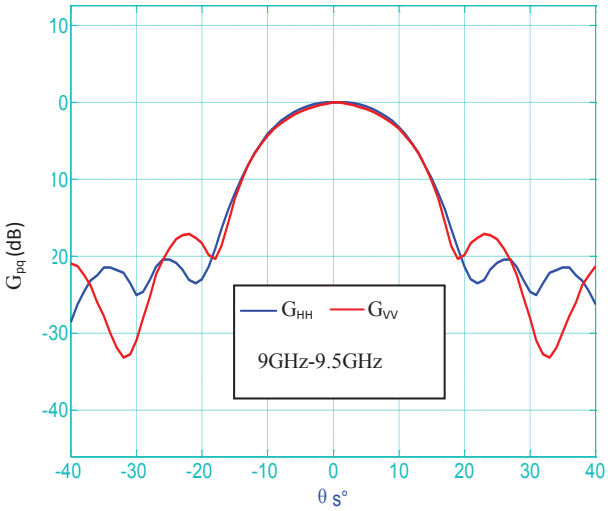


Figure 4-5 : Diagramme d'antenne en $_{HH}$ et $_{VV}$ (10 GHz - 10.5 GHz)

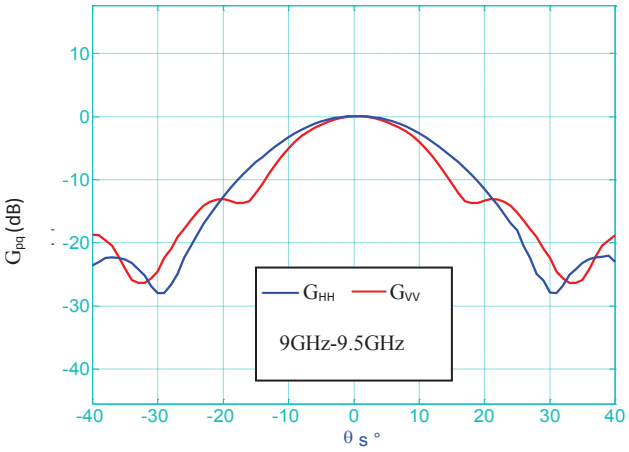


Figure 4-6: Diagramme d'antenne en HH et en VV (9 GHz – 9,5 GHz)

4.2.3 L'analyseur de réseau vectoriel

Un analyseur de réseau vectoriel Anritsu (modèle : 37347D, 40MHz-20GHz) (Figure 4-7) a été utilisé comme un générateur de signaux en bande X. Cet analyseur est connecté à deux antennes cornets (émission / réception), placées à 5,5 m du support de la cible. Ces antennes peuvent être déplacées séparément sur un rail selon l'angle d'incidence souhaité. La polarisation linéaire des antennes (H ou V) peut être choisie arbitrairement, puisque chaque antenne possède à la fois une polarisation verticale et horizontale, de sorte que les éléments de la matrice de diffusion polarimétrique (S) puissent être déterminés.

Figure 4-7 : L'analyseur de réseau vectoriel Anritsu 37347 D

La position de la cible est contrôlée par l'ordinateur à l'aide des moteurs électriques pas à pas comme le montre la figure 4-8.

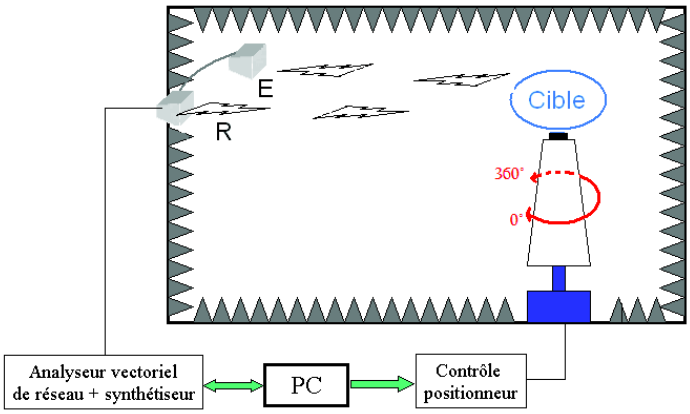


Figure 4-8: Système global de mesures radar

4.3 Calibration des mesures de signature en chambre anéchoïque

Cette étape de calibration consiste à filtrer les bruits ou les erreurs contenues dans un signal de mesure sans perdre l'information qu'apporte celui-ci, et cela dans le but d'avoir des mesures correctes, notamment dans notre cas concernant la mesure de la matrice de diffusion (S) d'une cible [67, 68, 69, 70, 71].

Les différentes sources d'erreur de mesures radar sont dues aux défauts de l'émetteur, du récepteur ainsi qu'au bruit de la chambre à vide. Afin de tenir compte des différents phénomènes, la formulation adaptée est donnée dans [72, 73]. Elle s'écrit sous la forme donnée par (4.1).

$$[M]=[R].[S].[T]+[B] \tag{4.1}$$

Matrice	Description
[B]	Bruit de la chambre à vide
[T]	Erreur au niveau de l'émetteur
[R]	Erreur au niveau du récepteur
[M]	Mesure brute
[S]	Mesure calibrée

Tableau 4.1: Différentes sources d'erreur de mesures radar

[T] est une matrice complexe 2x2 qui représente le modèle d'erreur de l'émetteur, Comme la matrice de diffusion, elle est fonction de la polarisation:

$$[T]=\begin{bmatrix} T_{HH} & T_{HV} \\ T_{VH} & T_{VV} \end{bmatrix} \tag{4.2}$$

T_{HH} représente l'erreur produite par l'émetteur pour une polarisation HH, T_{HV} représente l'erreur produite par l'émetteur pour une polarisation HV, T_{HV} représente l'erreur produite par l'émetteur pour une polarisation VH, et T_{VV} représente l'erreur produite par l'émetteur pour une polarisation VV.

[R] est une matrice complexe 2x2 qui représente le modèle d'erreur du récepteur :

$$[R]=\begin{bmatrix} R_{HH} & R_{HV} \\ R_{VH} & R_{VV} \end{bmatrix} \tag{4.3}$$

R_{HH} représente l'erreur produite par le récepteur pour une polarisation HH, T_{HV} représente l'erreur produite par le récepteur pour une polarisation HV, T_{VH} représente l'erreur produite par le récepteur pour une polarisation VH et T_{VV} représente l'erreur produite par le récepteur pour une polarisation VV.

Certaines de ces erreurs sont issues des antennes (gain, pertes), amplificateurs, câbles, polarisation et géométrie d'observation.

La matrice complexe [B] (2x2) représente la réponse radar de la chambre vide:

$$[B]=\begin{bmatrix} B_{HH} & B_{HV} \\ B_{VH} & B_{VV} \end{bmatrix} \tag{4.4}$$

B_{HH} représente la contribution du fond horizontal dispersée au niveau du récepteur pour une onde incidente polarisée horizontalement, B_{HV} représente la contribution du fond horizontal dispersée au niveau du récepteur pour une onde incidente polarisée verticalement, B_{VH} représente la contribution du fond vertical dispersée au niveau du récepteur pour une onde incidente polarisée horizontalement et B_{VV} représente la contribution du fond vertical dispersée au niveau du récepteur pour une onde incidente polarisée verticalement.

La mesure de la matrice de [B] se fait facilement en effectuant des mesures à vide, sans la présence de la cible.

La calibration consiste à déterminer les matrices [R], [T], et [B] permettant ensuite de déterminer la matrice S (équation 4-5) :

$$[S]=[R]^{-1}([M]-[B])[T]^{-1} \tag{4.5}$$

Riegger et al. [74], ont proposé une autre représentation de l'équation précédente, en combinant les matrices [R] et [T] pour former une matrice 4x4 [C] comme indiqué ci-dessous.

$$[M]=[C].[S]+[B] \tag{4.6}$$

$$\begin{bmatrix} M_{HH} \\ M_{HV} \\ M_{VH} \\ M_{VV} \end{bmatrix}=\begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & C_{14} \\ C_{21} & C_{22} & C_{23} & C_{24} \\ C_{31} & C_{32} & C_{33} & C_{34} \\ C_{41} & C_{42} & C_{43} & C_{44} \end{bmatrix}.\begin{bmatrix} S_{HH} \\ S_{HV} \\ S_{VH} \\ S_{VV} \end{bmatrix} \tag{4.7}$$

Pour effectuer la calibration, il suffit donc de déterminer la matrice [C] et de faire des mesures de la chambre à vide.

Il existe trois types de degré de simplification (ce qui permet d'envisager trois types de calibration) :

- Calibration d'amplitude et de phase (Type-1)
- Calibration polarimétrique simple (Type-2)
- Calibration polarimétrique complète (Type-3)

4.3.1 Calibration d'amplitude et de phase (Type-1)

Ce type de calibration nécessite la connaissance de la matrice de diffusion théorique [S] d'une cible que nous appelons « cible de référence ». La calibration est réalisée en appliquant l'expression (4.8).

$$\sigma_{cible.calibré} = \frac{\sigma_{cible\,mesuré} - \sigma_{chambre\,à\,vide}}{\sigma_{cibe\,de\,référence} - \sigma_{chambre.à.vide}} . \sigma_{référence\ théorique} \tag{4.8}$$

$\sigma_{\text{cible mesurée}}$: mesure brute de la cible, $\sigma_{\text{chambre à vide}}$: mesure réalisée sans la cible (chambre à vide)

$\sigma_{\text{cible référence}}$: mesure réalisée sur de la cible de référence, $\sigma_{\text{cible référence théorique}}$: valeur théorique de la cible de référence

Pour obtenir une calibration fiable en utilisant cette technique, il faudrait disposer d'une matrice de diffusion ayant des valeurs très élevées, cette condition n'est pas toujours facile à remplir, ce qui fait que cette méthode ne reste valable que pour la calibration en co-polarisation (HH et VV).

4.3.2 Calibration polarimétrique simple (Type-2)

Ce type de calibration ne tient compte que des effets des antennes d'ordre zéro [74], c'est-à-dire que Cij(i≠j) = 0. Cette condition est vérifiée si et seulement si les polarisations horizontale et verticale de l'émetteur et du récepteur sont totalement isolées. Par conséquent, nous obtenons la matrice [C] qui est une matrice diagonale:

$$[C] = \begin{bmatrix} C_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & C_{22} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & C_{33} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_{44} \end{bmatrix} \tag{4.9}$$

Avec : $C11 = R_{HH}T_{HH}$, $C22 = R_{HH}T_{VV}$, $C33 = R_{V}VT_{HH}$, $C44 = R_{VV}T_{VV}$

Si nous appliquons l'équation (4.6) avec la matrice diagonale C, nous obtenons le système 4.10 suivant :

$$M_{HH} = C_{11}.S_{HH} + B_{HH}$$

$$M_{HV} = C_{22}.S_{HV} + B_{HV}$$

$$M_{VH} = C_{33}.S_{VH} + B_{VH}$$

$$M_{VV} = C_{44}.S_{VV} + B_{VV} \tag{4.10}$$

4.3.3 Calibration totalement polarimétrique (Type-3)

Ce type de calibration est le plus complet, mais il est compliqué à effectuer. Il tient compte de tous les effets des antennes (tous les éléments de la matrice (Cij≠0)). Dans ce cas, nous obtenons un système d'équations avec 16 inconnues :

$$M_{HH} = C_{11}.S_{HH} + C_{12}.S_{HV} + C_{13}.S_{VH} + C_{14}.S_{VV} + B_{HH}$$

$$M_{HV} = C_{21}.S_{HH} + C_{22}.S_{HV} + C_{23}.S_{VH} + C_{24}.S_{VV} + B_{HV}$$

$$M_{VH} = C_{31}.S_{HH} + C_{32}.S_{HV} + C_{33}.S_{VH} + C_{34}.S_{VV} + B_{HV}$$

$$M_{VV} = C_{41}.S_{HH} + C_{42}.S_{HV} + C_{43}.S_{VH} + C_{44}.S_{VV} + B_{VV} \quad (4.11)$$

Ce type de calibration (totalement polarimétrique) exige au minimum trois cibles de référence dont leurs matrices de diffusion théoriques sont connues avec précision.

4.3.4 Techniques de calibration

Aujourd'hui, différentes techniques de calibration ont été développées pour des configurations soit monostatique, soit bistatique. Ces techniques dépendent du type de mesures, et surtout du système radar utilisé. Dans la suite, nous allons présenter certaines de ces techniques, qui sont adaptées à nos installations de mesure et pour les différentes configurations envisagées (monostatique et propagation avant).

4.3.4.1 Technique de calibration généralisée GCT (General Calibration Technique)

Cette technique est adaptée au troisième type de calibration (calibration totalement polarimétrique), elle a été proposée dans (Whitt. et al. 1991) [75] et précisée dans (Ulaby et Elachi, 1990) [76]. Actuellement, c'est la technique la plus connue dans la littérature. Elle nécessite au minimum trois cibles de référence, dont leurs matrices théoriques de diffusion sont connues, et qu'au moins une de ces matrices soit inversible.

Pour une diffusion d'onde électromagnétique polarisée verticalement, le problème de calibration peut être modélisé par le schéma donné par la Figure. 4-9 [76] [77].

La matrice de diffusion [S] de la cible peut être calculée en utilisant l'équation (4.12) [76, 77]:

$$\left[E^{S}\right] = \frac{\exp(-2jk_0R)}{4\pi R^2} R_{vv} T_{vv} [r].\left[S^{C}\right].[t].[I] \quad (4.12)$$

$$\left[E^{s}\right] = \begin{bmatrix} E^{S}{}_{VV} & E^{S}{}_{VH} \\ E^{S}{}_{HV} & E^{S}{}_{HH} \end{bmatrix}, [r] = \begin{bmatrix} 1 & r_{VH} \\ r_{HV} & r_{HH} \end{bmatrix}, [t] = \begin{bmatrix} 1 & t_{VH} \\ t_{HV} & t_{HH} \end{bmatrix}, [I] = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (4.13)$$

Avec $[S^c]$ la matrice de diffusion de la cible calibrée, et $[E^s]$ la mesure brute.

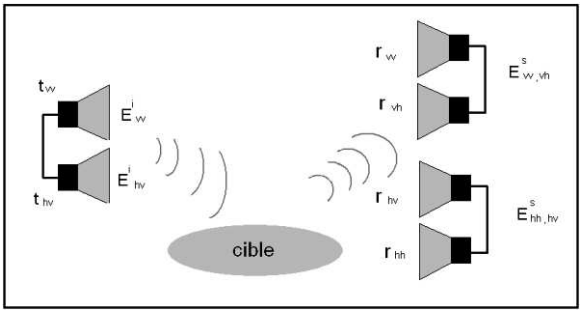


Figure 4-9 : Diffusion d'une onde polarisée verticalement**.**

La méthode GCT nécessite trois cibles de référence dont les matrices de diffusion théoriques sont connues, donc un système de trois équations peut être développé:

$$[E_k^s] = \frac{\exp(-2jk_0R_k)}{4\pi R_k^2} R_{vv}T_{vv}[r][S_k^c][t][I] \quad (4.14)$$
$$avec\, k \in (1,2,3)$$

Dans le cas où la matrice de diffusion de la première cible est inversible, nous pouvons définir les deux matrices $[S_T^c]$ et $[\overline{S_T^c}]$ comme suit :

$$[S_T^c] = [S_1^c]^{-1}.[S_2^c] \quad (4.15)$$

$$[\overline{S_T^c}] = [S_1^c]^{-1}.[S_3^c] \quad (4.16)$$

Si nous multiplions l'inverse de la matrice de diffusion mesurée de la première cible par celle de la matrice de diffusion mesurée de la deuxième cible et la troisième cible respectivement, nous pouvons écrire donc :

$$[E_T^s] = [E_1^s]^{-1}.[E_2^s] = \exp(-2jk_0(R_2 - R_1))[t]^{-1}[S_T^c][t] \quad (4.17)$$

$$[E_T^s] = [E_1^s]^{-1}.[E_3^s] = \exp(-2jk_0(R_3 - R_1))[t]^{-1}[\overline{S_T^c}][t] \quad (4.18)$$

Nous remarquons bien que les deux dernières équations ci-dessus dépendent seulement de la matrice de distorsion de l'émetteur. Pour déterminer cette matrice de distorsion, une propriété très importante entre les valeurs propres et les vecteurs propres des deux vecteurs $[S_T^c]$ et $[E_T^s]$ doit être satisfaite:

$$[S_T^c][X_T] = [X_T].[\wedge'_T] \quad (4.19)$$

$$[E_T^s][Y_T] = [X_T].[\wedge_T] \quad (4.20)$$

Avec $[\wedge'_T]$ et $[\wedge_T]$ sont des matrices diagonales (composées des valeurs propres des matrices $[S_T^c]$ et $[E_T^s]$. les vecteurs propres associés forment les matrices $[X_T]$, $[Y_T]$).

