



HAL
open science

Diffusiomètre micro-onde en vue de caractériser la diffusion électromagnétique par une houle contrôlée dans un bassin de houle

Ahmad Gharib

► **To cite this version:**

Ahmad Gharib. Diffusiomètre micro-onde en vue de caractériser la diffusion électromagnétique par une houle contrôlée dans un bassin de houle. Electronique. UNIVERSITE DE NANTES, 2011. Français. NNT: ED503-124 . tel-01108369

HAL Id: tel-01108369

<https://hal.science/tel-01108369v1>

Submitted on 22 Jan 2015

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.

Public Domain

UNIVERSITÉ DE NANTES
Ecole polytechnique de l'université de Nantes

ÉCOLE DOCTORALE
SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE L'INFORMATION
ET MATHÉMATIQUES

Année 2011

Diffusiomètre micro-onde en vue de caractériser la diffusion électromagnétique par une houle contrôlée dans un bassin de houle

THÈSE DE DOCTORAT

Discipline : Electronique
Spécialité : Electronique

*Présentée
et soutenue publiquement par*

Ahmad GHARIB

le 7 avril 2011, devant le jury ci-dessous

Président	Richard DUSSEAUX, Professeur, LATMOS, IPSL, Université de Versailles
Rapporteurs	Hélène ROUSSEL, Professeur, L2E, Université Pierre et Marie Curie, Paris VI René GARELLO, Professeur, Lab-STICC, Telecom Bretagne, Brest
Examineurs	Félicien BONNEFOY, Maître de Conférences, LMF, Ecole Centrale Nantes Christophe BOURLIER, CR CNRS/HDR, IREENA, Polytech'Nantes François POULAIN, Maître de Conférences, IREENA, Polytech'Nantes

*Directeur de thèse : Christophe BOURLIER
Encadrant : François POULAIN
Laboratoire IREENA EA1770*

Remerciements

Je tiens d'abord à remercier Christophe BOURLIER et François POULAIN, CR1/HDR et MCN à l'Ecole polytechnique de l'université de Nantes et au laboratoire IREENA, pour la confiance qu'ils m'ont témoignée en me confiant ce sujet et pour l'avoir dirigé et encadré durant ces trois dernières années. Sans leur expérience, leurs conseils et leurs encouragements, il m'aurait été difficile de le mener à bien.

Je remercie également Nicole De BEAUCOUDREY, CR1 au laboratoire IREENA pour m'avoir aidé et suivi dans ces recherches. Je tiens particulièrement à souligner sa grande disponibilité et je la remercie pour ses encouragements qui m'ont permis d'éliminer tous les obstacles.

Je remercie vivement Félicien BONNEFOY, Maître de Conférences à l'Ecole Centrale de Nantes, pour m'avoir aidé et accepté d'être membre de ce jury.

J'exprime toute ma reconnaissance envers les membres du jury. Je remercie vivement Richard DUSSEAUX, Professeur à l'université de Versailles d'avoir accepté de présider le jury. Je tiens également à remercier Monsieur René GARELLO, Professeur à l'ENST Bretagne, et Madame Hélène ROUSSEL, Professeur à l'université Pierre & Marie Curie de s'être toujours intéressés à mes travaux et d'avoir bien voulu accepter d'en être rapporteurs.

J'associe à ces remerciements l'ensemble du personnel de l'IREENA et plus particulièrement Sandrine CHARLIER, Marc BRUNET et Guillaume LIRZIN pour l'aide qu'ils m'ont apportée, au quotidien, dans toutes les tâches techniques, et administratives que nécessite l'aboutissement d'une thèse.

Enfin, j'exprime ma reconnaissance à tous mes collègues thésards, à mes amis et à ma famille au Liban.

A mon père Haïdar

Table des matières

Introduction générale	1
1 Modélisation et Outils	5
1.1 Introduction	5
1.2 Onde incidente - Antennes cornets pyramidaux	6
1.2.1 Zones de rayonnement de l'ouverture des antennes cornets	6
1.2.2 Champs rayonnés	8
1.2.3 Directivité et Gain	10
1.3 Résolution du problème de diffusion par une surface rugueuse	12
1.3.1 Introduction	12
1.3.2 Fonction de Green	12
1.3.3 Méthode exacte	13
1.3.3.a Equations intégrales	13
1.3.3.b Méthode des Moments	15
1.3.3.c Application de la Méthode des Moments sur une surface diélectrique	16
1.3.3.d Effet de la troncature sur la longueur de la surface	19
1.3.4 Approximation de l'Optique physique	20
1.4 Champ électromagnétique à la réception	21
1.4.1 Expression du champ diffracté	21
1.4.2 Calcul du champ électromagnétique à la réception	22
1.4.3 Coefficient de diffusion monostatique	23
1.4.4 Surface illuminée par l'antenne	24
1.4.5 Rugosité électromagnétique d'une surface et paramètre de Rayleigh	25
1.4.5.a Introduction	25
1.4.5.b Paramètre de Rayleigh	26
1.5 Houles contrôlées	27
1.5.1 Introduction	27
1.5.2 Houles régulières	29
1.5.3 Houles irrégulières	31
1.6 Conclusion	32

2	Présentation et Modélisation de l'expérimentation sur le bassin de houle	35
2.1	Introduction sur le projet DIMBAHO	35
2.2	Objectif	36
2.3	Présentation de l'expérimentation sur le bassin de houle	37
2.3.1	Introduction	37
2.3.2	Dispositif de mesure hyperfréquence	38
2.3.3	Bassin de houle	41
2.3.3.a	Le Batteur	41
2.3.3.b	Zone absorbante	42
2.3.3.c	Dispositif de mesure de l'élévation de surface	43
2.3.3.d	Houles mesurées par les sondes	45
2.3.4	Mesures réalisées	46
2.4	Modélisation de l'expérimentation	48
2.4.1	Introduction	48
2.4.2	Réduction à un problème 2D	49
2.4.2.a	Polarisation de l'onde	49
2.4.2.b	Surface à variation 1D	50
2.4.3	Onde incidente	52
2.4.4	Houles générées par le batteur	54
2.4.4.a	Le batteur	54
2.4.4.b	Houles simulées à partir du mouvement du batteur	56
2.5	Conclusion	58
3	Simulateur électromagnétique et validation expérimentale	61
3.1	Introduction	61
3.2	Présentation du simulateur	62
3.2.1	Description du simulateur et échantillonnage hyperfréquence	62
3.2.2	Onde incidente et surface limitée	64
3.2.3	Houles régulières et irrégulières	65
3.2.4	Méthodes de résolution : OP et MDM	66
3.3	Résultats de simulations : validation de l'approximation de l'optique physique	66
3.3.1	Réponse électromagnétique d'une surface de bassin calme	66
3.3.2	Réponse électromagnétique d'une houle régulière	68
3.3.3	Réponse électromagnétique d'une houle irrégulière	75
3.3.4	Conclusion	77
3.4	Calibration des simulations par rapport aux mesures	78
3.5	Validation expérimentale	78
3.5.1	Réponse électromagnétique d'une houle régulière	79
3.5.1.a	Réponse électromagnétique en fonction de l'angle d'observation	80

3.5.1.b	Réponse électromagnétique en fonction de l'amplitude de la houle	82
3.5.1.c	Réponse électromagnétique en fonction de la période de la houle	84
3.5.2	Réponse électromagnétique d'une houle irrégulière	84
3.5.2.a	Réponse électromagnétique en fonction de la hauteur significative de la houle	86
3.5.2.b	Réponse électromagnétique en fonction de la période de la houle	88
3.5.2.c	Histogrammes du module du champ	89
3.5.3	L'influence de l'ajout de perturbations de hautes fréquences à la houle sur sa réponse électromagnétique	90
3.6	Conclusion	92
	Conclusion et Perspectives	95
	bibliographie	98

Introduction générale

L'étude de la diffusion d'une onde électromagnétique par une surface rugueuse séparant deux milieux homogènes a commencé il y a plus d'un siècle. Lord Rayleigh fut le premier, à définir rigoureusement ce qu'est la rugosité d'une surface et à étudier explicitement l'influence de celle-ci sur la diffusion d'une onde [1] [2]. Actuellement, les recherches théoriques dans le domaine de la diffusion par une surface rugueuse se poursuivent et sont motivées par de multiples applications en télédétection, en télécommunications, en optique ou en imagerie médicale. Dans le cas de la télédétection hyperfréquence active, un des objectifs est l'analyse de l'écho radar recueilli après son interaction avec une surface de la mer. A partir de cette signature radar, l'objectif est d'obtenir des renseignements sur les paramètres physiques et géométriques de la scène observée. Un exemple est celui des surfaces océaniques où on estime la hauteur des vagues ou la salinité de la mer pour avoir des informations qui vont ultérieurement contribuer à l'amélioration des modèles de prévision de l'état de la mer. L'approche évoquée ci-dessus relève du problème inverse. En d'autre terme observer les conséquences pour caractériser la cause. Cependant pour mieux appréhender le problème inverse, une bonne connaissance du problème direct est indispensable.