Les valeurs et les vecteurs propres des matrices $[S_T^c]$ et $[E_T^s]$ doivent vérifier les équations suivantes :

$$[\wedge'_T] = [\wedge_T]\exp(-2jk_0(R_2 - R_1)) \quad (4.21)$$

$$[Y_T] = [t]^{-1}[X_T] \quad (4.22)$$

L'ordre des valeurs propres de $[\wedge_T]$ et $[\wedge'_T]$ est aussi important. En effet, les deux valeurs propres doivent être dans un ordre correct pour satisfaire l'équation (4.21). Si $[\wedge'_T] = diag(\lambda'_1, \lambda'_2)$ et si λ_1 et λ_2 sont les valeurs propres de $[E_T^s]$.alors :

$$\left\{\begin{array}{l} si \left|\tan^{-1}\left(\frac{\lambda'_1\lambda_2}{\lambda_1\lambda'_2}\right)\right| \leq \left|\tan^{-1}\left(\frac{\lambda'_1\lambda_1}{\lambda_2\lambda'_2}\right)\right| donc [\wedge'_T] = diag(\lambda_1, \lambda_2) \\ si\ non [\wedge'_T] = diag(\lambda_2, \lambda_1) \end{array}\right\} \quad (4.23)$$

La matrice $[Y_T]$ (ou $[X_T]$) est considérée inversible, puisque les valeurs propres de $[E_T^s]$ sont distinctes et ses vecteurs propres sont linéairement indépendants.

Ainsi $[X_T]$ et $[Y_T]$ sont normalisés, la matrice de distorsion de transmission $[t]$ est définie d'une façon unique comme suit :

$$[t] = [X_T].[c].[Y_T]^{-1} \quad (4.24)$$

Une deuxième relation peut être dérivée à partir de l'équation (4.24) pour définir la matrice de distorsion de transmission :

$$[t] = [\overline{X_T}][\overline{c}][\overline{Y_T}]^{-1} \quad (4.25)$$

Où $[\overline{c}]$ est une matrice diagonale définie de la même manière que la matrice $[c]$(matrice diagonale avec des éléments non nuls).

Les valeurs propres et les vecteurs propres de $[\overline{S_T^c}]$ et $[\overline{E_T^s}]$sont notés, $[\wedge'_T]$ $[\wedge_T]$et $[\overline{X_T}]$, (il est possible de poser de nouvelles variables) :

$$[c].[Y_T]^{-1}[\overline{Y_T}] = [X_T]^{-1}[\overline{X_T}][\overline{c}] \quad (4.26)$$

Pour résoudre cette équation (4.26), des conditions mathématiques spécifiques sont nécessaires. Les matrices $[S_T^c]$ et $[\overline{S_T^c}]$ doivent avoir pas plus d'un vecteur propre distinct.

La même méthode peut être utilisée pour calculer la matrice de distorsion du récepteur. Après détermination des matrices de distorsion, la calibration peut être effectuée :

$$|R_{VV}||T_{VV}| = \frac{4\pi R_k^2 |E^s_{pqk}|}{|r_{pqk} S^c{}_{pqk} t_{pqk}|}, k \in \{1, 2, 3\}, (pq) \in \{VH, HV, HH\} \quad (4.27)$$

Sa précision dépend de celle de la matrice de diffusion théorique $[S_k^c]$.

4.3.4.2 IACT (Isolated Antenna Calibration Technique)

Cette technique de calibration « IACT » est proposée par Sarabandi [77], pour le cas où les antennes d'émission et de réception du système de mesure ont chacune une excellente isolation entre les canaux vertical (V) et horizontal (H) (calibration polarimétrique simple Cij(i≠j) =0).

La technique de calibration IACT nécessite une seule cible de référence. Dans le cadre de ce travail, comme cible de calibration, nous avons utilisé une grande plaque métallique.

Cette technique consiste à tourner l'antenne d'émission autour de son axe de pivotement avec un angle α (figure

4-10). Par conséquent, la matrice d'erreur de l'émetteur devient :

$$[T] = T_H \begin{bmatrix} \cos(\alpha) & \sin(\alpha) \\ -\sin(\alpha) & \cos(\alpha) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & T'_V \end{bmatrix} avec\, T'_V = \frac{T_V}{T_H} \tag{4.28}$$

$$[R_p] = R_H \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & R'_V \end{bmatrix} avec\, R'_V = \frac{R_V}{R_H} \tag{4.29}$$

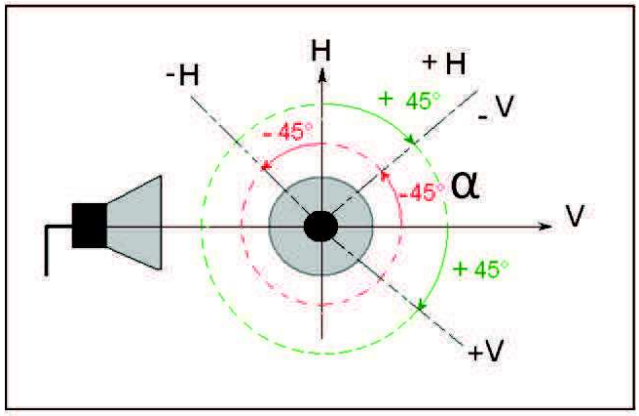


Figure 4-10: Rotation polarimétrique de l'émetteur

Seules deux mesures de la même cible sont nécessaires pour calibrer le système. La première mesure a été effectuée quand l'émetteur est dans la position normale (α=0°), la deuxième mesure a été effectuée quand l'antenne d'émission fait un angle de 45° par rapport à la normale. La matrice de diffusion de la grande plaque métallique est une matrice diagonale avec $S_{HH} = S_{VV} = 1$.

En utilisant les deux mesures de la plaque métallique, la matrice de distorsion du récepteur peut être calculée. Les mesures radar en fonction de l'angle de rotation α sont données par:

$$[S_\alpha] = \begin{bmatrix} S_{VV\alpha} & S_{VH\alpha} \\ S_{HV\alpha} & S_{HH\alpha} \end{bmatrix} = k[R]S^{MP}.[\alpha][T] = k' \begin{bmatrix} S_{VV}^{MP}\cos\alpha & S_{VV}^{MP}T'_H \sin\alpha \\ -R'_H S_{HH}^{MP}\sin\alpha & -R'_H S_{HH}^{MP}T'_H \cos\alpha \end{bmatrix} \tag{4.30}$$

Avec $k' = kR_V T_V$ et $[S^{MP}]$ est la matrice de diffusion de la plaque métallique.

Les six équations suivantes peuvent également être déduites [77]:

$$\frac{R_H' S_{HH}^{MP} T'_H}{S_{VV}^{MP}} = \frac{S_{HH\alpha}}{S_{VV\alpha}} \tag{4.31}$$

$$\frac{R_H' S_{HH}^{MP}}{S_{VV}^{MP} T_H'} = -\frac{S_{HV\alpha}}{S_{VH\alpha}} \tag{4.32}$$

$$k'^2 S_{VV}^{MP} R_H' S_{HH}^{MP} T_H' = S_{VV\alpha} S_{HH\alpha} - S_{VH\alpha} S_{HV\alpha} \tag{4.33}$$

$$k'^2 S_{VV}^{MP} R_H' S_{HH}^{MP} T_H' \cos\alpha = S_{VV\alpha} S_{HH\alpha} + S_{VH\alpha} S_{HV\alpha} \tag{4.34}$$

$$T' \tan\alpha = \frac{S_{VH\alpha}}{S_{VV\alpha}} \tag{4.35}$$

$$-\frac{\tan\alpha}{T'} = \frac{S_{VH\alpha}}{S_{VV\alpha}} \tag{4.36}$$

Quand la valeur de α est égale à 45°, on a [77] :

$$\tan\alpha_{45°} = +\sqrt{\frac{-S_{VH}(45°) S_{HV}(45°)}{S_{VV}(45°) S_{HH}(45°)}} \tag{4.37}$$

En utilisant l'équation ci-dessus, les termes s'écrivent [77]

$$R'_H = \frac{S_{VV}^{MP} S_{HV}(45°)}{S_{VV}^{MP} S_{HV}(45°)} = \frac{1}{T_H'} \frac{S_{VV}^{MP} S_{HH}(0°)}{S_{HH}^{MP} S_{VV}(0°)} \text{ et } T_H' = \frac{S_{VH}(45°)}{S_{VV}(45°) \tan(\alpha_{45})} \tag{4.38}$$

$$k'^2 = \frac{S_{VV}(0°) S_{HH}(0°) - S_{VH}(0°) S_{HV}(0°)}{R_H' T_H' S_{VV}^{MP} S_{HH}^{MP}} \tag{4.39}$$

$$\cos\alpha_0 = \sqrt{\frac{S_{VV}(0°) S_{HH}(0°)}{S_{VV}(0°) S_{HH}(0°) - S_{VH}(0°) S_{HV}(0°)}} \tag{4.40}$$

$$\cos\alpha_0 = T_H' \cos\theta_0 \frac{S_{HV}(0°)}{S_{HH}(0°)} \tag{4.41}$$

Finalement, la matrice de diffusion calibrée peut être évaluée à partir de l'équation (4.42) [77]:

$$[S]^{cali} = \frac{[R]^{-1} [S]^{unk} [T]^{-1} [\alpha]^{-1}}{k'} \tag{4.42}$$

Où :

$$[R]^{-1} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 1 & \frac{1}{R_H'} \end{bmatrix} \tag{4.43}$$

$$[T]^{-1} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 1 & \frac{1}{T_H'} \end{bmatrix} \tag{4.44}$$

$$[\alpha]^{-1} = \begin{bmatrix} \cos\alpha & -\sin\alpha \\ \sin\alpha & \cos\alpha \end{bmatrix} \tag{4.45}$$

4.3.4.3 Technique de calibration EMSL

Cette technique de calibration «EMSL » est proposée par H. B Mortensen [78], pour le cas où les antennes d'émission et de réception du système de mesure ont chacune une excellente isolation entre les canaux vertical (V) et horizontal (H) (calibration polarimétrique simple $C_{ij}(i \neq j) = 0$).

La technique de calibration «EMSL » se fait en deux étapes :

- Dans la première étape, nous déterminons C_{11} et C_{44} en utilisant une plaque métallique comme cible de référence (figure 4-11),
- Dans la deuxième étape, nous déterminons C_{22} et C_{33} en utilisant un treillis métallique (figure 4-11).

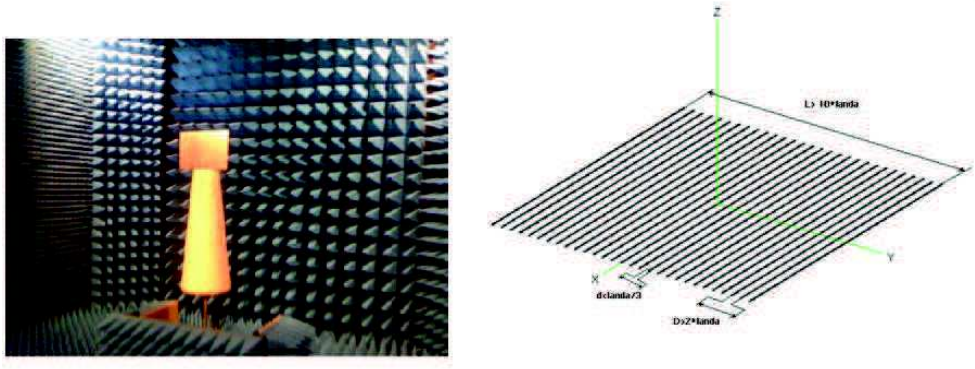


Figure 4-11: Plaque métallique et treillis en aluminium

Quand nous utilisons une plaque métallique comme cible (S_{HV}= 0 et S_{VH}= 0), le système d'équation devient:

$$M_{HH} = C_{11}.S_{HHthéorique} + B_{HH} \tag{4.46}$$

$$M_{HV} = 0 \tag{4.47}$$

$$M_{VH} = 0 \tag{4.48}$$

$$M_{VV} = C_{44}.S_{VV.théorique} + B_{VV} \tag{4.49}$$

D'ou :

$$C_{11} = \frac{M_{HH} - B_{HH}}{S_{HH.théorique}} \tag{4.50}$$

$$C_{44} = \frac{M_{VV} - B_{VV}}{S_{VV.théorique}} \tag{4.51}$$

Il nous reste maintenant à déterminer C_{22} et C_{33}, en utilisant un treillis métallique comme cible.

Cette mesure sera effectuée en deux étapes :

- La première mesure se fait dans le cas où le treillis métallique est positionné verticalement (figure 4-12).
- La deuxième mesure se fait dans le cas où le treillis métallique est positionné avec un angle de 45° par rapport à la verticale.

Dans l'orientation verticale, il est raisonnable de supposer que la composante polarisée en VV sera réfléchie [78]. Les autres composantes seront transmises par le maillage, ce qui donne le vecteur de diffusion 4x1 sous la forme :

$$S_{treillis_vert} = S_{treillis} \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix} \cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right) = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ S^{VV}_{treillis_vert} \end{bmatrix} \tag{4.52}$$

Avec θ l'angle de bistatisme.

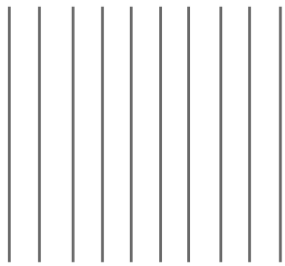


Figure 4-12: Treillis en aluminium (α=0°)

Dans ce cas, le terme $S^{VV}{}_{treillis_vert}$ peut être déterminé par la formule suivante :

$$S^{VV}{}_{treillis_vert} = \frac{M^{VV}_{treillis_vert} - B_{VV}}{C_{44}} \tag{4.53}$$

Après la détermination de $S^{VV}{}_{treillis_vert}$, le terme $S_{treillis}$ peut être calculé par la formule suivante :

$$S_{treillis} = \frac{S^{VV}{}_{treillis_vert}}{\left(\cos\left(\frac{\theta}{2}\right)\right)^2} \tag{4.54}$$

Lorsque le treillis est incliné de 45° par rapport à la verticale, le vecteur de diffusion 4x1 prend la forme [79]:

$$S_{treillis45°} = \frac{S_{treillis}}{2} \begin{bmatrix} 1 \\ -\cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \\ -\cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \\ \cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S^{HH}_{treillis45°} \\ S^{HV}_{treillis45°} \\ S^{VH}_{treillis45°} \\ S^{VV}_{treillis45°} \end{bmatrix} \tag{4.55}$$

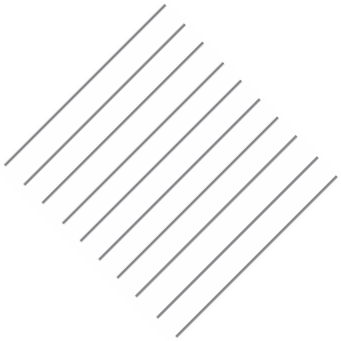


Figure 4-13: Treillis en aluminium (α=45°)

D'où l'équation suivante:

$$S_{treillis45°}^{HV} = -\frac{S_{treillisvert}\cos\left(\frac{\theta}{2}\right)}{2} \tag{4.56}$$

En utilisant l'équation (4.54), l'équation (4.56) devient:

$$S_{treillis45°}^{HV} = -\frac{S_{treillisvert}^{VV}}{2\cos\left(\frac{\theta}{2}\right)} \tag{4.57}$$

Après la détermination de $S_{treillis45°}^{HV}$, le coefficient C_{22} peut être déterminé

$$M_{treillis45°}^{HV} = C_{22}S_{treillis45°}^{HV} + B_{.HV} \Rightarrow C_{22} = \frac{M_{treillisvert}^{HV} - B_{.HV}}{S_{treillis45°}^{HV}} \tag{4.58}$$

De la même façon, on peut déterminer C_{33}.

Après que les quatre coefficients de calibration (C) ont été calculés, l'étalonnage peut être réalisé pour une seule fréquence par une simple multiplication de matrice :

$$S = C^{-1}.(M - B) \tag{4.59}$$

4.3.4.4 Choix de la technique de calibration

Pour choisir la technique de calibration, il faut tout d'abord définir le type de calibration c'est-à-dire si on souhaite qu'elle soit complètement ou simplement polarimétrique.

Comme nous l'avons expliqué au début de ce chapitre, nous avons une calibration simple polarimétrique quand les antennes sont totalement isolées, c'est-à-dire quand la différence d'énergie entre une émission polarisée horizontalement et une réception polarisée verticalement est de plus de 40 dB.

Pour déterminer le type de notre calibration, nous avons effectué une manipulation dans laquelle nous avons réalisé des mesures radar en bande X pour une polarisation à l'émission horizontale et une polarisation à la réception verticale et en considérant une plaque en aluminium (figure 4-14)

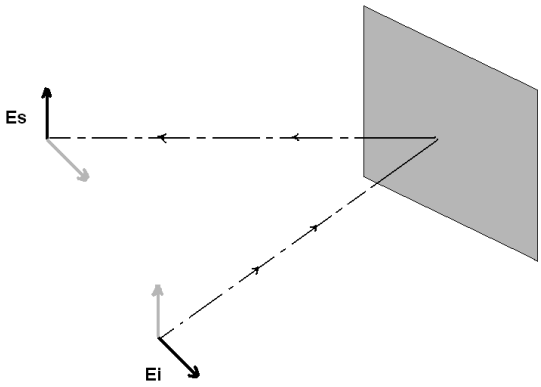


Figure 4-14: Plaque en aluminium

Les résultats des mesures sont présentés sur les figures (4.15) et (4.16) :

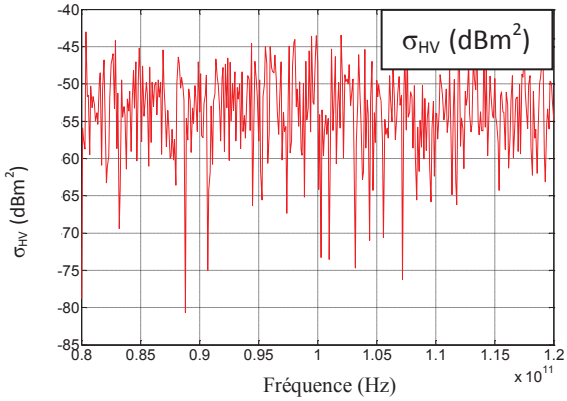


Figure 4-15: Réponse d'une plaque en aluminium avec une émission en polarisation horizontale et une réception en polarisation verticale

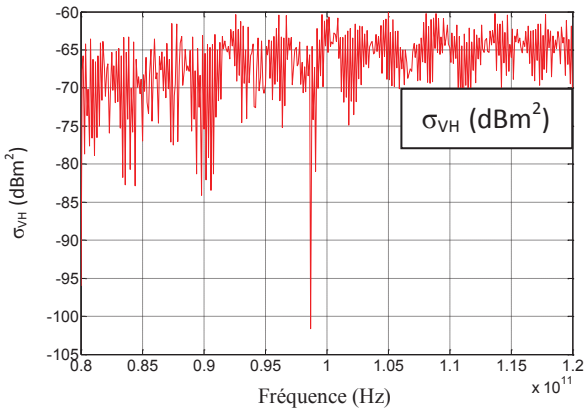


Figure 4-16: Réponse d'une plaque en aluminium avec une émission en polarisation verticale et une réception en polarisation horizontale

Les mesures radar montrent que les antennes radar sont totalement isolées et la différence d'énergie entre une émission horizontale et une réception verticale est de plus de 40 dB.

Après avoir défini le type de calibration (calibration simple polarimétrique), nous pouvons maintenant choisir une technique qui est adaptée à ce type de calibration.

La technique de calibration EMSL est une technique efficace et simple à réaliser puisque elle nécessite seulement deux cibles de référence (plaque et treillis). Pour cette raison, nous avons choisi cette technique pour calibrer nos mesures réalisées dans la chambre anéchoïque.

4.4 Premières mesures préliminaires dans la chambre anéchoïque

Avant de réaliser les mesures sur les maquettes des profils en aluminium représentant des profils de vagues déferlantes, nous avons commencé à effectuer des mesures radar sur des cibles canoniques (plaque, dièdre, trièdre), ceci afin de vérifier la fiabilité de la technique de calibration que nous avons adopté.

4.4.1 Mesures de la signature d'une plaque

La plaque utilisée pour les mesures est en aluminium (dimensions : 300mm 400mm) (Figure 4-17).

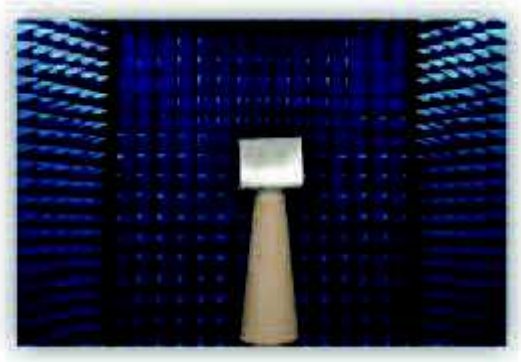


Figure 4-17: Plaque en aluminium

Après la calibration des mesures radar brutes, la figure 4-18 illustre les résultats obtenus en comparant les mesures avec les données théoriques.

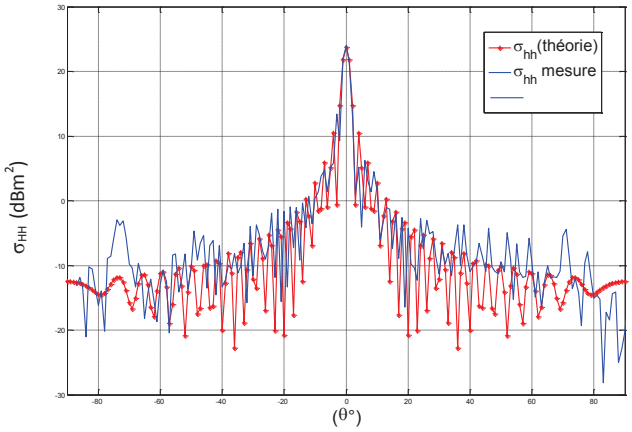


Figure 4-18: Comparaison entre les mesures calibrées et les résultats de simulation (physique optique) d'une plaque en aluminium (configuration monostatique, F=10 GHz)

Les résultats des mesures radar sont conformes aux résultats théoriques, comme le montre la figure 4-18.

4.4.2 Mesures de la signature d'un dièdre

Le dièdre utilisé pour les mesures est en aluminium (dimensions: 2. (300mm.400mm)) (Figure 4-19). De même, les résultats théoriques sont en parfaite adéquation avec les mesures (figure 4-20).

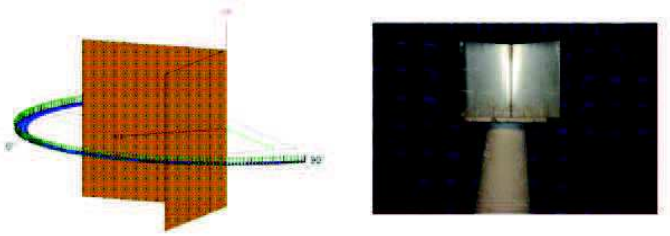


Figure 4-19: Dièdre en aluminium

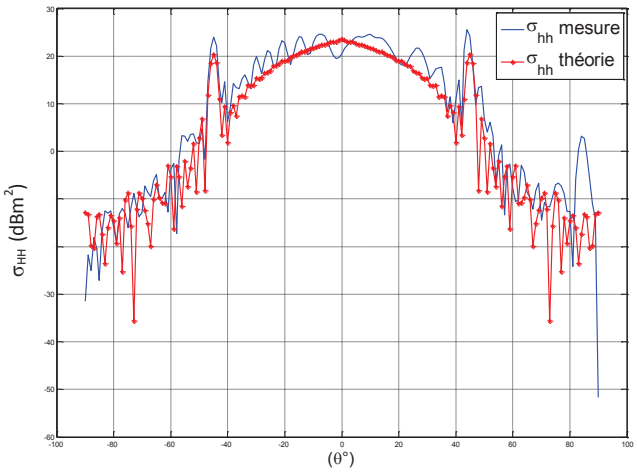


Figure 4-20: Comparaison entre les mesures calibrées et les résultats de simulation (physique optique) d'un dièdre en aluminium (configuration monostatique, F=10 GHz)

4.4.3 Mesures de la signature d'un trièdre

Le trièdre utilisé pour les mesures est en aluminium (dimensions : 3.(300mm.400mm)) (Figure 4-21). Les résultats théoriques et les mesures sont bien en adéquation (Figure 4-22).

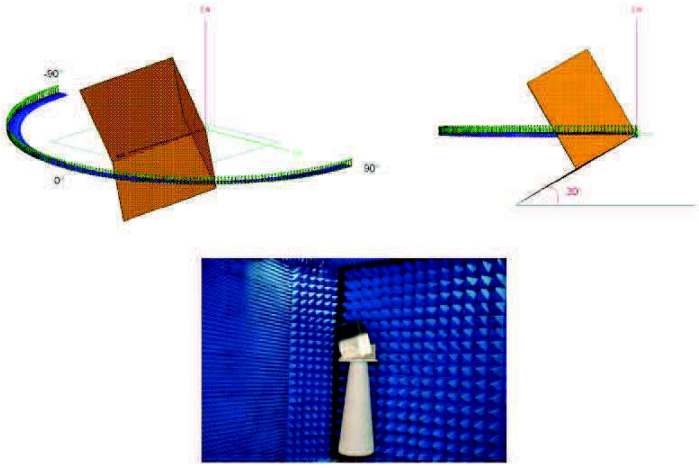


Figure 4-21: Trièdre en aluminium

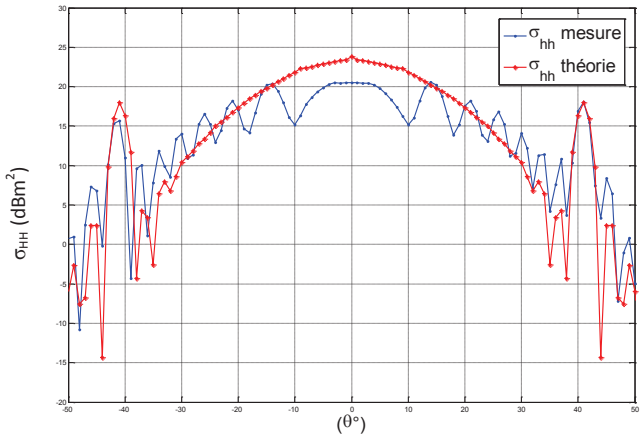


Figure 4-22 : Comparaison entre les mesures calibrées et les résultats de simulation théorique (physique optique) d'un trièdre en aluminium (configuration mono-statique, F=10GHz)

Les résultats des mesures radar des signatures des trois cibles (plaque, dièdre et trièdre) sont en adéquation avec les résultats théoriques attendus, se qui montre le bon choix du type de calibration retenue dans nos travaux.

4.5 Conception des profils de vague en aluminium

Nous avons choisi le profil 12 de la vague déferlante pour faire nos premières mesures radar (figure 4-23).

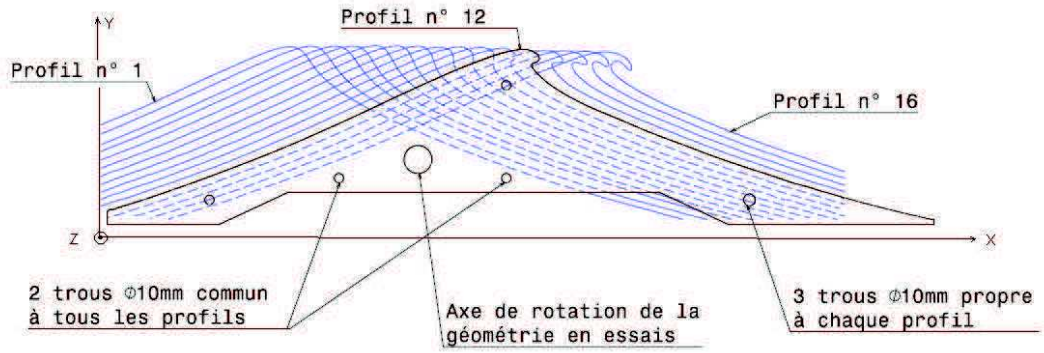


Figure 4-23: Les 16 profils de vagues déferlantes

Une extension est faite dans la troisième dimension (z), dans laquelle aucune des propriétés ne varient (Figure 4-24). Par conséquent pour le profil 12 représentant une vague, nous obtenons le profil 3D donné par la figure 4-24.

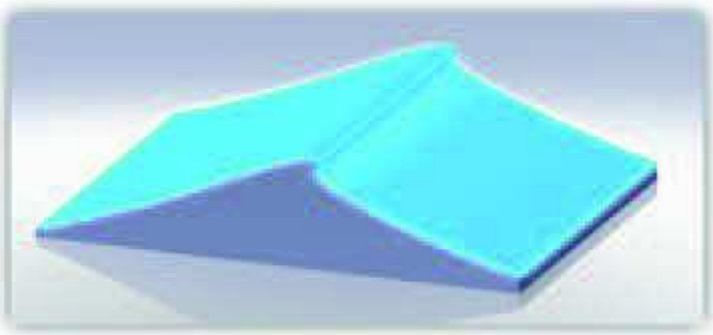


Figure4-24: Profil 12 en 3D de la vague déferlante

Pour réaliser une maquette représentant le profil 12, les techniques d'usinage classiques s'avèrent inadéquates à cause de la forme complexe de la crête de la vague. Pour remédier à cette difficulté, nous avons opté pour la solution suivante :

- Adopter un processus d'assemblage qui consiste à réaliser les différentes composantes constituantes du profil avant des les assembler. Ces composantes représentent des éléments d'une épaisseur de 60 millimètres chacune. (figure 4-25).
- Utiliser des contreplaqués en bois comme élément de base pour réaliser différentes parties.
- Découper ces contreplaqués à l'aide d'un jet d'eau qui permet de réaliser la forme de la crête avec une bonne précision.
- Assembler les différentes parties (composantes), (figure 4-26).
- Recouvrir ensuite l'ensemble avec un film d'aluminium. Ce choix se justifie du fait de la nature magnétique et électrique de l'aluminium qui est similaire à celle de l'eau de mer (perméabilité magnétique relative proche de 1 et une grande permittivité relative électrique).