Dans cette thèse, nous traitons le cas du problème direct. Partant des paramètres physiques et géométriques connus de la surface, nous allons étudier sa signature radar. Il s'agit alors de comprendre le phénomène de la diffraction des ondes. Dans ce but, différents modèles et méthodes ont vu le jour. Avant l'avènement de l'outil informatique, les résolutions des problèmes se faisaient par des méthodes analytiques et en utilisant des hypothèses physiques dans le but de simplifier les équations complexes régissant le phénomène physique. Ainsi les modèles obtenus sont dits approchés. Les méthodes approchées ont un champ d'application restreint et limité du fait des hypothèses et des différentes approximations effectuées. Nous pouvons citer les méthodes des petites perturbations (SPM), qui sont valables pour des surfaces faiblement rugueuses, la méthode de l'optique physique (OP) et l'approximation des faibles pentes (SSA) [3] [4] [5].

A partir des années 50-60 les premiers ordinateurs voient le jour. Avec ceux ci, vont naître les méthodes numériques. De nouvelles façons de résoudre les problèmes vont être utilisées pour étudier le phénomène de la diffraction de manière rigoureuse et donner naissance aux

méthodes dites numériques exactes. Leur domaine d'application est à priori illimité car elle ne reposent sur aucune hypothèse physique simplificatrice. Leurs seules contraintes sont les temps de calcul et la place mémoire requise.

L'étude et l'analyse des échos radar, obtenus expérimentalement par mesure en laboratoire (milieu contrôlé) constituent une étape importante autant pour la compréhension du phénomène de diffraction que pour la validation des modèles de diffusion utilisés.

L'objectif de la thèse consiste alors à développer un simulateur électromagnétique qui calcule la réponse électromagnétique d'une houle contrôlée dans le but de proposer un modèle relativement simple et adapté à l'étude des surfaces de mer présentant une houle régulière ou irrégulière. Les résultats de simulations seront comparés à des mesures dans le but de valider des modèles électromagnétiques de diffusion.

Le simulateur développé couple à la fois des modèles électromagnétiques de diffusion et des modèles hydrodynamiques de la surface, ainsi que les caractéristiques des antennes et leur positionnement. Ainsi, le champ reçu par le diffusiomètre est déterminé numériquement à partir de l'équation du radar par deux méthodes : la première, approximative et rapide, est l'Optique Physique (OP), la deuxième, rigoureuse consistant à discrétiser des équations intégrales, est la Méthode des Moments (MmM). Ce champ est comparé ensuite avec celui mesuré par un diffusiomètre, installé au dessus d'un bassin de houles, pour différentes caractéristiques de la surface, positions et inclinaisons des antennes émettrice et réceptrice. Dans cette thèse, les antennes sont co-localisées (configuration monostatique). Ce travail de thèse fait partie du projet DIMBAHO : Diffusiomètre Microonde sur Bassin de Houle. Il consiste à obtenir à partir d'une onde émise par un diffusiomètre installé au dessus d'un bassin de houle, une banque d'informations liées à la surface agitée du bassin. Ce projet présente deux aspects : le premier est théorique et consiste à développer des simulations pour le calcul des réponses des houles de mer régulières et irrégulières. Le deuxième est expérimental et consiste à faire des mesures sur un bassin de houles. La dernière étape sera de comparer ces mesures avec les simulations basées sur des modèles électromagnétiques de diffusion dans le but de les valider.

L'utilisation du bassin de houle du Laboratoire de Mécanique des Fluides de l'Ecole Centrale de Nantes permet de créer artificiellement des vagues multidirectionnelles dont les caractéristiques sont commandées et peuvent être mesurées avec une précision de l'ordre de 1% .

Comme le montre la figure 1, le travail à faire se décline en trois étapes :

- . La modélisation de l'expérimentation sur le bassin de houle,
- . le développement du simulateur électromagnétique,
- . la comparaison des résultats simulés avec les mesures.

Ce manuscrit est organisé en trois chapitres. Dans le premier chapitre nous introduisons

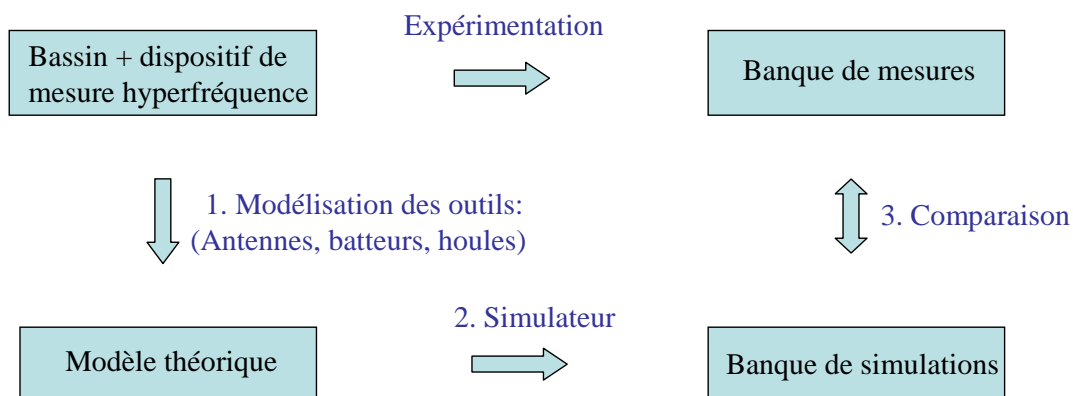


FIG. 1 – Démarche du travail.

les différents outils de modélisation électromagnétique et hydrodynamique utiles pour aborder l'étude de la réponse électromagnétique d'une houle contrôlée. Les antennes utilisées pour l'expérience sont présentées : il s'agit d'antennes de type cornet à ouverture pyramidale. L'onde incidente provenant de ces antennes est décrite par une équation dépendant des dimensions de l'antenne et satisfaisant les équations de propagation dans les deux milieux de l'expérimentation. Les équations intégrales sont ensuite présentées afin de résoudre le problème électromagnétique. L'OP et la MdM sont introduites pour résoudre le problème. Nous terminons la partie électromagnétique par l'introduction de l'équation du radar dans le but de calculer la réponse électromagnétique de la houle générée dans le bassin. Dans la dernière partie du chapitre, nous décrivons les houles générées dans le bassin. Ces houles sont générées par un batteur contrôlé et sont réparties en houles régulières et houles irrégulières.

Dans le deuxième chapitre, le projet DIMBAHO, qui s'inscrit dans cette thèse, est décrit expérimentalement dans le but d'identifier les différents paramètres du simulateur. Ainsi, les éléments de l'expérimentation sont définis et dimensionnés : les antennes, les batteurs, la plage absorbante, le comportement de la houle, sa réflexion sur la plage ainsi que les différentes houles utilisées.

Le troisième chapitre est consacré à la présentation des résultats du simulateur et l'adéquation entre ces résultats et les données expérimentales. Également, différents phénomènes apparus durant l'expérimentation sont analysés lors de cette comparaison. Ainsi le simulateur calcule le champ reçu par le diffusiomètre après sa diffraction par la surface agitée du bassin. Il est basé sur les méthodes de résolution des équations intégrales représentées par l'approximation de l'optique physique et la méthode des moments. De plus, le principe de Huygens sera appliqué pour calculer le champ diffracté en zone lointaine. La réponse

électromagnétique de la surface, calculée théoriquement est ensuite comparée avec celle mesurée par le diffusiomètre en fonction du temps. Nous proposons à la fin de ce chapitre des perspectives pour améliorer l'adéquation entre les simulations et les résultats expérimentaux.