Dans la suite, nous supposerons que les deux surfaces (mer et aluminium) sont parfaitement conductrices.

matériau	perméabilité relative μ / μ 0	permittivité relative électrique ε/ ε_0
Acier	100	
Nickel	100 - 600	
Aluminium	1	10
L'eau	0.999 9 92	45

Tableau 4.2: Perméabilité et permittivité relative des différents matériaux

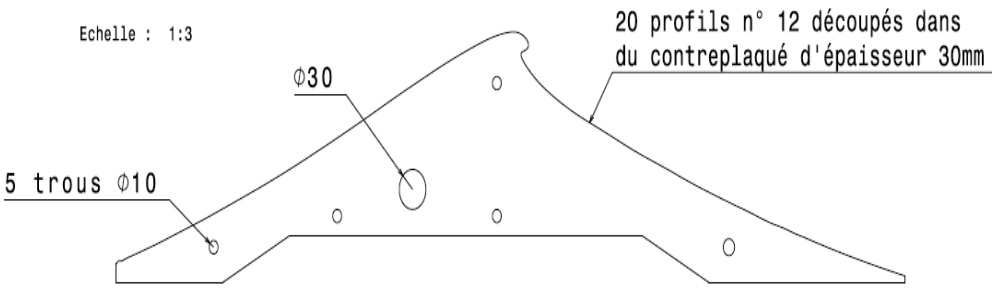


Figure 4-25: Profil 12 d'épaisseur 30mm

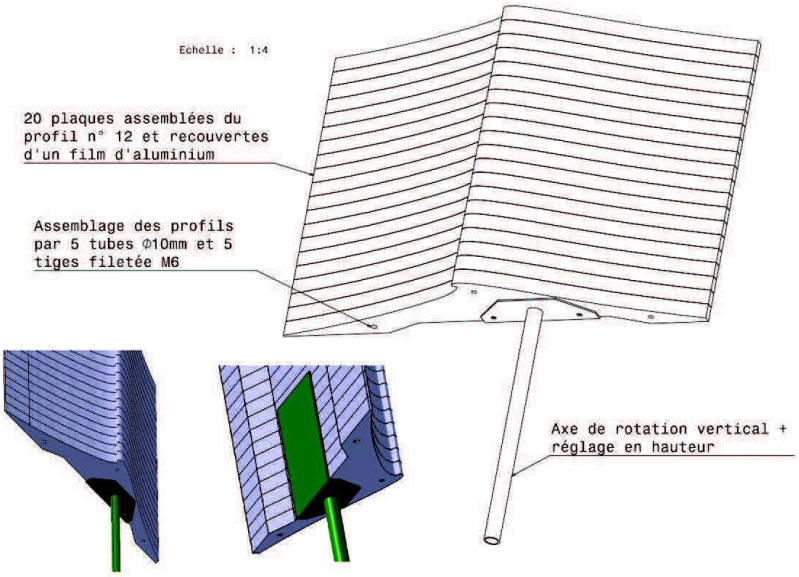


Figure 4-26: Assemblage du profil 12 (3D).

4.6 Réalisation des mesures de signature radar d'un profil en aluminium d'une vague déferlante (sans face avant)

Après la vérification de la fiabilité de la technique de calibration que nous avons retenue, nous présentons maintenant les mesures radar que nous avons réalisées sur une maquette en aluminium du profil 12 d'une vague déferlante qui a été générée par le code hydrodynamique LONGTANK.

Nous avons considéré que la géométrie du profil est constante le long de l'axe (z), donc il suffit de prendre un profil métallique de faible épaisseur (6cm=2.λ). Ceci a été réalisé afin de pouvoir comparer nos mesures expérimentales avec les simulations numériques 1D (figure 4-27). (Il faut noter ici, que nous avons réalisé des mesures sur des profils de différentes épaisseurs « 6, 9, 12 et 16 cm », et nous avons obtenu pratiquement les mêmes résultats, c'est pour cette raison, que nous avons choisi d'utiliser des profils avec une épaisseur de 6cm).

Figure 4-27: Profil d'une vague déferlante en aluminium (sans face avant).

Ces mesures ont été réalisées en configuration monostatique (Figure 4-28) et en bistatique, (Figure 4-29) et en polarisations HH et VV.

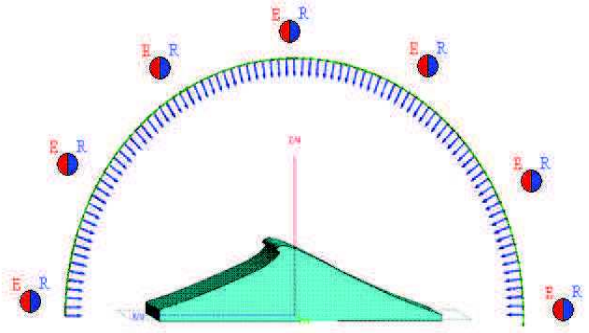


Figure 4-28 : Configuration monostatique.

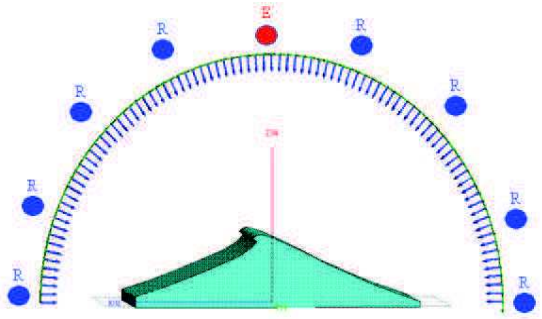


Figure 4-29 : Configuration en **bistatique**.

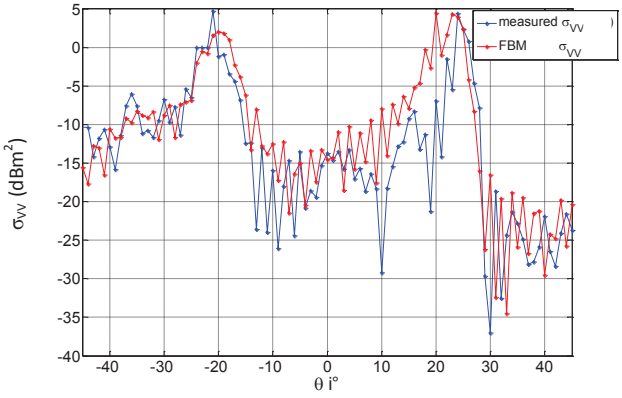


Figure 4-30 : Comparaison entre les mesures calibrées et les résultats de simulation (FBM) d'un profil en aluminium d'une vague déferlante observée en configuration monostatique- F=10GHz.

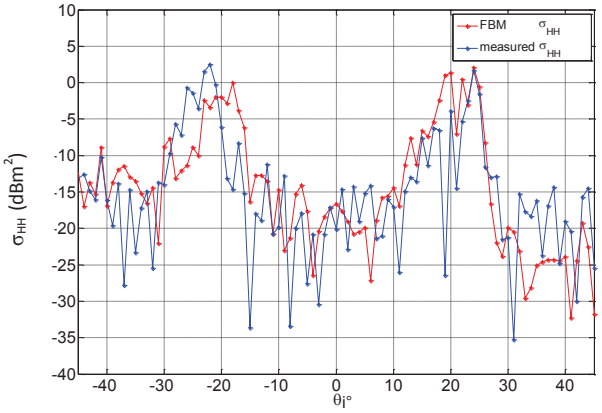


Figure 4-31 : Comparaison entre les mesures calibrées et les résultats de simulation (FBM) d'un profil en aluminium d'une vague déferlante observée en configuration monostatique F=10GHz.

Pour la configuration mono-statique (cas angles non rasants -45° < θ_i <45°) et pour les deux polarisations HH et VV, les mesures de signature radar sont en adéquation avec nos résultats de simulation numérique (FBM) (figures 4-30 et 4-31). Pour apprécier le taux d'erreur entre les mesures radar et les simulations, nous avons présenté σ_{HH} en bande X [8 GHz -12GHz] en configuration mono-statique (θ_i=-20°) où nous retrouvons le maximum d'énergie rétrodiffusée (réponse de la pente positive de la vague déferlante) (Figure 4-32).

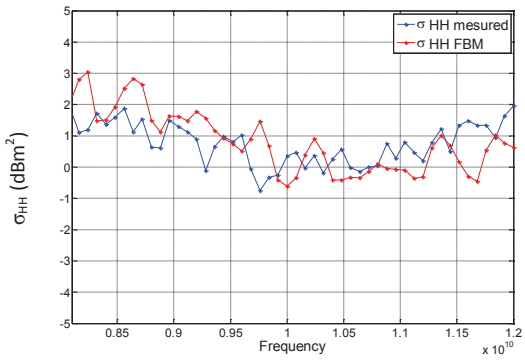


Figure 4-32 : Comparaison entre les mesures calibrées et les résultats de simulation numérique (FBM) en configuration mono-statique (θ_i=-20°)

Nous remarquons que l'erreur maximale entre les mesures et les données simulées est inférieure à 3 dB (figure 4-32), ce qui est un résultat acceptable.

Pour les mesures radar de validation pour le cas de la propagation avant, nous avons choisi la configuration suivante (θ_i=-20° et -20° < θ_s <60°) (Figure 4-33). Dans cette configuration, nous retrouvons la réponse de la pente négative de la vague.

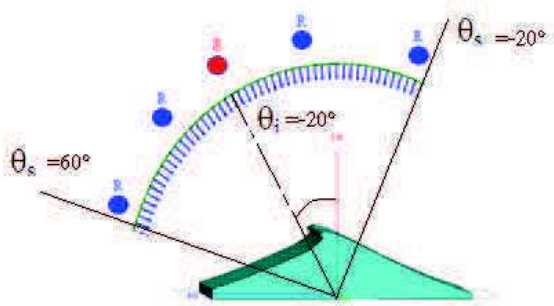


Figure 4-33 : Configuration bistatique : θi=-20° et -20° < θs <60°

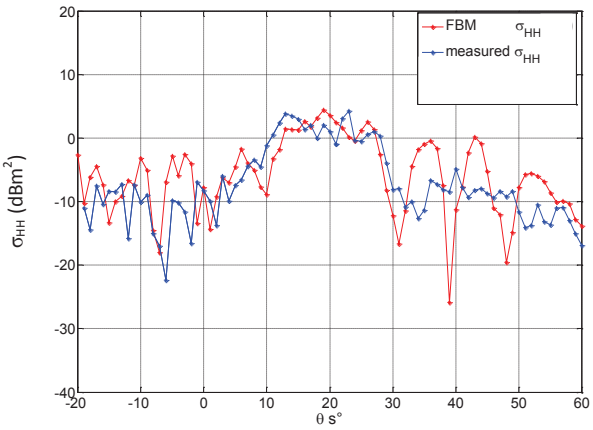


Figure 4-34 : Comparaison entre les mesures calibrées et les résultats de simulation numérique (FBM) d'un profil en aluminium d'une vague déferlante (observés en bistatisme F=10GHz).

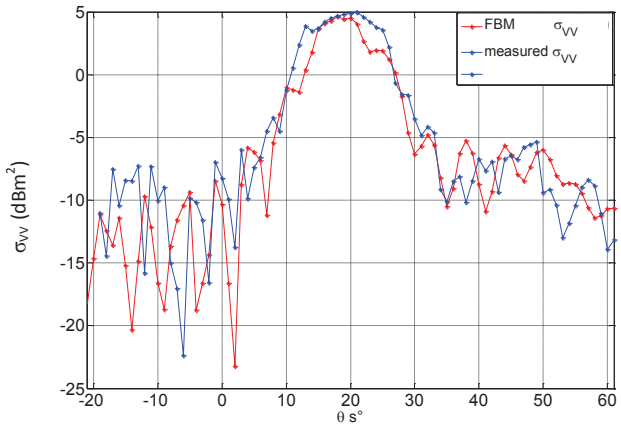


Figure 4-35 : Comparaison entre les mesures calibrées et les résultats de simulation numérique (FBM) d'un profil en aluminium d'une vague déferlante (observées en bistatisme- F=10GHz).

Pour la configuration en bistatisme, les mesures radar valident nos simulations numériques (FBM), dans ces résultats nous remarquons qu'il y a un lobe d'énergie centré à θ_s=20 °, qui correspond à la réponse spéculaire de la pente négative de la vague déferlante (figures 4-34 et 4-35).

4.7 Réalisation des mesures radar d'un profil en aluminium d'une vague déferlante (avec face avant)

Des mesures ont été réalisées en considérant le profil en aluminium illustré par les figures 4-36 et 4-37. Les résultats de comparaison obtenus sont présentés par les figures 4-38 et 4-39.

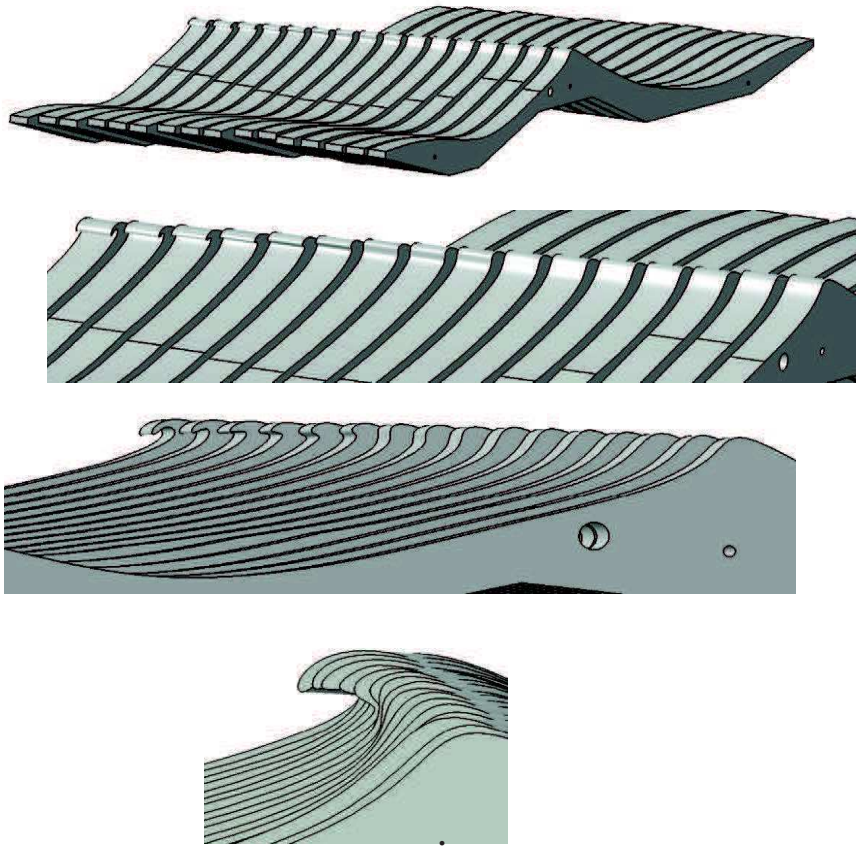


Figure 4-36: Profil en aluminium de vagues déferlantes (avec face avant)

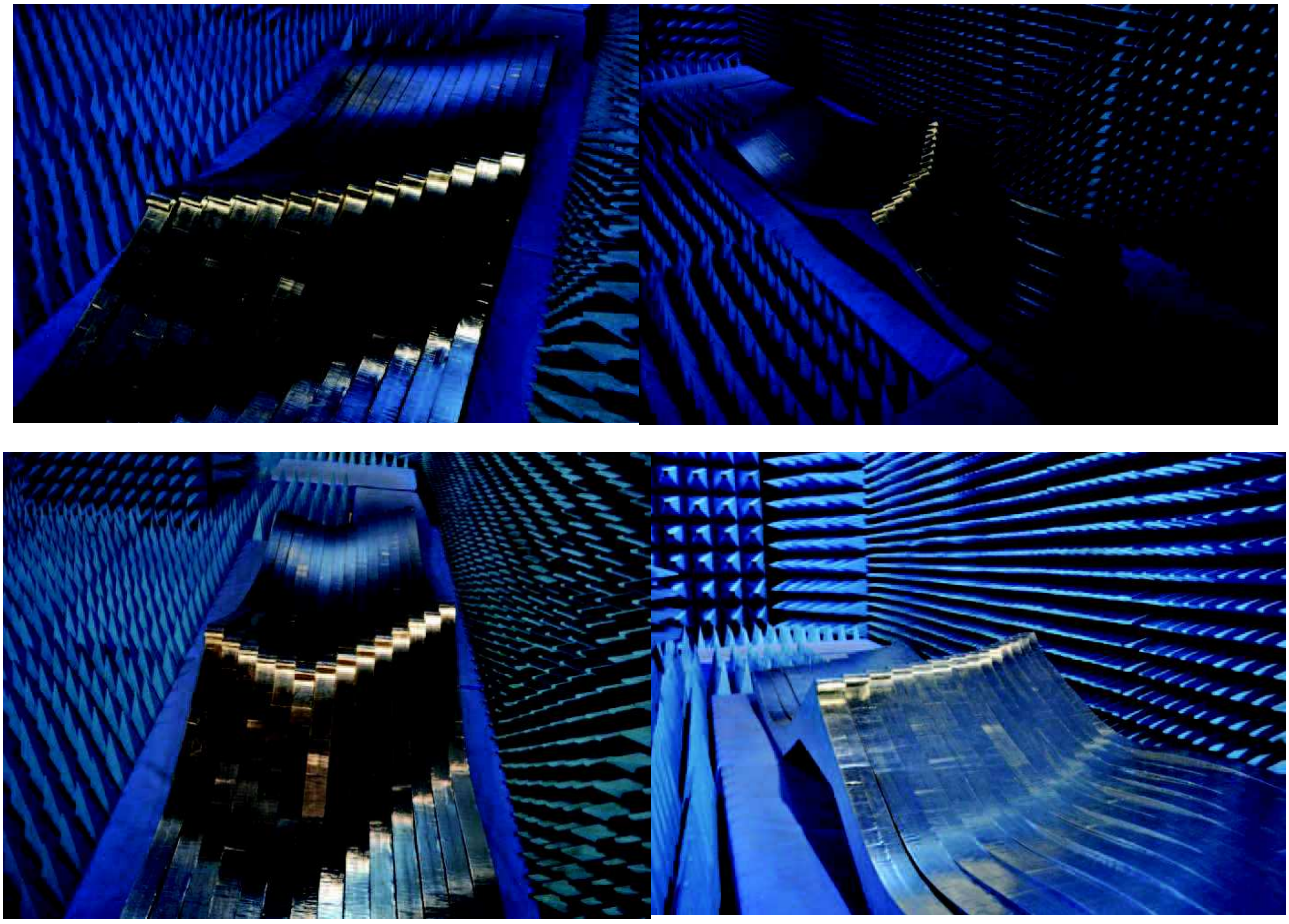


Figure 4-37: Profil en aluminium des vagues déferlantes (avec face avant)

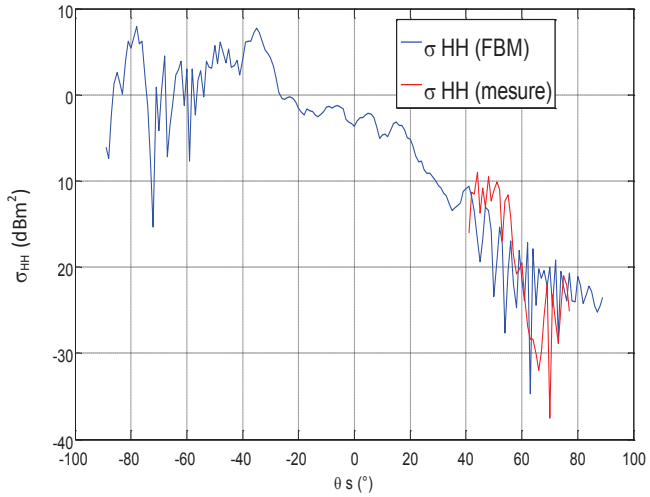


Figure 4-38: Comparaison entre les mesures calibrées et les résultats de simulation (FBM) d'un profil en aluminium d'une vague déferlante (bistatique- F=10GHz), profil 3.

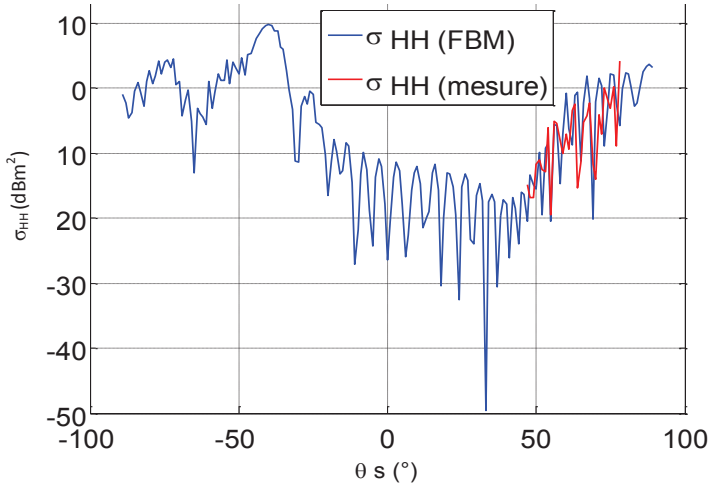


Figure 4-39: Comparaison entre les mesures calibrées et les résultats de simulation (FBM) d'un profil en aluminium d'une vague déferlante (bistatique- F=10GHz), profil 13.

Pour la configuration en propagation avant et pour les angles rasants, les mesures radar sont relativement en accord avec nos simulations numériques (FBM), qui présentent la contribution double réflexion (entre la crête et la face avant de la vague déferlante) où il y a un retour d'énergie.

4.8 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les travaux nécessaires pour réaliser la phase d'évaluation et de validation (par mesures radar) de nos résultats de simulation numérique présentés dans le deuxième chapitre. D'abord, nous avons présenté le matériel utilisé pour effectuer les mesures de signature radar de différentes cibles considérées (chambre anéchoïque, analyseur de réseau vectoriel, …). Par la suite, nous avons décrit la solution adoptée pour réaliser les maquettes représentant les profils de vagues déferlantes. A l'issue de cette étape, nous avons introduit la technique de calibration utilisée dans nos mesures de signature radar, puis nous avons vérifié la fiabilité de cette technique de calibration sur des cibles canoniques (plaque, dièdre et trièdre). Enfin, nous avons présenté les résultats d'évaluation et de validation par des mesures de signature radar de maquettes en aluminium d'une vague déferlante observée en configurations monostatique et en bistatique.

Ces mesures réalisées valident globalement la démarche adoptée et les résultats de différentes simulations numériques (FBM) réalisés en considérant les profils en aluminium de vagues déferlantes.

5 CHAPITRE

Conclusion et perspectives

La modélisation et le calcul de la signature électromagnétique des effets hydrodynamiques non-linéaires, de type vagues déferlantes, observés en configuration propagation avant constituent l'objectif principal de ce travail de thèse. L'une des motivations réside dans l'amélioration des systèmes de surveillance et de détection de cibles navales. Et ainsi de contribuer à l'élimination dans le processus de détection des perturbations provoquées par la présence de pics de mer générés par les vagues déferlantes. Ces perturbations sont à l'origine de fausses alarmes et ont ainsi une influence sur les performances de système de surveillance maritime. Pour ce faire, le travail présenté dans ce manuscrit s'organise autour de trois étapes. La première est dédiée à un état de l'art sur le sujet ainsi qu'à son positionnement par rapport aux travaux réalisés et présentés dans la littérature ouverte. La seconde fait l'objet de la proposition d'un modèle de diffusion électromagnétique combinant les approches asymptotiques et les méthodes exactes. La troisième étape quant à elle, est constituée d'un volet sur les simulations numériques, un volet sur les expérimentations effectuées dans la chambre anéchoïque de l'ENSTA Bretagne et un dernier dédié à la phase d'évaluation de la méthodologie et des modèles proposés. L'ensemble de ces étapes est décliné en quatre chapitres.

Le premier chapitre, nous a permis d'introduire les notions de base de l'électromagnétisme nécessaires pour mener à bien la problématique traitée dans ce manuscrit et qui porte sur la signature EM radar d'une surface maritime hétérogène avec la prise en compte des phénomènes hydrodynamiques non linéaires (vagues déferlantes). Ainsi, nous avons donné dans un premier temps les conventions des systèmes de coordonnées dans les configurations monostatique et bistatique. Par la suite, nous avons rappelé les équations de Maxwell, la puissance véhiculée par une onde électromagnétique et aussi, les coefficients de diffusion d'une cible.

Dans le deuxième chapitre et dans le but de décrire une surface maritime, il convenait de s'intéresser à ses aspects géométriques et physiques. Les propriétés physiques d'une surface sont sa perméabilité magnétique (qui est la faculté d'une surface à produire un champ magnétique) et sa permittivité électrique (qui est sa capacité à stocker de l'énergie électrique en présence d'un champ électrique). Dans ce cadre, nous avons adopté le modèle de Debye pour estimer sa permittivité, quant à sa perméabilité, elle a été prise unitaire. En ce qui concerne la description géométrique, nous avons adopté la représentation spectrale de la surface pour modéliser les phénomènes hydrodynamiques linéaires (vagues de gravité et de capillarité), et en particulier le spectre d'Elfouhaily. Pour modéliser les vagues non linéaires (vagues déferlantes glissantes), nous avons utilisé les profils issus des résultats du simulateur LONGTANK.

Dans le troisième chapitre, nous avons présenté un modèle hybride pour calculer les coefficients de diffusion d'une surface maritime avec la prise en compte des phénomènes hydrodynamiques non linéaires (vagues déferlantes). Ce modèle fait appel à deux contributions, celle utilisant une méthode asymptotique (dans ce travail, nous avons utilisé SPM) et l'autre, basée sur l'utilisation de la méthode exacte FB (MoM). Par la suite, nous avons présenté les différents types de diffusion électromagnétique par une surface maritime (diffusion de Bragg et diffusion de non-Bragg). Nous avons étudié la diffusion d'une vague déferlante et nous avons montré que pour la configuration bistatique et pour des angles non-rasants, nous pouvons trouver l'effet non linéaire qui se présente sous la forme d'un pic de mer, alors que cet effet hydrodynamique se trouve seulement pour les angles rasants en

cas monostatique (Holliday et al. [4]). Nous avons étudié aussi les types de mécanisme d'une vague déferlante, nos résultats montrent que pour les angles non-rasants, la diffusion simple trajet des pentes positive et négative de la vague est le principal mécanisme qui produit l'effet non linéaire (pic de mer). Par contre, pour les angles rasants et pour les configurations bistatiques (propagation avant), la contribution double trajet (face avant et la crête d'une vague déferlante) est le mécanisme qui produit les pics de mer. Nos simulations numériques montrent aussi que pour les configurations bistatique suivantes $\theta i = -80°$ et $-90° < \theta s < 60°$, les pics de mer ne sont pas présents.

Ces résultats donnent des éléments de solution permettant d'analyser la présence ou pas de pics de mer (des faux échos). L'une des orientations pourrait être le remplacement des radars côtiers mono-statiques (pour lutter contre les faux échos) par des radars côtiers bistatiques ($\theta_i = -80°$ et $-90° < \theta_s < 60°$).

Nous avons étudié aussi la présence ou pas de pics de mer dans différentes bandes de fonctionnement de systèmes d'observation, bande L (1,5 à 2 GHz), bande S (2 GHz à 4 GHz), bande C (4 GHz à 8 GHz) et bande Ku (12 GHz à 18 GHz). Nos résultats de simulation montrent que dans les bandes L et S, les pics de mer ne sont pas présents pour toutes les configurations bistatiques et qu'à partir de la bande C, nous trouvons la présence des pics de mer.

Dans le quatrième et dernier chapitre, nous avons présenté les travaux nécessaires pour réaliser la phase de validation (par mesures radar) de nos résultats de simulation présentés dans le troisième chapitre. D'abord, nous avons présenté le matériel utilisé pour effectuer les mesures radar (chambre anéchoïque, analyseur de réseau vectoriel, …). Par la suite, nous avons décrit la solution adoptée pour réaliser les maquettes représentant les profils de vagues déferlantes. A l'issue de cette étape, nous avons introduit la technique de calibration utilisée dans nos mesures radar, puis nous avons vérifié la fiabilité de cette technique de calibration retenue en considérant des cibles canoniques (plaque, dièdre et trièdre). Enfin, nous avons présenté les résultats de validation par des mesures radar sur des maquettes en aluminium de profils de vagues déferlantes observées en configuration mono-statique et bistatique.

Ces mesures de signature radar valident bien nos résultats de simulation numérique (FB) réalisés en considérant les profils de vagues déferlantes.

Les perspectives à ce travail sont nombreuses. Nous retenons les trois axes de recherche principaux suivants :

-Afin de traiter une surface maritime plus réaliste, il serait intéressant d'utiliser une surface 3D (problème 2D) qui présente des vagues linéaires et des vagues déferlantes.

-Cette étude considère essentiellement des surfaces parfaitement conductrices. Dans les calculs basés sur les méthodes exactes, il serait donc pertinent de traiter la surface comme une surface diélectrique avec prise en compte de la constante diélectrique donnée par le modèle de Debye.

-Il a été montré dans ce manuscrit que pour éviter les pics de mer (des faux échos), il serait peut être judicieux de remplacer les radars côtiers monostatiques (existence de pics de mer [6]) par des radars côtiers bistatiques. Une question se pose alors : si nous sommes obligés de travailler dans la configuration monostatique et pour les angles rasants, comment nous pouvons éviter les pics de mer, une des solutions pour résoudre ce problème, serait de caractériser les pics de mer produits par les vagues déferlantes par une signature polarimétrique, afin de les filtrer par des filtres spéciaux.

-Dans nos travaux de thèse, nous avons étudié la signature électromagnétique des vagues déferlantes de type glissante, avec des profils issus du code LONGTANK. Par contre, il existe d'autres types de vagues déferlantes comme le déferlement plongeant et le déferlement à effondrement. Par conséquent, il serait intéressant d'étudier la signature électromagnétique de ces types de vagues déferlantes. Pour ce faire et pour modéliser et décrire ces deux types de vagues déferlantes nous pouvons utiliser les résultats des travaux de recherche et les outils de simulation développés et proposés par Y.-M. Scolan [30] (figure 5.1).

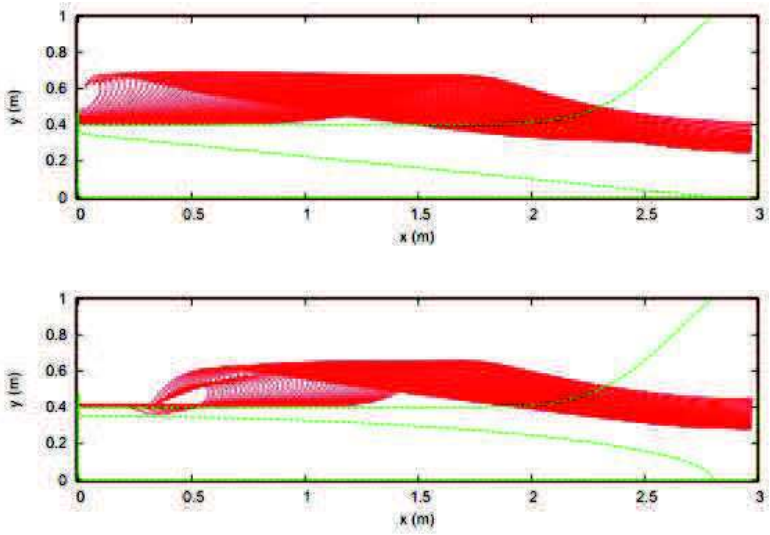


Figure 40 vagues déferlantes de type «plongeante» [30].

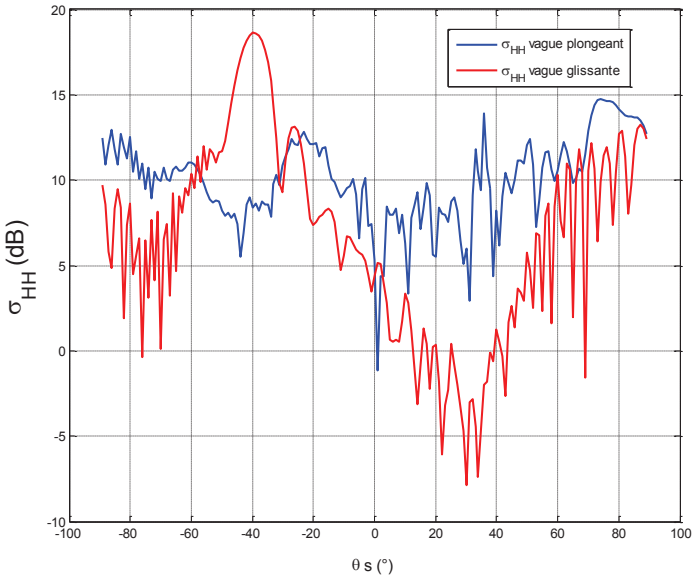


Figure 41 Coefficient de diffusion σ_{HH} de profil 16 de la vague glissante et de dernier profil de la vague plongeante

Annexes

ANNEXE1

Modèle de Debye

L'objectif de cette annexe est de présenter la formulation de Debye permettant l'estimation de la constante diélectrique de l'eau de mer et notamment utilisée dans les méthodes asymptotiques (SPM et OP).