Chapitre 1

Modélisation et Outils

1.1 Introduction

Dans ce premier chapitre, les outils de modélisation électromagnétique et hydrodynamique employés sont présentés pour aborder l'étude de la réponse électromagnétique d'une houle contrôlée. Le problème est défini de la manière suivante : un émetteur micro-onde éclaire une surface d'eau agitée dont les grandeurs statistiques sont bien contrôlées dans un milieu clos. Le champ diffusé par la surface est ensuite capté par un récepteur situé au même endroit que l'émetteur (configuration monostatique) ; il s'agit alors de mesures en rétrodiffusion. L'objectif est d'étudier la réponse électromagnétique de la surface en fonction des caractéristiques de la houle, des caractéristiques des antennes et de leur position.

Dans une première partie, des notions sur les antennes radar utilisées sont présentées. En effet, l'onde incidente, venant illuminer la surface, dépend des caractéristiques de l'antenne émettrice, comme par exemple les dimensions de l'ouverture, le gain, la fréquence utilisée, etc..., et de la distance qui la sépare de la surface éclairée. Il s'agit d'antennes cornets à ouvertures rectangulaires appelées aussi antennes cornets pyramidaux.

Ensuite, dans le but de calculer le champ diffusé par la surface, nous présentons les équations intégrales permettant de calculer les courants sur la surface. Nous avons choisi d'utiliser deux types de modèles : rigoureux basé sur la méthode des moments et asymptotique basé sur l'approximation de l'optique physique.

A partir des courants sur la surface et du gain des antennes, nous allons calculer la puissance reçue en fonction de la puissance émise, des caractéristiques du système et des propriétés de la surface éclairée. Pour cela, l'équation du radar est introduite.

Concernant la modélisation hydrodynamique, nous décrivons, succinctement, la houle générée dans un bassin. Nous limitons cette présentation aux types de houles qui ont été utilisées dans l'expérimentation ; d'une part des houles régulières, ou périodiques, d'autre part, des houles irrégulières, ou aléatoires. Les houles régulières sont quasi-sinusoidales et elles sont caractérisées par une amplitude qui est la moitié de la distance crête creux et

une longueur d'onde qui est la distance entre deux crêtes consécutives. Les houles irrégulières, caractérisées par une hauteur dite hauteur significative et une période moyenne appelée période Up-crossing, suivent un spectre appelé spectre de Bretschneider qui est un spectre de Pierson-Moskowitz modifié à deux paramètres [6].

1.2 Onde incidente - Antennes cornets pyramidaux

Le champ à la réception dépend de plusieurs paramètres, en particulier des caractéristiques électromagnétique de l'onde incidente et du récepteur (gain ou directivité) qui sont, elles aussi, fonction de la géométrie des antennes émettrice et réceptrice.

Les deux antennes de l'expérimentation, identiques, sont des cornets à ouverture rayonnante, en forme de pyramide tronquée, excitée par un guide rectangulaire en polarisation linéaire. Nous présentons sur les figures 1.1 (*a*, *b*, *c*) respectivement la géométrie de l'antenne et les vues de l'antenne dans les plans *E* et *H* [7].

Sur la figure 1.1(a), *a* et *b* sont respectivement les dimensions de l'ouverture de l'antenne dans les plan E et H. ρ_1 et ρ_2 sur les figures 1.1(b) et 1.1(c) désignent respectivement les distances du centre de phase au centre de l'ouverture de l'antenne dans les plans E et H. Ces dimensions nous seront utiles dans la suite pour le calcul du champ électromagnétique de l'antenne.

1.2.1 Zones de rayonnement de l'ouverture des antennes cornets

Considérons l'ouverture d'un cornet dont la grande dimension est *D*. A proximité immédiate de l'ouverture (quelques longueurs d'onde λ), se trouve la zone de champ réactif. Cette zone, très limitée, se situe à une distance de l'antenne inférieure à $\lambda/2\pi$. Dans cette zone, les ondes sont évanescentes et les phénomènes de propagation sont négligeables devant les phénomènes radiatifs. Au delà de cette distance, se situe la zone de Rayleigh à des distances comprises entre $\lambda/2\pi$ et $D^2/2\lambda$ [1], [2]. Dans cette zone l'énergie est confinée autour de l'ouverture rayonnante. Il y a un peu de divergence de l'onde. A partir de la distance $D^2/2\lambda$ jusqu'à la distance $2D^2/\lambda$, se situe la zone de Fresnel. Dans cette zone intermédiaire, l'onde diverge naturellement. A la limite supérieure de la zone de Fresnel, l'ouverture vue de l'antenne est égale à la largeur angulaire du lobe principale $2\lambda/D$. Associées à la zone de Rayleigh, ces deux zones constituent la zone de champ proche de l'antenne. A partir de $2D^2/\lambda$, on peut considérer avec une bonne approximation que l'onde rayonnée est une onde sphérique et que le diagramme de rayonnement est le même quelle que soit la distance. La distance $2D^2/\lambda$ est appelée *la distance de Fraunhofer*. La zone lointaine dite zone de Fraunhofer, de $2D^2/\lambda$ à l'infini, est la zone qu'on choisit pour déterminer le diagramme de rayonnement de l'antenne. Dans cette zone, l'onde est localement plane permettant d'obtenir les équations simplifiées des champs rayonnés.

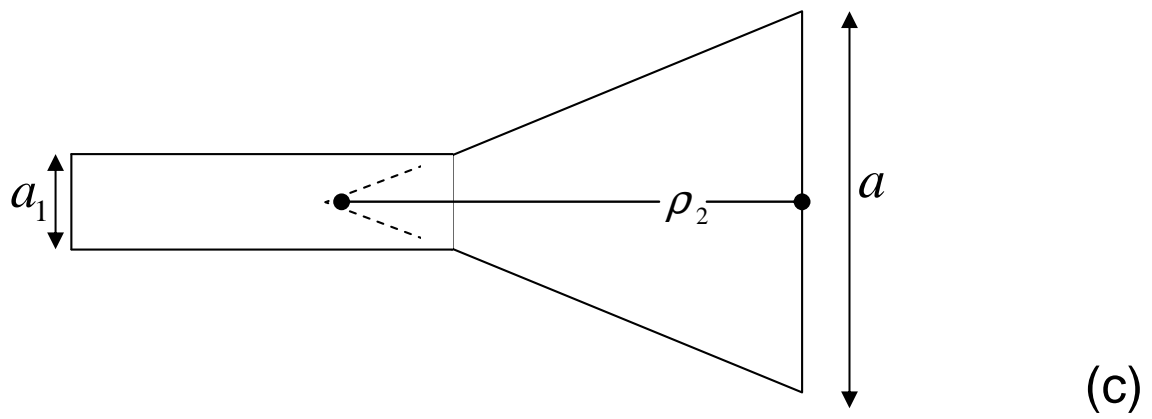
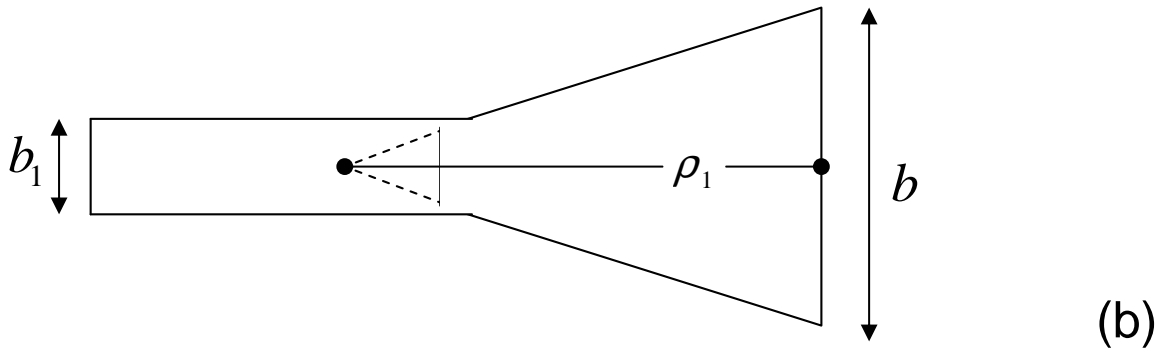
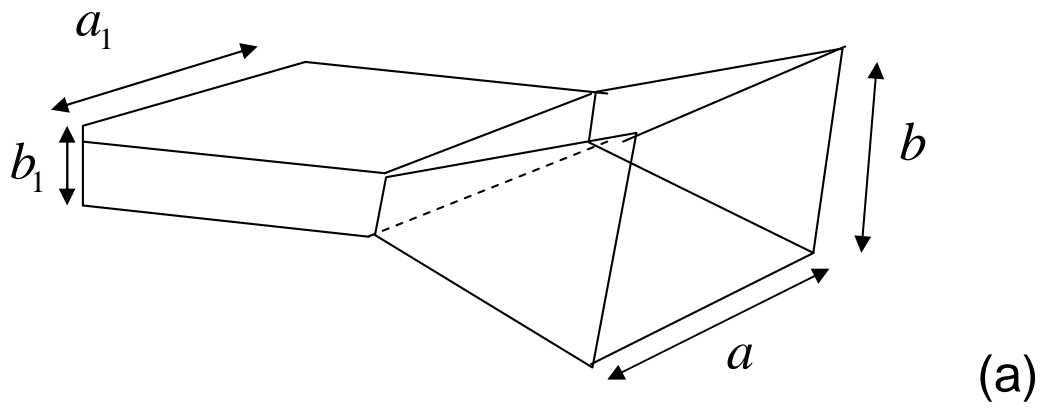