Dans le cas de l'eau de mer, pour estimer la permittivité, nous avons retenu la formulation de Debye [1, 2, 39]. Ce modèle prend en compte l'influence de la fréquence de l'onde incidente, de la température et de la salinité de l'eau de mer:

$$\varepsilon_r = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_{st} - \varepsilon_\infty}{1 + (j\omega\tau)} - j\frac{\sigma}{\omega\varepsilon_0} \qquad \text{(A1-1)}$$

Avec :

- ε_0 =8,845.10-12 Farads/mètre, c'est la permittivité de l'espace libre
- ε_0 =4,8, c'est la permittivité électrique pour une très haute fréquence
- ε_{st} c'est la permittivité statique, elle s'exprime comme un produit de deux termes :

$$\varepsilon_{st} = \varepsilon_{st}(T,0).a(T,S) \qquad \text{(A1-2)}$$

(T, 0) est la permittivité statique pour une eau douce (taux de salinité nul) et $a(T,S)$ désigne un terme qui dépend de la température T et de la salinité S. Cette expression (A1-2) est seulement valable pour une mer de salinité comprise entre 4 et 35 ppm.
Pour un taux de salinité nul, la permittivité statique s'écrit :

$$\varepsilon_{st}\ (T, 0)=87{,}134-1{,}949.10^{-1}T+1{,}276.10^{-2}T^2+2{,}4 \qquad \text{(A1-3)}$$

Le terme qui dépend de la température T et de la salinité S s'écrit :

$$a(T, S)=1+1{,}613.10^{-5}T.S-3{,}656.10^{-3}.S+3{,}21.10^{-5}S^2+3{,}21.10^{-5}.S^2-4{,}232.10^{-5}.S^3 \qquad \text{(A1-4)}$$

- τ désigne le temps de relaxation. Il s'écrit :

$$\tau(T,S) = \tau(T,0).b(T.S) \qquad \text{(A1-5)}$$

L'expression A1-5 est valable pour 0°C <T<40°C et pour 0 <S<157 ppm.
Pour un taux de salinité nul, le temps de relaxation τ s'écrit:

$$\tau(T,0) = \frac{1{,}1109.10^{-10} - 3{,}824.10^{-12}T + 6{,}938.10^{-14}T^2 - 5{,}096.10^{-16}.T^3}{2\pi} \quad \text{(A1-6)}$$

Le terme b qui dépend de la température T et de la salinité S s'écrit :

$$b(T,S) = 1 + 2{,}282.10^{-5}T.S - 7{,}638.10^{-4}S - 7{,}760.10^{-6}S^2 + 1{,}105.10^{-8}S^3 \quad \text{(A1-7)}$$

- σ est la conductivité ionique de l'eau salée, elle s'écrit:

$$\sigma(T,S) = \sigma(25,S).e^{-\pi} \quad \text{(A1-8)}$$

Où :

$$\begin{cases} \sigma(25,S) = S.[0{,}18252 - 1{,}4619\times10^{-3}.S + 2{,}093\times10^{-5}.S^2 - 1{,}282\times10^{-7}.S^3] \\ \pi = \Delta.[2{,}033\times10^{-2} + 1{,}266\times10^{-4}.\Delta + 2{,}464\times10^{-6}\Delta^2 - S(1{,}849\times10^{-5} - 2{,}551\times10^{-7}\Delta + 2{,}551\times10^{-8}\Delta^2)] \\ \Delta = 25 - T \end{cases} \quad \text{(A1-9)}$$

(A1-8) est valable seulement pour 0<S<40ppm.

ANNEXE 2

Fonction de Green

Historiquement, les fonctions de Hankel ont été utilisées en électromagnétisme par Mie lors de la résolution du problème de diffusion par un cylindre. Elles sont construites par combinaisons linéaires de fonction de Bessel et de Neumann. Par construction, la fonction de Green du cas 2D vérifie l'équation [46], [47], [48]:

$$(\Delta + k_0^2) g_0(r, r') = -\delta(r - r') \tag{A2-1}$$

Remarque : on rencontre aussi, dans la littérature, la fonction de Green définie à l'aide de la fonction de Hankel du deuxième type d'ordre zéro $H_0^{(2)}$, qui est le conjugué de $H_0^{(1)}$. Par ailleurs, la fonction de Green pour le problème électromagnétique 3D général est donnée par :

$$g_0^{3D}(r, r') = \frac{e^{1k_0 \|r, r'\|}}{4\pi \|r, r'\|} \tag{A2-2}$$

A.2 Fonction de Hankel

La fonction de Hankel satisfait une propriété de récurrence : en effet, en utilisant la formule (A2-3)

$$z^2 \frac{d^2 h_m^{(1)}(z)}{dz^2} + z \frac{dH_0^{(1)}(z)}{d_z} + (z^2 - m^2) H_0^{(1)}(z) = 0 \tag{A2-3}$$

Et la relation

$$\frac{d^n H_0^{(1)}(z)}{dz^n} = (-1)^n H_m^{(1)}(z) \tag{A2-4}$$

Nous pouvons relier toutes les fonctions de Hankel du premier type entre elles.

Par exemple à partir de:

$$\frac{dH_0^{(1)}(z)}{dz} = -H_0^{(1)}(z) \text{ et } \frac{d^2 H_0^{(1)}(z)}{dz^2} = H_2^{(1)}(z) \tag{A2-5}$$

Et de (A.2-3) nous obtenons:

$$H_2^{(1)}(z) = \frac{1}{z} H_1^{(1)}(z) - H_0^{(1)}(z) \tag{A2-6}$$

ANNEXE 3

Méthode des moments

La méthode des moments (MoM) a été pour la première fois appliquée aux problèmes de diffraction électromagnétique par Harrington en 1968. Elle permet de résoudre différents problèmes en électromagnétisme [53] [54]. Après discrétisation, le problème se résumé généralement à la résolution de l'équation A3-1.

$$Lf = g \tag{A3-1}$$

Où L est un opérateur intégral ou intégro-différentiel linéaire, f représente l'inconnue et g , une fonction donnée. Dans notre cas, l'inconnue f est le champ et/ou le courant surfacique, et g le champ incident.

En premier lieu, on projette la fonction recherchée f sur une base complète L $\{f_n\}_{n=1..N}$

C'est-à-dire qu'on approche f par une série avec des coefficients inconues.

$$f \cong \overline{f} = \sum_{n=1}^{N} \alpha_n f_n \tag{A3-2}$$

Et $\overline{f}$ vérifie $\lim N \to +\infty \left| f - \overline{f} \right| = 0.$ Le problème revient donc à déterminer le coefficient α_n . En remplaçant cette approximation dans (A3-2), on obtient

$$lf = l\left(\sum_{n=1}^{N} \alpha_n f_n \right) + \in_N = g \tag{A3-3}$$

Où $\in_N$ est l'erreur d'approximation, encore appelée résidu. Par linéarité, on a finalement

$$lf = \sum_{n=1}^{N} \alpha_n l(f_n) + \in_N = g \tag{A3-4}$$

On projette alors l'égalité précédente sur une base de fonctions $\{w_m\}_{m=1..M}$, dites fonction test (ou de base), choisies de façon à minimiser l'influence de l'erreur $\in_N$.

$$< W_m \sum_{n=1}^{N} \alpha_n (lf_n) + \in_N > = \sum_{n}^{N} \alpha_n < w_m lf_n > + < w_m \in_N > = < w_m g >, m = 1..M \tag{A3-5}$$

Où $<.>$ représente le produit scalaire. Par la suite nous supposerons que $\langle \varepsilon_{N,} w_m \rangle = 0..\forall m$, mais nous reviendrons sur cette approximation.

Sous cette hypothèse, le système (A3-5) peut s'écrire sous la forme d'une équation matricielle [50]:

$$Z.X = b \tag{A3-6}$$

Où $$z = (z_{mn})m, n \text{ avec } z_{mn} =< w_m, lf >$$ (A3-7)

$$x = (X_m)_m \, avecX_m = \alpha_m = \alpha_m$$ (A3-8)

$$b = (b_m)_m \, avecX_m = \alpha_m$$ (A3-9)

La matrice Z est dite matrice d'impédance. Le système précédent a une solution si $\det(Z.) \neq 0$ et si $N \leq M$. Si $N = M$, nous pouvons le résoudre par la méthode des moindres carrés ; si $N = M$, et ce sera le cas ensuite, nous pouvons le résoudre par différentes méthodes, itératives ou non. Comme nous considérerons des problèmes avec un grand nombre d'inconnues, le choix de la méthode est important, ceci pour accélérer la résolution du système. Ce point constitue le cœur de l'un des problèmes à résoudre.

Pour les fonctions f_n et w_n, plusieurs choix existent et donnent lieu à des méthodes plus ou moins différentes. La méthode de Galerkin, par exemple, consiste à choisir $f_n = w_n$; la méthode de collation (point matching en anglais) consiste à prendre pour les w_n, des fonctions de Dirac δ. Si cette fois, on pose $w_n = lf_n, n = 1..N$, on applique une méthode des moindres carrés. L'intérêt est que l'on minimise alors l'erreur quadratique :

$|\in_N|^2 =< g - \sum_{n=1}^{N} \alpha_n lf_n >$. Il peut être aussi intéressant de choisir les fonctions f_n et w_n de façon à minimiser le nombre de coefficient α_n à déterminer et, par conséquent, à réduire la taille de la matrice impédance. La référence [53] est à consulter pour plus de détails. Une autre façon de minimiser le nombre de coefficients est d'appliquer la méthode des moments dans le domaine spectral [80, 81, 82], ou de choisir l'espace de Fourier pour les fonctions de projection et le domaine spatial pour les fonctions test [83].

Finalement, le choix de f_n et de w_n résulte d'un compromis entre un gain de temps (nombre d'inconnues N minimum), une précision suffisante et une simplicité dans sa mise en œuvre. C'est pourquoi nous avons retenu dans notre travail, la méthode classique des moments par collocation, c'est-à-dire que les fonctions w_n sont des fonctions de Dirac; pour les fonctions f_n, nous avons choisi des fonctions rectangles, encore appelées fonctions «pulse basis».

Remarque : La discrétisation des équations intégrales peut se faire aussi selon la méthode de Nystrom, plutôt répandue dans la communauté des mathématiciens. La méthode de Nystrom n'emploie pas de projection sur des fonctions de base mais utilise une règle de quadrature de la forme suivante [84].

$$\int_a^b f(x)dx = \sum_{i=1}^{N} w_i f(x_i)$$ (A3-10)

Pour discrétiser directement les équations intégrales, les coefficients $\{w_i\}$ sont les poids de la règle de quadrature et les $\{x_i\}$, les abscisses. Les règles de quadratures doivent être corrigées localement afin de tenir compte de la singularité du noyau de l'opérateur l. Les deux méthodes, MoM et Nystrom, aboutissent à une équation matricielle avec un nombre d'inconnues identique. La méthode de Nystrom donne lieu à un remplissage matriciel plus rapide que celui de MoM ; cependant, la méthode des moments est plus précise.

ANNEXE 4

Discrétisation de la MFIE pour le cas TM

L'équation de Fredholm du second type en polarisation TM est [46], [52] :

$$\frac{1}{2}\psi(r') - Sds\frac{\partial g_0(r,r')}{\partial n}\psi(r) = \psi_{inc}(r')\forall r' \in S \tag{A4-1}$$

Cette fois, la fonction inconnue $\psi(r)$ définie sur la surface S est approchée par une série

$$\psi(r) \approx \overline{\psi}(r)\sum_{n=1}^{N}\psi(r_n)f_n(x) \tag{A4-2}$$

où les fonctions de projection et de test, f_n et ω_n sont choisies (Cf Annexe 3).

En appliquant la méthode des moments, on obtient la matrice impédance Z, en suivant les étapes suivantes :

$$+\frac{1}{2}\psi(r') - Sds\frac{\partial g_0(r,r')}{\partial n} \tag{A4-3}$$

$$\Downarrow$$

$$-\Delta x\sum_{\substack{n=1\\n\neq m}}^{N}\gamma_n\psi(r_n)\frac{\partial g_0(r_n,r_m)}{\partial n} - \gamma_n\psi(r_m)\int_{x_m-\frac{\Delta x}{2}}^{x_m+\frac{\Delta x}{2}}dx\frac{\partial g_0(r,r_m)}{\partial n} \tag{A4-4}$$

$$\Downarrow$$

$$Z = (Z_{mn}) = \left\{\begin{array}{l} -\gamma_n\Delta x - \dfrac{\partial g_0(r,r_m)}{\partial n}..pour.m \neq n \\ +\dfrac{1}{2} - (r_m)\displaystyle\int_{x_m-\frac{\Delta x}{2}}^{x_m+\frac{\Delta x}{2}}dx\dfrac{\partial g_0(r,r_m)}{\partial n}.pour.m = n \end{array}\right\} \tag{A4-5}$$

La dérivée normale $\gamma_n\dfrac{\partial g_0(r,r_m)}{\partial n}$ est donnée par [46], [52] :

$$\gamma_n\frac{\partial g_0(r,r_m)}{\partial n} = \hat{n}.\nabla_r(g_0(r,r')) \tag{A4-6}$$

Où $\hat{n}$ est défini au point r et $\nabla_r(g_0(r,r'))$ est le gradient de la fonction de Green $g_0(r,r')$ par rapport à la variable r en laissant la variable r' fixe. La fonction de Green s'écrit

$$\frac{i\Delta x}{4}H_0^{(1)}(k_0\|r-r'\|)=\frac{i\Delta x}{4}H_0^{(1)}(k_0\sqrt{(x-x')^2+(\zeta(x)-\zeta(x'))^2}) \qquad \text{(A4-7)}$$

Et la dérivée de la fonction de Hankel est [46], [52] :

$$\frac{dH_0^{(1)}(z)}{dz}=-H_1^{(1)}(z) \qquad \text{(A4-8)}$$

Ce qui conduit à

$$\nabla_r(g_0(r,r'))=-\frac{ik_0}{4}\frac{H_1^{(1)}(k_0\sqrt{(x-x')^2+(\zeta(x)-\zeta(x'))^2}}{\sqrt{(x-x')^2+(\zeta(x)-\zeta(x'))^2}}.((x-x')\hat{x}+\zeta(x)-\zeta(x')\hat{z}) \qquad \text{(A4-9)}$$

$$\frac{dH_0^{(1)}(z)}{dz}=-H_1^{(1)}(z) \qquad \text{(A4-10)}$$

D'où

$$\frac{\partial g_0(r,r')}{\partial n}=-\frac{ik_0}{4}\frac{H_1^{(1)}(k_0\sqrt{(x-x')^2+(\zeta(x)-\zeta(x'))^2}}{\sqrt{(x-x')^2+(\zeta(x)-\zeta(x'))^2}}.\frac{(-\zeta'(x)(x-x')+(\zeta(x)-\zeta(x'))}{\sqrt{1+(\zeta'(x))^2}} \qquad \text{(A4-11)}$$

Les termes hors diagonale de $\boldsymbol{Z}$ sont calculés à partir de A4-5, en prenant $r=r_n$ et $r'=r_m$, puis en multipliant l'expression obtenue par $\gamma_n\Delta x=\sqrt{1+(\zeta'(x))^2}\Delta x$ le terme en $\sqrt{1+(\zeta'(x))^2}$ se simplifie avec le terme similaire du dénominateur de (A4-11).

L'expression (A4-10) permet aussi de déterminer une expression approchée des termes diagonaux de $\boldsymbol{Z}$, qui sont donnés par [46], [52] :

$$\frac{1}{2}-(\gamma_m)\int_{x_m+\frac{\Delta x}{2}}^{x_m+\frac{\Delta x}{2}}dx\frac{\partial g_0(r,r_m)}{\partial_n} \qquad \text{(A4-12)}$$

En effet le terme de droit peut être simplifié en sachant que, pour ξ proche de zéro,

$$H_1^{(1)}(\xi)\cong-\frac{2i}{\pi\xi} \qquad \text{(A4-13)}$$

Pae ailleurs, γ_m se simplifie avec un des termes du dénominateur de $\frac{\partial g_0(r,r_m)}{\partial_n}$. D'où

$$\gamma_m\int_{x_m+\frac{\Delta x}{2}}^{x_m+\frac{\Delta x}{2}}dx\frac{\partial g_0(r,r_m)}{\partial_n}\cong\int_{x_m+\frac{\Delta x}{2}}^{x_m+\frac{\Delta x}{2}}dx\frac{(-\zeta'(x)(x-x_m)+(\zeta(x)-\zeta(x_m))}{(x-x_m)^2+(\zeta(x)-\zeta'(x_m))^2} \qquad \text{(A4-14)}$$

Qui se simplifie encore en utilisant un développement de Taylor de ξ en x_m :

$$\gamma_m \int_{x_m+\frac{\Delta x}{2}}^{x_m+\frac{\Delta x}{2}} dx \frac{\partial g_0(r,r_m)}{\partial_n} \cong \frac{+1}{2\pi} \int_{x_m+\frac{\Delta x}{2}}^{x_m+\frac{\Delta x}{2}} dx \frac{\frac{\zeta''(x_m)}{2}(x-x_m)^2}{(x-x_m)^2+(\zeta'(x)(x-x_m))^2} \cong \frac{+1}{2\pi} \int_{x_m+\frac{\Delta x}{2}}^{x_m+\frac{\Delta x}{2}} dx \frac{\zeta''(x_m)}{1+(\zeta'(x_m))^2} \qquad \text{(A4-15)}$$

Finalement, on obtient l'expression des coefficients de **Z** pour le cas MFIE TM :

$$z_{mn} = \begin{cases} -\frac{i\Delta x k_0}{4} \frac{H_1^{(1)}(k_0\|r_n-r_m\|)}{\|r_n-r_m\|} \\ \{\zeta'(x_n)(x_n-x_m)-(\zeta(x_n)-\zeta(x_m))\} pourm \neq n \\ +\frac{1}{2}-\frac{\Delta x}{4\pi}\frac{\zeta''(x_m)}{1+(\zeta'(x_m))^2} pourm = n \end{cases} \qquad \text{(A4-16)}$$

Discrétisation de la MFIE pour le cas TE

L'équation intégrale s'écrit dans le cas

$$\frac{\partial \psi_{inc}(r')}{\partial n'} = \frac{1}{2}\frac{\partial \psi(r')}{\partial n'} +_s ds \frac{\partial g_0(r,r')}{\partial n'}\frac{\partial \psi(r)}{\partial n} \forall r' \in S \qquad \text{(A4-17)}$$

Les fonction de projection et de test, f_n et w_m, sont définies comme précédemment . Les étapes suivies pour obtenir la matrice impédance sont du même type que dans le cas précédent :

$$\frac{1}{2}\frac{\partial \psi(r')}{\partial n'} +_s ds \frac{\partial g_0(r,r')}{\partial n'}\frac{\partial \psi(r)}{\partial n}$$

$$\Downarrow \qquad \text{(A4-18)}$$

$$+\frac{1}{2}\frac{\partial \psi(r_m)}{\partial n'} + \Delta x \sum_{\substack{n=1 \\ n\neq m}}^{N} \gamma_m \frac{\partial \psi(r_n)}{\partial n}\frac{\partial g_0(r_n,r_m)}{\partial n'} + \gamma_m \int_{x_m+\frac{\Delta x}{2}}^{x_m+\frac{\Delta x}{2}} dx \frac{\partial g_0(r_n,r_m)}{\partial n'} \qquad \text{(A4-19)}$$

$$\Downarrow$$

$$z = (z_{mn}) = \begin{cases} +\gamma_n \Delta x \frac{r_n r_m}{\partial n'} pourm \neq n \\ +\frac{1}{2} + \gamma_m \int_{x_m+\frac{\Delta x}{2}}^{x_m+\frac{\Delta x}{2}} dx \frac{\partial g_0(r_n,r_m)}{\partial n} pourm = n \end{cases} \qquad \text{(A4-20)}$$

Dans la décomposition ci-dessus, la dérivée normale de la fonction ψ s'exprime au point r_n par $\frac{\partial \psi(r_n)}{\partial n}$ et au point r_m par $\frac{\partial \psi(r_m)}{\partial n'}$.

La dérivée normale $\frac{\partial g_0(r,r')}{\partial n'}$ est donnée par :

$$\frac{\partial g_0(r,r')}{\partial n'} = \hat{n}'.\nabla_{r'}(g_0(r,r')) \qquad \text{(A4-21)}$$

$\nabla_{r'}(g_0(r,r'))$ est le gradient de la fonction de Green $g_0(r,r')$ par rapport à la variable r' en choisissant la variable r fixe. Par analogie avec l'équation (A4-9) du cas MFIE TM,

$$\nabla_{r'}(g_0(r,r')) = -\frac{ik_0}{4}\frac{H_1^{(1)}(k_0\sqrt{(x-x')^2+(\zeta(x)-\zeta(x'))^2}}{\sqrt{(x-x')^2+(\zeta(x)-\zeta(x'))^2}}.\frac{(-\zeta'(x')(x'-x)+(\zeta(x')-\zeta(x))}{\sqrt{1+(\zeta'(x'))^2}} \qquad \text{(A4-22)}$$

D'où

$$\frac{\partial g_0(r,r')}{\partial n'} = -\frac{ik_0}{4}\frac{H_1^{(1)}(k_0\sqrt{(x-x')^2+(\zeta(x)-\zeta(x'))^2}}{\sqrt{(x-x')^2+(\zeta(x)-\zeta(x'))^2}}.\frac{(-\zeta'(x')(x'-x)+(\zeta(x')-\zeta(x))}{\sqrt{1+(\zeta'(x'))^2}} \qquad \text{(A4-23)}$$

Les termes hors diagonale de Z sont calculés à partir de (A4-20) et de l'expression ci-dessus, en prenant $r = r_n$ et $r' = r_m$, puis en multipliant l'expression obtenue par $\gamma_n \Delta x = \sqrt{1+(\zeta'(x_n))^2}\,\Delta x$ contrairement au cas MFIE TM, le terme en $\sqrt{1+(\zeta'(x_n))^2}$ ne se simplifie pas puisque le terme similaire du dénominateur de (A4-24) est $\sqrt{1+(\zeta'(x_m))^2}$ l'expression finale de z_{mn} pour $m \neq n$ est donnée par (A4-25).

L'expression (A4-24) permet aussi de déterminer une expression approchée des termes diagonaux de Z, de la même manière que pour le cas MFIE TM. Finalement, on obtient l'expression des coefficients de Z pour le cas MFIE TE :

$$z_{mn} = \begin{cases} -\frac{i\Delta x k_0}{4}\frac{H_1^{(1)}(k_0\|r_n - r_m\|)}{\|r_n - r_m\|}\frac{\sqrt{1+(\zeta'(x_n))^2}}{\sqrt{1+(\zeta'(x_m))^2}} \\ \times\{(\zeta'(x_m)(x_n - x_m) + (\zeta(x_n) - \zeta(x_m))\} pour m \neq n \\ +\frac{1}{2} + \frac{\Delta x}{4\pi}\frac{\zeta''(x_m)}{(\zeta'(x_m))^2} pour m = n \end{cases} \qquad \text{(A4-24)}$$

Cette matrice impédance ressemble à celle du cas MFIE TM, cependant, il y a trois différences importantes par rapport à cette dernière :

- Le terme supplémentaire $\frac{\sqrt{1+(\zeta'(x_n))^2}}{\sqrt{1+(\zeta'(x_m))^2}}$ qui apparait dans le cas MFIE TE pour les éléments non-diagonaux ;
- La valeur de la dérivée dans l'expression $\{\zeta'(x_m)(x_n - x_m) - ...\}$, qui est prise au point x_m dans le cas MFIE TE et au point x_n dans le cas MFIE TM ;
- Le changement de signe devant le terme $\frac{\Delta x}{4\pi}\frac{\zeta''(x_m)}{1+(\zeta'(x_m))^2}$ sur la diagonale.

Discrétisation de la MFIE pour le cas TM

La méthodologie est la même que précédemment, la seul différence notable étant le terme diagonal de la matrice $\boldsymbol{Z}$. Nous utiliserons l'approximation [2]:

$$\int_{x_m-\frac{\Delta x}{2}}^{x_m+\frac{\Delta x}{2}} dx \frac{\partial^2 g_0(r,r_m)}{\partial n \partial n'} \approx \frac{-2}{y_m \pi \Delta x} + \frac{\Delta x}{24\gamma_m^5 \pi} - \left\{3\zeta''^2(x_m) - 3\zeta'^2(x_m)\zeta''^2(x_m)\right\} + 2\gamma_m^2 \zeta'(x_m)\zeta'''(x_m) + \zeta''^2(x_m)$$

Ou $\gamma \approx 0.5772$ est la constante d'Euler, et $e^{\gamma} \approx 1.78107$.

6 Production Scientifique

Cette section présente la liste des publications, communications dans des conférences, qui ont été réalisées dans le cadre du travail de thèse.

Articles de revues (2)

- S. B. Khadra, A. Khenchaf, and K. B. Khadhra, "Numerical and experimental study of the hydrodynamic phenomena in heterogeneous sea surface, EM bistatic scattering" Progress In Electromagnetics Research B, Vol. 35, 151-166, 2011.

- S. B. Khadra, A. Khenchaf. "Signature électromagnétique des vagues déferlantes observées en configuration bistatique et en Bande X" Revue TS (Traitement du Signal) 2012. (Article soumis)

Communications dans les conférences internationales et nationales (8)

- S. B. Khadra, A. Khenchaf, "The bistatic electromagnetic signature of heterogeneous sea surface: Study of the hydrodynamic phenomena", IEEE, IGARSS, 3549-3552, 2010, Honolulu, Hawaii, USA.

- S. B. Khadra, A. Khenchaf. "Etude de la signature électromagnétique bistatique d'une surface maritime hétérogène avec prise en compte des phénomènes Hydrodynamiques", IEEE workshop EM 2-3 décembre 2010, Saint Malo, France.

- S. B. Khadra, A. Khenchaf, "Numerical and experimental study of the hydrodynamic phenomena in heterogeneous sea surface EM bistatic scattering" IEEE OCEANS, 2011 Santander, Espagne.

- S. B. Khadra, A. Khenchaf. "Etude de la signature électromagnétique bistatique d'une surface maritime hétérogène avec prise en compte des phénomènes Hydrodynamiques" Journées Nationales Micro-Ondes – JNM, Brest France, 2011.

- S. B. Khadra, A. Khenchaf, "The Bistatic Electromagnetic Signature of Heterogeneous Sea Surface: Study of the Hydrodynamic Phenomena (Experimental validation)", IEEE IGARSS, Vancouver, Canada, 2011.

- S. B. Khadra, A. Khenchaf. "Etude de la signature électromagnétique bistatique d'une surface maritime hétérogène avec prise en compte des phénomènes hydrodynamiques" GRETSI, 5-8 september 2011, Bordeaux, France.

- S. B. Khadra, A. Khenchaf, and K. B. Khadhra "EM bistatic scattering by sea surface and experimental stady of the hydrodynamic phenomena", IEEE IGARSS, 2012 Munich, Germany.

- S. B. Khadra, A. Khenchaf, and K. B. Khadhra,"The Sea-Spike from Breaking Waves in Bistatic Configuration (Forward Propagation)", IEEE RADAR, 2012 Glasgow, UK.

7 Références Bibliographiques

[1] A. Khenchaf, “Bistatic scattering and depolarization by randomly rough surface: Application to the natural rough surfaces in X-band," Waves in Random and Complex Media, Vol. 11, pp 61-87, 2000.

[2] A. Awada, Y. Ayari, A. Khenchaf, and A. Coatanhay, “Bistatic scattering from an anisotropic sea surface: Numerical comparison between the first-order SSA and the TSM models," Waves in Random and Complex Media, Vol. 16, No. 3, 2006.

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

[4] D. Holliday, L. L. Deraad, Jr, and G. J. St-Cyr, “Seaspike backscatter from a steepening wave" IEEE Trans. Antennas Propagation, Vol. 46, pp 108-113, 1998.

[5] L. B Wetzel, "Sea Clutter", Radar Handbook, M. I. Skolnik (ed.), McGraw-Hill, New York, 1990.

[6] H. Kim, and J. T. Johnson, Radar image study of simulated breaking waves, IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing, Vol. 40, pp 2143-2150, 2002.

[7] P. Wang, Y. Yao, M.P. Tulin,: An efficient numerical tank for non-linear water waves, based on the multi-subdomain approach with BEM, International Journal for Numerical Methods in Fluids, vol. 20, pp. 1315-1336, 1995.

[8] Lord Rayleigh. On the dynamical theory of gratings. Proc. R. Soc. Lon. A, pp 399-416,1907.

[9] Lord Rayleigh. Theory of sound. Dover Publ., 1976. (Publication originale: 1877).

[10] P.Hermansson, G. Forssell, and J. FagerstrÄom, "A review of models for scattering from rough surfaces" Technical Report, Swedish Defence Research Agency Sensor Technology, November 2003.

[11] R.m Azzam, N.m. Bashara, "Ellipsometry and polarized light", Amsterdam, North Holland. Publishers Co, 1988.

[12] W.M. Boerner, "Direct and inverse methods in radar polarimetry", Dorecht, Boston, London, Kluwer academy publishers, 1992.

[13] J. Clerk-Maxwell, “A Dynamical Theory of the Electromagnetic Field” , Philos. Trans. Roy. Soc.155, pp 459-512 (1865). Abstract: Proceedings of the Royal Society of London 13, pp. 531--536(1864).

[14] F. Comblet. Détection, localisation et identification de cible radar par imagerie EM bistatique. Thése de doctorat, Université de Bretagne Occidentale, 2005.

[15] J.R. Apel, Principles of ocean physics. International geophysics series, vol. 38, Academic Press Limited. 1988.

[16] P-G. Lemarie-Rieusset, Recent developments in the Navier-Stokes problem, Chapman & Hall, CRC. Research Notes in Mathematics, 431, Boca Raton, FL, USA 2002.

[17] T.M. Elfouhaily. Modèle couplé vent/vague et son application à la télédétection par micro-onde de la surface de la mer. Thèse de Université Denis Diderot - Paris 7, 1997.

[18] T.M. Elfouhaily. Local and non-local curvature approximation: a new asymptotic theory for wave scattering. Waves In Rand. and Complex Media, pp:321-337, 2003.

[19] T. Elfouhaily, B. Chapron, and K. Katsaros. A unified directional spectrum for long and short wind-driven waves. Journal of Geophysical Research, 102 :15,781, 1997.

[20] D. Laurent. ”Contribution à l’étude du comportement polarimétrique de la rétrodiffusion des océans”, Thèse de doctorat de l’Université de Nantes et de l’Ecole Centrale de Nantes, 1993.

[21] A. Khenchaf. “Modélisation électromagnétique, radar bistatique et traitement de l’information“ HDR Habilitation à Diriger les recherches, Ecole Polytechnique de l’Université de Nantes, 2000.

[22] W. Pierson, et L. Moskowitz, “A proposed spectral form for fully developed wind seas based on the simularity theory of S.A. Kitaigorodskii. J. Geoghys. Res., 69:5181, 1964.

[23] A. Fung and K. Lee. “A semi-empirical sea-spectrum model for scattering coefficient estimation”. IEEE Journal of Oceanic Engineering, 7(4) :166–176, 1982.

[24] C. Cox and W. 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, November 1954.

[25] R. Cointe, M.P. Tulin. “A theory of steady breakers”, Journal of Fluid Mechanics, vol. 276, pp. 1-20, 1994.

[26] M.S. Longuet-Higgins. “Integral properties of periodic gravity waves of finite amplitude”, Proceedings of Royal Society of London A, vol. 342, pp. 157-174, 1975.

[27] M.S. Longuet-Higgins, E.D. Cokelet. “The deformation of steep gravity waves on water. II Growth of normal-mode instabilities”, Proceedings of the Royal society of London A, vol. 364, pp. 1-28, 1978.