FIG. 1.1 – (a) : Géométrie de l'antenne utilisée; (b) : Vue dans le plan E ; (c) : Vue dans le plan H [7].

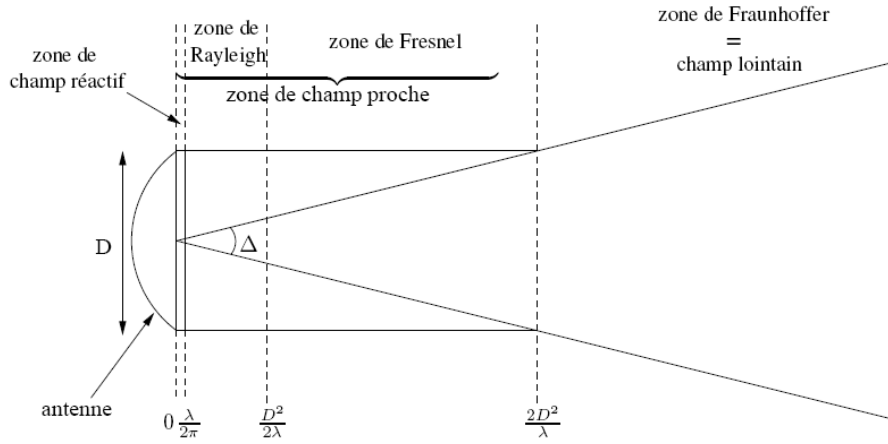


FIG. 1.2 – Zones de rayonnement d'une ouverture [8].

1.2.2 Champs rayonnés

Dans cette section, les composantes électromagnétiques \mathbf{E} et \mathbf{H} du champ rayonné en zone de Fraunhofer sont données. Dans la figure 1.3, nous considérons une surface rectangulaire S placée à une distance r' de l'origine d'un repère (x, y, z) . Nous supposons que la surface S est l'ouverture d'une antenne cornet pyramidale et nous donnons dans la suite les composantes électriques (E_r , E_θ , E_ϕ) et magnétiques (H_r , H_θ , H_ϕ) du champ rayonné par la surface S . Les équations données ont des formes simplifiées dans la zone de Fraunhofer (Fig.1.3) :

$$R \simeq r - r' \cos\psi \quad \text{pour les variations de phase,} \quad (1.1a)$$

$$R \simeq r \quad \text{pour les variations d'amplitude,} \quad (1.1b)$$

où R , r , r' et ψ sont donnés sur la figure 1.3. Les composantes électriques et magnétiques du champ rayonné en zone de Fraunhofer [7] sont alors données par :

$$E_r = 0, \quad (1.2)$$

$$E_\theta = j \frac{ke^{-jkr}}{4\pi r} [(\sin\phi)(1 + I_1 I_2 \cos\theta)], \quad (1.3)$$

$$E_\phi = j \frac{ke^{-jkr}}{4\pi r} [(\cos\phi)(1 + I_1 I_2 \cos\theta)], \quad (1.4)$$

$$H_r = 0, \quad (1.5)$$

$$H_\theta = -\frac{E_\phi}{\eta}, \quad (1.6)$$

$$H_\phi = \frac{E_\theta}{\eta}, \quad (1.7)$$

où η est l'impédance caractéristique du milieu, $k = 2\pi/\lambda$ le nombre d'onde, λ la longueur d'onde et r , θ et ϕ sont donnés sur la figure 1.3. I_1 et I_2 sont des grandeurs complexes

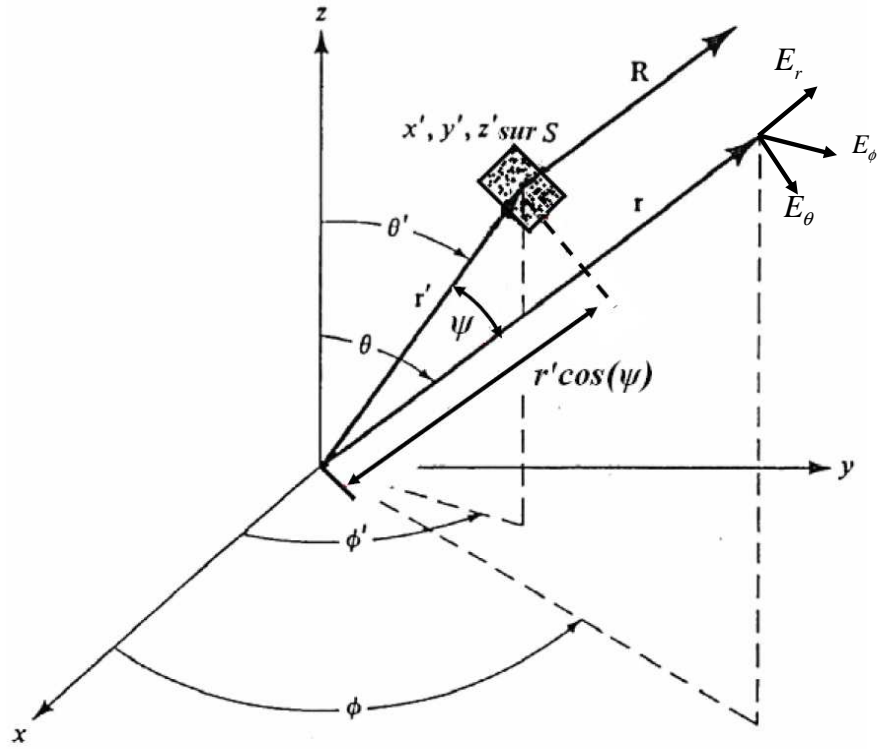


FIG. 1.3 – Champs lointains.

dépendant des dimensions de l'antenne. Elles sont données par :

$$I_1 = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\rho_2 \pi}{k}} (e^{j(\frac{k'_x \rho_2}{2k})} \{ [C(t'_2) - C(t'_1)] - j[S(t'_2) - S(t'_1)] \} + e^{j(\frac{k''_x \rho_2}{2k})} \{ [C(t''_2) - C(t''_1)] - j[S(t''_2) - S(t''_1)] \}), \quad (1.8a)$$

$$I_2 = \sqrt{\frac{\rho_1 \pi}{k}} (e^{j(\frac{k'_y \rho_1}{2k})} \{ [C(t_2) - C(t_1)] - j[S(t_2) - S(t_1)] \}), \quad (1.8b)$$

avec

$C(x) = \int_0^x \cos\left(\frac{\pi t^2}{2}\right) dt$ et $S(x) = \int_0^x \sin\left(\frac{\pi t^2}{2}\right) dt$ les intégrales de Fresnel et ρ_1 , ρ_2 , a et b sont les dimensions de l'antenne indiquées sur la figure 1.1. k_y , k'_x , k''_x , t_1 , t_2 , t'_1 , t'_2 , t''_1 et t''_2 sont

donnés ci dessous [7] :

$$k_y = k \sin \theta \sin \phi, \quad (1.9a)$$

$$k'_x = k \sin \theta \cos \phi + \frac{\pi}{a}, \quad (1.9b)$$

$$k''_x = k \sin \theta \cos \phi - \frac{\pi}{a}, \quad (1.9c)$$

$$t_1 = \sqrt{\frac{1}{k\pi\rho_1} \left(\frac{-kb}{2} - k_y\rho_1 \right)}, \quad (1.9d)$$

$$t_2 = \sqrt{\frac{1}{k\pi\rho_1} \left(\frac{kb}{2} - k_y\rho_1 \right)}, \quad (1.9e)$$

$$t'_1 = \sqrt{\frac{1}{k\pi\rho_2} \left(\frac{-ka}{2} - k'_x\rho_2 \right)}, \quad (1.9f)$$

$$t'_2 = \sqrt{\frac{1}{k\pi\rho_2} \left(\frac{ka}{2} - k'_x\rho_2 \right)}, \quad (1.9g)$$

$$t''_1 = \sqrt{\frac{1}{k\pi\rho_2} \left(\frac{-ka}{2} - k''_x\rho_2 \right)}, \quad (1.9h)$$

$$t''_2 = \sqrt{\frac{1}{k\pi\rho_2} \left(\frac{ka}{2} - k''_x\rho_2 \right)}. \quad (1.9i)$$

1.2.3 Directivité et Gain

L'intensité de radiation U dans une direction donnée est définie par la puissance rayonnée par une antenne par unité d'angle solide. C'est un paramètre du champ lointain. Elle est reliée au champ électrique lointain [7], en se référant à la figure 1.3, et aux équations (1.3) et (1.4) par :

$$U(\theta, \phi) = \frac{r^2}{2\eta} \|\mathbf{E}(r, \theta, \phi)\|^2 \approx \frac{r^2}{2\eta} [|E_\theta(r, \theta, \phi)|^2 + |E_\phi(r, \theta, \phi)|^2], \quad (1.10a)$$

$$\approx \frac{1}{2\eta} [|E_\theta(\theta, \phi)|^2 + |E_\phi(\theta, \phi)|^2], \quad (1.10b)$$

où $E(r, \theta, \phi)$ est le champ électrique lointain de l'antenne, égal à $E(\theta, \phi)e^{-jkr}/r$. $E_\theta(\theta, \phi)$ et $E_\phi(\theta, \phi)$ sont les composantes du champ électrique en zone lointaine et η est l'impédance caractéristique du milieu.

La directivité de l'antenne est définie par le rapport de l'intensité de radiation dans une direction donnée U sur l'intensité de radiation moyenne dans toutes les directions U_0 . Cette dernière est le rapport de la puissance totale rayonnée divisée par 4π . Mathématiquement,

la directivité peut s'écrire sous la forme suivante [7] :

$$D = \frac{U}{U_0} = \frac{4\pi U}{P_{ray}}, \quad (1.11)$$

où P_{ray} est la puissance totale rayonnée donnée par :

$$P_{ray} = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} U(\theta, \phi) \sin \theta d\theta d\phi. \quad (1.12)$$

Alors la directivité s'écrit :

$$D(\theta, \phi) = 4\pi \frac{U(\theta, \phi)}{\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} U(\theta, \phi) \sin \theta d\theta d\phi}. \quad (1.13)$$

D'après les équations (1.10b), (1.3) et (1.4), l'expression finale de la directivité s'exprime en fonction des dimensions de l'antenne par :

$$D(\theta, \phi) = B_0 \frac{k^2 \eta}{2\pi} (1 + \cos \theta)^2 |I_1 I_2|^2, \quad (1.14)$$

où B_0 est une constante égale à 6.2×10^{-5} . I_1 et I_2 sont données par les équations (1.8a) et (1.8b).

Un autre paramètre décrivant la performance d'une antenne est son gain. Il est relié à la directivité et prend en compte l'efficacité de l'antenne. Le gain d'une antenne est défini par le rapport de l'intensité rayonnée dans une direction donnée sur l'intensité obtenue si la puissance alimentant l'antenne était rayonnée d'une manière isotrope. Si on suppose que l'antenne reçoit une puissance totale P_i , la puissance rayonnée par l'antenne P_{ray} s'obtient alors par l'équation suivante [7] :

$$P_{ray} = e P_i, \quad (1.15)$$

où e est l'efficacité de l'antenne. Elle tient compte des pertes sur l'entrée et dans la structure de l'antenne. Ces pertes sont dues à des réflexions entre les lignes de transmission et l'antenne et des pertes de conduction et de diélectrique. Le calcul de cette grandeur est difficile. Elle sera déterminée expérimentalement dans le deuxième chapitre en calant les mesures avec les résultats issus des simulations. L'expression du gain s'exprime alors par :

$$G(\theta, \phi) = 4\pi \frac{U(\theta, \phi)}{P_i} = e \left[4\pi \frac{U(\theta, \phi)}{P_{ray}} \right]. \quad (1.16)$$

La relation reliant le gain et la directivité s'exprime en conséquence par

$$G(\theta, \phi) = e D(\theta, \phi). \quad (1.17)$$

L'expression du gain en fonction des dimensions de l'antenne s'obtient à l'aide de l'équation (1.14). Soit

$$G(\theta, \phi) = eB_0 \frac{k^2 \eta}{2\pi} (1 + \cos \theta)^2 |I_1 I_2|^2. \quad (1.18)$$

1.3 Résolution du problème de diffusion par une surface rugueuse

1.3.1 Introduction

La modélisation du phénomène de la diffraction électromagnétique par une seule interface rugueuse peut se faire soit à l'aide de modèles rigoureux basés sur la résolution numérique des équations de Maxwell, soit à l'aide de modèles approchés basés sur une résolution approximative du problème sous des hypothèses simplificatrices. Ces dernières prennent en compte des caractéristiques de la surface (hauteur quadratique moyenne, pente, courbure) d'une manière explicite. L'avantage de ces méthodes approximatives est qu'elles sont faciles à mettre en oeuvre et qu'elles nécessitent des temps de calculs courts. Mais leur inconvénient vient de leur domaine de validité limité. Pour ces raisons, les modèles rigoureux sont nécessaires afin de résoudre le problème de diffraction sans approximation autre que celle numérique. Ainsi, par comparaison avec ces méthodes, on peut définir le domaine de validité des méthodes asymptotiques.

Aujourd'hui, la technique couramment utilisée pour résoudre rigoureusement le problème de diffusion des ondes électromagnétiques par des surfaces rugueuses séparant deux milieux homogènes consiste à obtenir une équation intégrale de frontière pour les composantes tangentielles des champs électriques et magnétiques sur la surface puis à résoudre numériquement par une méthode rigoureuse. A partir de ces composantes sur la surface, il est possible de déterminer le champ en tout point de la surface, et nous allons l'étendre ensuite à tout point de l'espace.