[28] M.S. Longuet-Higgins. Crest instabilities of gravity waves. II The almost highest wave, Journal of Fluid Mechanics, vol. 258, pp. 115-129, 1994.

[29] S. Zhang, Y. Yuan. Energy and momentum dissipation through wave breaking, Journal of Geophysical Research, vol. 110, no. C09021, pp. 1-13, 2005.

[30] Y-M. Scolan, O. Kimmoun, H. Branger, F. Remy, “Surface libre non linéaire au droit d’un mur vertical. Effet d’une bathymétrie locale“, Actes des Onzièmes Journées de l’Hydrodynamique, Brest, 2007.

[31] J.-F. Filipot, F. Ardhuin, and A. Babanin, “A unified deep-to-shallow-water spectral wave breaking dissipation formulation. Part 1. Breaking probability,” J. of Geophysical Research, vol. 115, C04022. 2010.

[32] C. J. Galvin. Breaker type classification on three laboratory beaches. J. of Geophysical Research, 73:3651 , 3659, 1968.

[33] D. Drevard “Etude expérimentale et numérique de la propagation d’ondes de gravité en zone de déferlement”, thèse de doctorat de l’université du Sud Toulon-Var, 2006.

[34] M. Y. Su and A. W. Green, “Wave breaking and nonlinear instability coupling”, The Ocean surface, Toba & Mitsuyas editions, 1985.

[35] G. R. Baker, D. I. Meiron and S. A. Orszag, “Generized vortex method for free-surface flow problems”, J. Fluid Mech., 123, 1982.

[36] F. Wang, Y. Yao and M. F. Tulin. “Wave group evolution, wave deformation, and breaking: simulation using LONGTANK, a numerical wave tank”, Int. 1 Offshore Polar Eng., pp, 200-205, 1994.

[37] M. P. Tulin, Y. Yao and P. Wang. “The simulation of the deformation and breaking of ocean waves in wave groups”, BOSS’94-7th Int. Conf on Behaviour of Offshore Structures, Elsevier, Amsterdam, pp. 383-392, 1994.

[38] Y. Yao, P. Wang and M. P. Min. ‘Wave groups, wave-wave interaction and wave breaking: results of numerical experiments’, Proc. of the 20th ONR Symp. on Naval Hydrodynamics, Santa Barbara, CA, National Academy Press, 1994.

[39] P. Debye, Polar Molecules. New York: Dover, 1929.

[40] Y. Q. Jyin, G. Li. “Detection of a scatter target over a randomly rough surface by using the angular correlation function in a finite element approach”, Waves in Random Media, 2000.

[41] S. H. Lou, L Tsang, C.H. Chan, and A. Ishimaru. “Monte carlo: simulations of scattering of waves by a random rough surface with the finite element method and the finite difference method”. Microwave. Opt. Tech. Lett., 3:150-154, 1991.

[42] G.T. Ruck, P. D. E. Barrick, W.D. Stuart, and C.K. Krichbaum. Radar Cross Section Handbook, volume 1 and 2, 1970.

[43] C. Amra. Light scattering from multilayer optics. i. tools of investigation. Journal of the optical society of American A, 11: 211-226, 1994.

[44] M. C. Chew, J. M. Jin, C. C. Lu, E. Michielssen, and J. m.Song. Fast solution methods in electromagnetic, IEEE Transctions on Antennas and Propagation, 45(3): 533 543, 1997.

[45] R. J. Adams “Class of robust and efficient iterative method for wave scattering problem”. Thése, Virginia Polytechnic Institute and State University, 1998.

[46] L. Tsang, J. A. Kong, K.-H. Ding and C.O. Ao. Scattering of Electromagnetics Waves: Numerical Simulations. Volume 2, Wiley Series on Remote Sensing, 2004.

[47] G. B. Arfken and H. J.Weber. Mathematical methods for physicists. 6th edition. Academic Press, 2005.

[48] G. L. Trigg. Mathematical tools for physicists 6th edition. John Wiley & Sons, 2005.

[49] W. C. Chou, J. M. Jin, E. Mchielssen, and J. Song. “Fast and efficient algoritms in computational electromagnetic”. Artech House, Boston, 2001.

[50] M. Lambert. Obstacles et cibles. Notes de cours, DEA Méthodes Physiques en Télédétection, Université Paris VII –Diderot, 2001.

[51] P. A. Martin and P. Ola. Boundary integral equation for the scattering of electromagnetic waves by a homogeneous dielectric obstacle. Proc. R. Soc Edin. A 123:185-208, 1993.

[52] F. Harrington. Field Computation by Moment Method. IEEE Press, Piscataway, NJ, 1993.

[53] J. Johnson, R. Shin, J. Eidson, L. Tsang et J. Kong. A method of moments model for VHF propagation. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol. 45, p. 115–125, January 1997.

[54] Kim, H. and J. T. Johnson, Radar image study of simulated breaking waves. IEEE Transactions on Geosciences and Remote Sensing, Vol. 40, 2143-2150, 2002.

[55] D. Holliday, L. L. DeRaad, and G. J. St-Cyr. Forward-backward: a new method for computing low-grazing angle shadowing on smooth ocean-like surface. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 44: 722-729, 44:722-729, 1996.

[56] D. Holliday L .L. DeRaad, and G. J. St-Cyr. Forward-backward method for scattering from imperfect conductors. IEEE Transactions on Antennas and Propagation 46:101-107, 1998.

[57] A. Iodice. Forward-backward method from scattering from dielectric rough surface. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 50:901-911, 2002.

[58] E. I. Thorsos and S. L. Broschat. An investigation of the small-slope approximation for scattering from rough surfaces. Part I :Theory. Journal of the Acoustical Society of America, 97:2082-2093, 1995.

[59] J. V. Toporkov, R. S. A wadallah, and G. S. Brown. Issues related to the use of a Gaussian-incident field for low-grazing-angle scattering. Journal of the optical society of America A, 16:176-187, janv. 1999.

[60] F. Harrington. Field Computation by Moment Methods. IEEE Press, Piscataway, NJ, 1993.

[61] E. I. Thorsos and D. R Jackson. Studies of scattering theory using numerical methods. Waves in Random Media, 3: s165-s190, 1991.

[62] S.O. Rice. Reflection of electromagnetic waves from slightly rough surfaces, Communications on Pure and Applied Mathematics, vol. 4, pp. 351-378, 1951.

[63] D.D. Crombie. Doppler spectrum of sea echo at 13.56 Mc/s. Nature, vol. 175, pp. 681-682, 1955.

[64] W.H. Peake. Theory of radar return from terrain. IRE National Convention Record, vol. 7, pp. 27-41, 1959.

[65] G.R. Valenzuela. Depolarization of E.M. waves by slightly rough surfaces. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol. 15, pp. 552-557, 1967.

[66] G.R. Valenzuela. Theories for the interaction of electromagnetic and oceanic waves - A review. Boundary-layer Meteorology, vol. 13, pp. 61-85, 1978.

[67] W. Wiesbeck. A Complete Error Model for Polarimetric RCS and Antenna Measurements. Electrical Engineering and Information Technology, University of Karlsruhe, Kaiserstr. 12 7500 Karlsruhe, Federal Republic of Germany.

[68] B. D. Jersak. “Bistatic fully polarimetric radar cross-section calibration techniques and measurement error analysis”. PhD thesis, University of Texas, Arlington, USA 1993.

[69] N. T. Alexander, N. C. Currie, M.T. Tuley. Calibration of Bistatic RCS Measurements. Proceedings of Antenna and Propagation Techniques Association (AMTA) 1995 Symposium. Columbus, OH: 13-17, November 1995.

[70] D. Kahny, K. Schmitt, W. Weisbeck. Calibration of Bistatic Polarimetric Radar Systems. IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing, vol. 30, no. 5, September 1992.

[71] D. J. McLaughlin, Z. Ren, Y. Wu. A Bistatic Polarimeter Calibration Technique. IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing, vol. 33, no. 3, May 1995.

[72] K. Sarabandi, F.T. Ulaby, M. A. Tassoudji. Calibration of Polarimetric Radar Systems with Good Polarization Isolation. IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing, vol. 28, no. 1, January 1990.

[73] G. Nesti, and M. Hohmann. An Efficient Calibration Procedure for Polarimetric Radar Systems. International Geoscience and Remote Sensing Symposium, vol. II, pp. 1099-1103, D.C. Washington, USA, 1990.

[74] S. Riegger, W. Wiesbeck and D. Khny. Basic Polarimetric Measurements on Monostatic or Bistatic Radar Images. Direct and Inverse methods in Radar Polarimetry,W.-M. Boerner et al. (eds.), Part 1, pp. 739-772, May 1995.

[75] M. W. Whitt, F. T. Ulaby, P. Polatin and V. V. Liepa. “A General Polarimetric Radar Calibration Technique". IEEE Trans. Antennas. Propagat: vol. 39, no. 1, pp. 62-67, January 1991.

[76] F. T. Ulaby and E. C. Elachi. “Radar Polarimetry for Geoscience Applications". Artech House, Norwood, 1990.

[77] K. Sarabandi, F. T. Ulaby, and M. A. Tassoudji. “Calibration of polarimetric radar systems with good polarization isolation". IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing, vol. 28, no. 1, pp. 70-75, January 1990.

[78] H. B. Mortensen. “Implementation of Bistatic Polarimetric Calibration Procedure for the EMSL”, European Microwave Signature Laboratory, (1995).

[79] N. Morita, N. Kumagai, and J. R. Mautz. Integral Equation Methods for Electromagnetics. Artech House, Boston, USA 1990.

[80] N. Morita, N. Kumagai, and J. R. Mautz. Integral Equation Methods for Electromagnetics. Artech house, Boston, 1990.

[81] C. Baudier. Diffraction d’ondes électromagnétiques par des surfaces rugueuses aléatoires: méthode approchée de Rayleigh et méthode exacte en coordonnées non-orthogonales. Thèse, Université de Versailles-Centre d’étude des Environnements Terrestre et Planétaires, 2002.

[82] R. Dusseaux, R. de Oliveira. Scattering of a plane wave by a one-dimensional rough surface. Study in nonorthogonal coordinate system. Progress In Electromagnetics Research, 34: 63-88, 2001.

[83] M. Saillard and J. A. De Santo. A coordinate-spectral method for rough surface scattering. Waves in Random Media, 6:135-150, 1996.

[84] W. H. Press, S. A. Teukolsky, W.T. Vetterling, and B. P. Flannery. Numerical Recipes. 2nd Edition, Cambridge University Press, Cambridge, 1992.

Etude de la signature EM bistatique d'une surface maritime hétérogène avec prise en compte des phénomènes hydrodynamiques

Résumé : Le travail réalisé dans cette thèse s'intègre globalement dans le cadre de l'observation et la surveillance maritime. Afin d'améliorer la reconnaissance et l'identification automatique de cibles noyées dans un environnement perturbé, nous avons opté à la fusion de différentes connaissances et informations concernant une scène observée à distance par des capteurs micro-ondes. En effet, plusieurs phénomènes physiques co-existent et perturbent la propagation des ondes électromagnétiques au-dessus d'une surface et notamment au-dessus d'une surface maritime hétérogène (la réfraction due aux gradients d'indice, la rugosité de la surface de mer, les effets hydrodynamiques non linéaires du type vagues déferlantes, la présence d'objets, les polluants, sillage de navires, zones côtières, …). Dans ce contexte, le travail présenté dans cette thèse porte sur l'étude de la signature électromagnétique (coefficients de diffusion) d'une surface maritime hétérogène avec la prise en compte des phénomènes hydrodynamiques (linéaires : vagues de capillarité et de gravité, non linéaires : vagues déferlantes). Cette estimation de la signature électromagnétique est effectuée en configuration bistatique (monostatique et propagation avant) et en bande X. L'étude complète de cette problématique est difficile. En effet, le déferlement est un processus dissipatif de l'énergie qui correspond à la dernière étape de la vie d'une vague et qui a donc le plus souvent lieu à l'approche du rivage. Ce phénomène non linéaire produit un pic de mer qui est une augmentation rapide des coefficients de diffusion et qui peut dépasser 10 dB dans une période de 100 ms. Ce pic peut conduire à des échos parasites, qui peuvent être identifiés comme des cibles virtuelles, et par la suite elles peuvent perturber le système de détection radar (fausses alarmes). Par conséquent, pour améliorer le processus de détection et pour réduire le taux de fausses alarmes, il est important de distinguer entre les cibles et les pics de mer générés par des vagues déferlantes. Ceci constitue l'une des motivations et aussi l'intérêt d'étudier la signature électromagnétique des vagues déferlantes dans différentes configurations d'observation de sorte que nous puissions facilement indiquer la présence voir l'identification des pics de mer. Pour contribuer à cette problématique, nous avons proposé une méthodologie basée sur un modèle électromagnétique hybride basé sur une combinaison d'une part de méthodes asymptotiques (SPM1 utilisée dans le cadre de ce travail) pour simuler la réponse radar des vagues linéaire (vagues de capillarité et de gravité décrites via le spectre de mer d'Elfouhaily), et d'autre part de méthodes exactes (MoM, FB « Forward-Backward » retenue dans le travail présenté dans ce manuscrit) pour calculer la réponse électromagnétique des vagues non-linéaires (profils considérés sont issus des résultats du code LONGTANK). Afin de compléter l'étude théorique et les simulations réalisées, nous avons effectué une phase d'évaluation et de validation par des mesures de signature radar réalisées dans la chambre anéchoïque de l'Ensta Bretagne.

Mots clés : Surface maritime, effets hydrodynamiques, vagues déferlantes, méthodes asymptotiques, méthodes exactes, coefficients de diffusion électromagnétique, configuration bistatique (propagation avant), Bande X, mesures en chambre anéchoïque.

Study of EM bistatic signature of a heterogeneous sea surface with consideration of hydrodynamic phenomena

Abstract : The work done in this thesis fits generally under the observation and maritime surveillance. To improve the detection and automatic identification of targets embedded in a noisy environment targets, we opted for the fusion of different knowledge and information regarding a remotely observed scene by microwave sensors. Indeed, several physical phenomena co-exist and interfere with the propagation of electromagnetic waves over a heterogeneous sea surface (the refraction due to the index gradients, the roughness of the sea surface, nonlinear hydrodynamic effects like waves breaking, the presence of objects, pollutants, ship wake, coastal areas, ...). In this context, the work presented in this thesis focuses on the study of electromagnetic signature (diffusion coefficients) of a heterogeneous sea surface with consideration of hydrodynamic phenomena (linear: capillary and gravity waves, nonlinear: breaking waves). The electromagnetic signature is performed in bistatic configuration (monostatic and forward propagating) and in X-band. The complete study of this problem is difficult. Indeed, the breaking wave is a dissipative process of energy that corresponds to the last stage of the life of a wave and therefore has most often held in the shore. This nonlinear phenomenon produces a sea peak which is a rapid increase of the diffusion coefficients and can exceed 10 dB in a 100 ms period. This peak can lead to clutter, which can be identified as virtual targets, and then they can disrupt the detection radar system (false alarms). Therefore, to improve the detection process and reduce the false alarm rate, it is important to distinguish between targets and sea peaks generated by breaking waves. This represents one of the motivations and also the interest to study the electromagnetic signature of breaking waves in different observation configurations so that we can easily detect and identify the sea peaks. To solve this problem, we proposed a methodology based on a hybrid electromagnetic model which is on a combination of asymptotic methods (SPM1 used in this work) to simulate the radar response of linear waves (capillary and gravity waves described via the Elfouhaily sea spectrum) and an exact methods, the method of moment (the FB "Forward-Backward" method is used in this work), to calculate the electromagnetic response of nonlinear waves (profiles are produced by the LONGTANK code). To complement the theoretical study and simulations, we carried out an evaluation and validation phase by measuring the radar signature of breaking wave profiles in the ENSTA Bretagne anechoic chamber.

Keywords : Sea surface, Hydrodynamic effects, Breaking waves, Asymptotic methods, Exact methods, Electromagnetic scattering coefficients, Bistatic configuration (Forward propagation), X-band, Measurements in an anechoic chamber.