1.3.2 Fonction de Green

Les équations intégrales du problème à résoudre peuvent se mettre sous la forme suivante :

$$\mathcal{L}f(\mathbf{r}) = h(\mathbf{r}), \quad (1.19)$$

où \mathcal{L} est un opérateur intégral-différentiel linéaire de l'équation avec second membre ci dessus. $f(\mathbf{r})$ et $h(\mathbf{r})$ sont deux fonctions de la variable \mathbf{r} . La fonction $h(\mathbf{r})$ correspond au champ incident et $f(\mathbf{r})$ est l'inconnue à trouver qui n'est autre que les courants sur la surface. L'opérateur \mathcal{L} est construit à partir de la forme de la surface rugueuse, en prenant en compte les caractéristiques des milieux environnants (la permittivité notamment) et les propriétés du champ incident (la longueur d'onde). La fonction de Green $g(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ associée

à cette équation est définie par :

$$\mathcal{L}g(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = -\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}'). \quad (1.20)$$

Les fonctions de Green dépendent toujours de deux vecteurs position \mathbf{r} et \mathbf{r}' , appelés point source et point d'observation respectivement. Elles sont connues pour un grand nombre d'opérateurs différentiels, et leur connaissance permet de résoudre toute forme de solution particulière associée à l'équation différentielle de départ. En effet, à partir de l'équation (1.19) on peut écrire :

$$\begin{aligned} f(\mathbf{r}) &= \mathcal{L}^{-1}h(\mathbf{r}) \\ &= \mathcal{L}^{-1} \int \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')h(\mathbf{r}')d\mathbf{r}' \\ &= \int \mathcal{L}^{-1}\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')h(\mathbf{r}')d\mathbf{r}' \\ &= - \int g(\mathbf{r}, \mathbf{r}')h(\mathbf{r}')d\mathbf{r}'. \end{aligned} \quad (1.21)$$

En résumé, la solution recherchée $f(\mathbf{r})$ est formulée à l'aide de la fonction donnée $h(\mathbf{r})$ et de la fonction de Green adaptée au problème étudié.

1.3.3 Méthode exacte

1.3.3.a Equations intégrales

La formulation des méthodes intégrales est donnée par les équations intégrales établies dans ce paragraphe. Ces équations permettent d'obtenir le champ diffusé ψ_s dans Ω_0 (Fig. 1.4) par la détermination d'une inconnue intermédiaire qui est le champ total sur la surface ψ ou de sa dérivée normale $\partial\psi/\partial n$ s'il s'agit d'une surface parfaitement conductrice, ou bien les deux s'il s'agit d'une surface diélectrique [9]. Ces équations mettent en

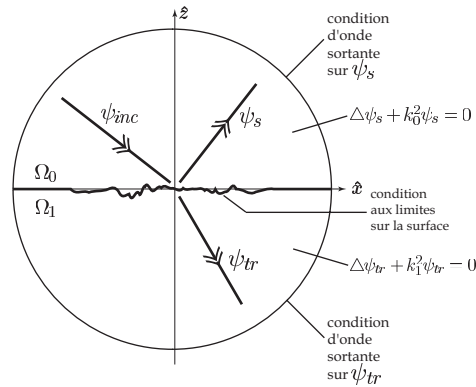


FIG. 1.4 – Définition du problème pour un milieu inférieur diélectrique : conditions que doivent vérifier ψ_s et ψ_{tr} .

relation le champ incident ψ_{inc} et le champ total ψ sur la surface. Le champ total correspond à la composante selon la direction $\hat{\mathbf{y}}$, perpendiculaire au plan d'étude $(O, \hat{\mathbf{x}}, \hat{\mathbf{z}})$, du champ électrique en polarisation TE ou bien polarisation horizontale (H) et du champ magnétique en polarisation TM ou bien polarisation verticale (V). Les notations pour les polarisations sont rappelées sur la figure 1.5 [10]. L'étude concerne le cas d'un milieu

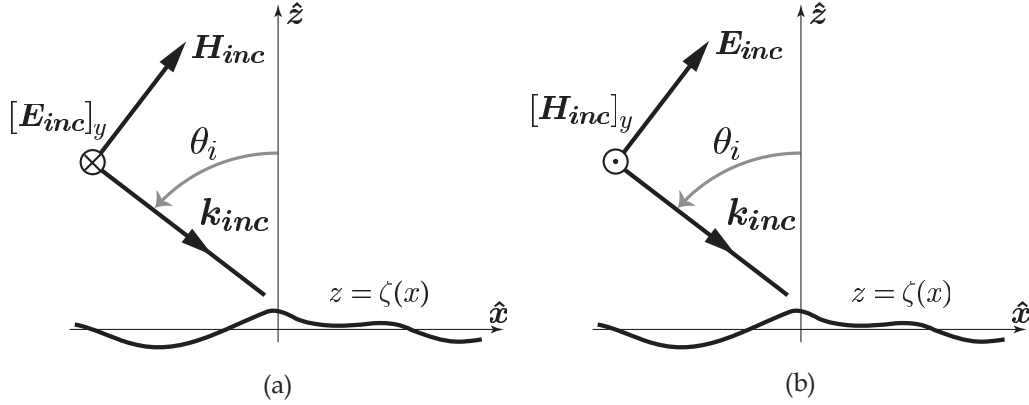


FIG. 1.5 – Polarisation de l'onde incidente. (a) Cas TE (polarisation H); (b) Cas TM (polarisation V).

inférieur diélectrique (cas du bassin de houles). Nous nous focalisons sur un problème 2D de diffusion par une surface invariante selon une direction. Considérons alors une surface rugueuse \mathcal{S} délimitant un milieu supérieur Ω_0 de permittivité ϵ_0 et un milieu inférieur diélectrique Ω_1 de permittivité ϵ_1 . On définit pour le milieu inférieur un vecteur d'onde $k_1 = \omega \sqrt{\mu_1 \epsilon_1}$. Nous supposons par la suite $\mu_1 = \mu_0$. La surface est centrée en abscisse $x = 0$ et en ordonnée $z = 0$. Un point de la surface est repéré par \mathbf{r} . Une onde incidente ψ_{inc} de vecteur d'onde \mathbf{k}_{inc} se propageant dans le milieu Ω_0 rencontre la surface de séparation des deux milieux \mathcal{S} . Il apparaît alors une onde transmise ψ_{tr} de vecteur d'onde \mathbf{k}_{tr} dans le milieu inférieur et une onde réfléchie ψ_s de vecteur d'onde \mathbf{k}_s dans le milieu supérieur. Nous définissons les champs ψ_0 et ψ_1 comme étant, respectivement, le champ total dans le milieu supérieur Ω_0 (i.e. $\psi_0 = \psi_{inc} + \psi_s$) et le champ transmis dans le milieu Ω_1 (i.e. $\psi_1 = \psi_{tr}$). Les conditions aux limites qu'ils vérifient $\forall \mathbf{r} \in \mathcal{S}$ s'écrivent [9] :

$$\psi_0(\mathbf{r})|_{\mathbf{r} \in \mathcal{S}} = \psi_1(\mathbf{r})|_{\mathbf{r} \in \mathcal{S}}, \quad (1.22a)$$

$$\frac{\partial \psi_0(\mathbf{r})}{\partial n} \Big|_{\mathbf{r} \in \mathcal{S}} = \frac{1}{\rho_{10}} \frac{\partial \psi_1(\mathbf{r})}{\partial n} \Big|_{\mathbf{r} \in \mathcal{S}}, \quad (1.22b)$$

où $\rho_{10} = 1$ dans le cas TE et $\rho_{10} = \epsilon_1/\epsilon_0$ dans le cas TM [10].

L'onde transmise vérifie l'équation de Helmholtz dans le demi-plan inférieur :

$$(\Delta + k_1^2)\psi_1 = 0. \quad (1.23)$$

La fonction de Green associée étant :

$$g_1(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{i}{4} H_0^{(1)}(k_1 |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|), \quad (1.24)$$

où $H_0^{(1)}$ est la fonction de Hankel de première espèce et d'ordre zéro [11]. On démontre alors [12] en notant $\psi = \psi_0$, les relations suivantes, qui relient, sur la surface S , le champ total ψ du milieu supérieur au champ incident ψ_{inc} :

$$\forall \mathbf{r}' \in S, \quad \begin{cases} +\frac{1}{2}\psi(\mathbf{r}') - \oint_S ds \psi(\mathbf{r}) \frac{\partial g_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}')}{\partial n} + \oint_S ds g_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \frac{\partial \psi(\mathbf{r})}{\partial n} = \psi_{inc}(\mathbf{r}'), \\ -\frac{1}{2}\psi(\mathbf{r}') - \oint_S ds \psi(\mathbf{r}) \frac{\partial g_1(\mathbf{r}, \mathbf{r}')}{\partial n} + \rho_{10} \oint_S ds g_1(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \frac{\partial \psi(\mathbf{r})}{\partial n} = 0 \end{cases} \quad (1.25)$$

$g_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ et $g_1(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ sont les fonctions de Green associées respectivement aux milieux Ω_0 et Ω_1 .

1.3.3.b Méthode des Moments

Dans ce paragraphe, nous rappelons brièvement la méthode des moments dans le but de l'appliquer à notre problème. Ensuite, cette méthode sera utilisée pour résoudre les équations intégrales dans le cas d'une surface diélectrique.

La méthode des moments a été pour la première fois appliquée aux problèmes de diffraction électromagnétique par Harrington en 1968 [13]. Elle est utilisée pour résoudre toute équation linéaire de la forme :

$$\mathcal{L}f = g, \quad (1.26)$$

où \mathcal{L} est un opérateur intégral-différentiel linéaire, f l'inconnue et g une fonction donnée. La méthodologie consiste à projeter dans un premier temps la fonction inconnue f sur une base complète f_n ; f sera approchée alors par

$$f \simeq \tilde{f} = \sum_{n=1}^N a_n f_n. \quad (1.27)$$

Le problème revient donc à déterminer les coefficients a_n . L'approximation (1.27) conduit alors à partir de l'équation (1.26) à

$$\mathcal{L}f = \sum_{n=1}^N a_n (\mathcal{L}f_n) + \epsilon = g, \quad (1.28)$$

où ϵ est l'erreur de l'approximation due à la troncature de la somme jusqu'à l'ordre N , au pas de discrétisation et aux choix des fonctions de base et de projection. La fonction (1.27) est projetée ensuite sur une base de fonctions $(w_m)_{m=1..M}$, dites fonctions test, choisies de

telle manière à minimiser l'erreur ϵ . Le choix des deux ensembles de fonctions f_n et w_m résulte d'un compromis entre un gain de temps (le nombre N d'inconnues sera réduit) et une précision suffisante. Elles sont respectivement égales à des fonctions de Dirac et des fonctions rectangles, soit :

$$\left\{ \begin{array}{l} f_n(x) = \begin{cases} 1 & x \in \left[x_n - \frac{\Delta x}{2}, x_n + \frac{\Delta x}{2} \right] \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} & n = 1..N \\ w_m(x) = \delta(x - x_m) & m = 1..N \end{array} \right. \quad (1.29)$$

où $x_{m,n}$ et Δx sont donnés sur la figure (1.6). Par suite l'équation matricielle obtenue est de la forme :

$$\mathbf{Z} \cdot \mathbf{X} = \mathbf{B}, \quad (1.30)$$

où les éléments de la matrice \mathbf{Z} et du vecteur \mathbf{B} s'écrivent respectivement $Z_{mn} = \langle w_m, \mathcal{L}f_n \rangle$, $B_m = \langle w_m, g \rangle$, où $\langle \dots \rangle$ représente le produit scalaire. Le vecteur \mathbf{X} est l'inconnu du problème.

Dans la suite de notre problème de diffraction électromagnétique, \mathbf{X} représente les inconnues à calculer qui sont le champ ψ et sa dérivée normale $\partial\psi(\mathbf{r})/\partial n$ sur la surface, \mathbf{B} est la donnée du problème et \mathbf{Z} dépend des propriétés physiques de la surface.

1.3.3.c Application de la Méthode des Moments sur une surface diélectrique

La méthode des moments est appliquée maintenant à notre problème de diffraction électromagnétique, donc au système d'équations intégrales (1.25). Puisqu'il s'agit d'une surface diélectrique, les inconnues du problème \mathbf{X} sont alors le champ total $\psi(\mathbf{r})$ et sa dérivée par rapport à la normale $\partial\psi(\mathbf{r})/\partial n$ sur la surface. La donnée du problème, \mathbf{B} , est le champ incident sur la surface. \mathbf{Z} est la matrice impédance qui dépend des propriétés physiques de la surface.

Les deux fonctions inconnues sont approchées par les équations suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \psi(\mathbf{r}) \simeq \widetilde{\psi}(\mathbf{r}) = \sum_{n=1}^N \psi(\mathbf{r}_n) f_n(x) \\ \frac{\partial\psi(\mathbf{r})}{\partial n} \simeq \frac{\partial\widetilde{\psi}(\mathbf{r})}{\partial n} = \sum_{n=1}^N \frac{\partial\psi(\mathbf{r}_n)}{\partial n} f_n(x), \end{array} \right. \quad (1.31)$$

avec les fonctions de projection et de test, f_n et w_m , définies comme (Eq.(1.29)).

Considérons maintenant une surface diélectrique de longueur L , discrétisée en N échantillons équirépartis en abscisse et espacés de $\Delta_x = L/N$ (Fig. 1.6) :

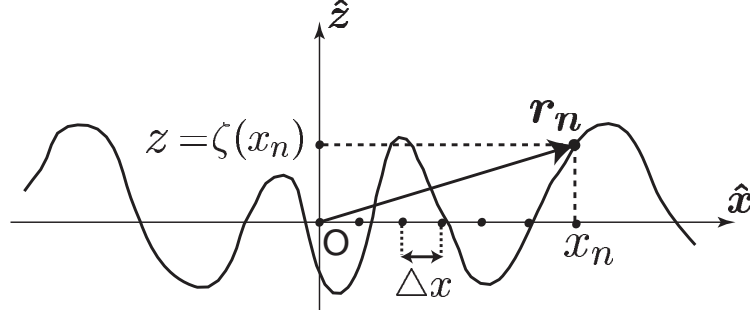


FIG. 1.6 – Discrétisation du vecteur surface.

$$\begin{cases} x_n = -\frac{L}{2} + (n - \frac{1}{2})\Delta x, & n = 1..N \\ \mathbf{r}_n = x_n \hat{\mathbf{x}} + \zeta(x_n) \hat{\mathbf{z}}, & n = 1..N \end{cases} \quad (1.32)$$

Schématiquement, on obtient une matrice impédance $\mathbf{Z}_{2N \times 2N}$ regroupant quatre sous-matrices \mathbf{A} , \mathbf{B} , \mathbf{C} et \mathbf{D} , de dimensions $N \times N$, et correspondant à :

$$\begin{cases} \underbrace{+\frac{1}{2}\psi(\mathbf{r}') - \int_S ds \psi(\mathbf{r}) \frac{\partial g_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}')}{\partial n}}_{\rightarrow \mathbf{A}} + \underbrace{\int_S ds g_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \frac{\partial \psi(\mathbf{r})}{\partial n}}_{\rightarrow \mathbf{B}} = \psi_{inc}(\mathbf{r}') \quad \forall \mathbf{r}, \mathbf{r}' \in S \\ \underbrace{-\frac{1}{2}\psi(\mathbf{r}') - \int_S ds \psi(\mathbf{r}) \frac{\partial g_1(\mathbf{r}, \mathbf{r}')}{\partial n}}_{\rightarrow \mathbf{C}} + \rho_{10} \underbrace{\int_S ds g_1(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \frac{\partial \psi(\mathbf{r})}{\partial n}}_{\rightarrow \mathbf{D}} = 0 \quad \forall \mathbf{r}, \mathbf{r}' \in S \end{cases} \quad (1.33)$$

En appliquant la méthode des moments à partir de chacun des termes de l'équation (1.33), on obtient l'expression des quatre sous-matrices \mathbf{A} , \mathbf{B} , \mathbf{C} et \mathbf{D} :

$$A_{mn} = \begin{cases} \frac{i\Delta x k_0 H_1^{(1)}(k_0 \|\mathbf{r}_n - \mathbf{r}_m\|)}{4 \|\mathbf{r}_n - \mathbf{r}_m\|} \\ \quad \times \{\zeta'(x_n)(x_n - x_m) - (\zeta(x_n) - \zeta(x_m))\} \quad \text{pour } m \neq n, \\ +\frac{1}{2} - \frac{\Delta x}{4\pi} \frac{\zeta''(x_m)}{1 + (\zeta'(x_m))^2} \quad \text{pour } m = n. \end{cases} \quad (1.34)$$

$$B_{mn} = \begin{cases} \gamma_n \frac{i\Delta x}{4} H_0^{(1)}(k_0 \|\mathbf{r}_n - \mathbf{r}_m\|) \quad \text{pour } m \neq n, \\ \gamma_m \frac{i\Delta x}{4} \left[1 + i\frac{2}{\pi} \log\left(\frac{e^\gamma k_0 \Delta x}{2} \gamma_m\right) \right] \quad \text{pour } m = n \end{cases} \quad (1.35)$$

$$\text{où } \gamma_n = \sqrt{1 + (\zeta'(x))_{x=x_n}^2}. \quad (1.36)$$

$$C_{mn} = \begin{cases} -\frac{i\Delta x k_1 H_1^{(1)}(k_1 \|\mathbf{r}_n - \mathbf{r}_m\|)}{4 \|\mathbf{r}_n - \mathbf{r}_m\|} \\ \quad \times \{\zeta'(x_n)(x_n - x_m) - (\zeta(x_n) - \zeta(x_m))\} & \text{pour } m \neq n, \\ -\frac{1}{2} - \frac{\Delta x}{4\pi} \frac{\zeta''(x_m)}{1 + (\zeta'(x_m))^2} & \text{pour } m = n. \end{cases} \quad (1.37)$$

et

$$D_{mn} = \begin{cases} \gamma_n \frac{i\Delta x}{4} H_0^{(1)}(k_1 \|\mathbf{r}_n - \mathbf{r}_m\|) & \text{pour } m \neq n \\ \gamma_m \frac{i\Delta x}{4} \left[1 + i\frac{2}{\pi} \log\left(\frac{e^\gamma k_1 \Delta x}{2} \frac{1}{2e} \gamma_m\right) \right] & \text{pour } m = n. \end{cases} \quad (1.38)$$

Le système (1.33), discrétisé par la méthode des moments, s'écrit alors :

$$\begin{cases} \sum_{n=1}^N A_{mn} \psi(\mathbf{r}_n) + \sum_{n=1}^N B_{mn} \frac{\partial \psi(\mathbf{r}_n)}{\partial n} = b_m & m = 1, 2, \dots, N \\ \sum_{n=1}^N C_{mn} \psi(\mathbf{r}_n) + \rho_{10} \sum_{n=1}^N D_{mn} \frac{\partial \psi(\mathbf{r}_n)}{\partial n} = 0 & m = 1, 2, \dots, N \end{cases} \quad (1.39)$$

avec $b_m = \psi_{inc}(\mathbf{r}_m)$.

Pratiquement, le système (1.39) est réécrit sous la forme matricielle suivante :

$$\sum_{n=1}^{2N} Z_{mn} X_n = b_m \quad \forall m = 1, 2, \dots, 2N \quad (1.40)$$

où on a posé la matrice impédance :

$$\mathbf{Z}_{2N \times 2N} = \begin{pmatrix} \mathbf{A}_{N \times N} & \mathbf{B}_{N \times N} \\ \mathbf{C}_{N \times N} & \rho_{10} \mathbf{D}_{N \times N} \end{pmatrix}$$

ainsi que les inconnues et les données :

$$\mathbf{X}_{2N \times 1} = \begin{bmatrix} \psi(\mathbf{r}_1) \\ \vdots \\ \psi(\mathbf{r}_N) \\ \frac{\partial \psi(\mathbf{r}_1)}{\partial n} \\ \vdots \\ \frac{\partial \psi(\mathbf{r}_N)}{\partial n} \end{bmatrix} \quad \text{et} \quad \mathbf{b}_{2N \times 1} = \begin{bmatrix} \psi_{inc}(\mathbf{r}_1) \\ \vdots \\ \psi_{inc}(\mathbf{r}_N) \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \end{bmatrix} \quad (1.41)$$

1.3.3.d Effet de la troncature sur la longueur de la surface

La résolution numérique des équations intégrales nécessite de borner la surface. Pour la méthode des moments (Mdm) [14], [15] par exemple, le bornage de la surface nécessite la troncature du domaine d'intégration en calculant les équations intégrales. Cette troncature engendre des problèmes numériques. Cette coupure non physique crée une diffraction de bord qui peut perturber le calcul des courants de surface et par suite contribuer au champ diffracté. En effet, les courants de surface sont calculés pour une surface de taille finie, ils sont donc supposés nuls en dehors. Cette annulation brutale des courants de surface engendre une discontinuité. Pour limiter ce problème, il faut donc éviter les effets de bords. Il existe plusieurs méthodes pour faire ceci.

L'utilisation d'un faisceau borné est la technique la plus couramment utilisée pour éviter les effets de troncature de la surface. Un exemple beaucoup employé dans ce cas est celui du faisceau Gaussien [16], [17] qui consiste à utiliser l'onde dite de Thorsos [18]. Le faisceau permet ainsi d'éclairer la surface de telle sorte que les courants s'annulent naturellement avant la troncature [9].

Une deuxième solution, plus utilisée, est de considérer l'onde incidente comme la superposition de plusieurs ondes planes (représentation de Weyl) [12]. Le champ incident est donné par :

$$E_i(x, z, t) = \frac{i}{2} e^{i\omega t} \int \frac{dk_x}{2\pi} \frac{e^{(ik_x x + i f(k_x) z)}}{f(k_x)}, \quad (1.42)$$

avec

$$f(k_x) = \sqrt{k_\alpha^2 - k_x^2} \quad \text{si} \quad k_\alpha^2 \geq k_x^2, \quad (1.43a)$$

$$f(k_x) = i \sqrt{k_x^2 - k_\alpha^2} \quad \text{si} \quad k_\alpha^2 \leq k_x^2, \quad (1.43b)$$

où k_α est le nombre d'onde dans le milieu α et k_x est la composante horizontale du vecteur d'onde incidente. L'inconvénient majeur de l'utilisation de cette technique est que la taille de la tache éclairée varie avec l'angle d'inclinaison. Cette tache est définie pour une surface unidimensionnelle par la relation suivante [19] :

$$L = \frac{16}{2k(1 - \sin \theta)}, \quad (1.44)$$

où θ est l'angle d'incidence et k est le module du vecteur d'onde de l'onde incidente. Nous remarquons d'après l'équation (1.44) que pour les angles d'incidence proches de 90° , la longueur de la tache éclairée devient très grande et par suite le nombre d'inconnues devient beaucoup plus important de telle sorte que la résolution du problème devient très difficile voire impossible. Par contre pour des angles d'incidence modérés cette technique est efficace.

Il existe d'autres techniques pour résoudre le problème de diffraction par les bords comme

l'utilisation des bandes résistives ajoutées à chacune des extrémités de la surface éclairée par une onde plane [20] [21].

Nous nous intéressons dans notre thèse à la deuxième technique. En effet, l'onde émise par les antennes de l'expérimentation peut être interprétée comme une somme d'ondes planes dans la zone de Fraunhofer.

1.3.4 Approximation de l'Optique physique

L'approximation de l'optique physique consiste à assimiler chaque point de la surface à un plan infini, correspondant au plan tangent de la surface au point considéré. Sous cette hypothèse, le champ réfléchi par la surface peut s'exprimer simplement à partir du champ incident sur la surface à l'aide des lois de Snell-Descartes et des coefficients de Fresnel qui permettent de connaître respectivement la direction et l'amplitude du champ diffracté. Le problème revient alors à calculer le champ total $\psi(\mathbf{r})$ et sa dérivée normale $\frac{\partial\psi(\mathbf{r})}{\partial n}$ sur la surface.

L'approximation de l'optique physique spécifie que le couple $\{\psi(\mathbf{r}), \frac{\partial\psi(\mathbf{r})}{\partial n}\}$ en un point $M(x, z)$ quelconque de la surface S , est le même que celui qui existerait sur une surface plane tangente de taille infinie dont les propriétés électromagnétiques seraient celles caractéristiques de la surface limitée au point considéré (x, z) (figure 1.7). Cette approximation est considérée valide si $\rho_c \cos^3 \theta_i \gg \lambda$ [10], où ρ_c est le rayon de courbure de la surface et θ_i est l'angle d'incidence.

Le champ total sur la surface ψ_M au point M est la somme du champ incident et du

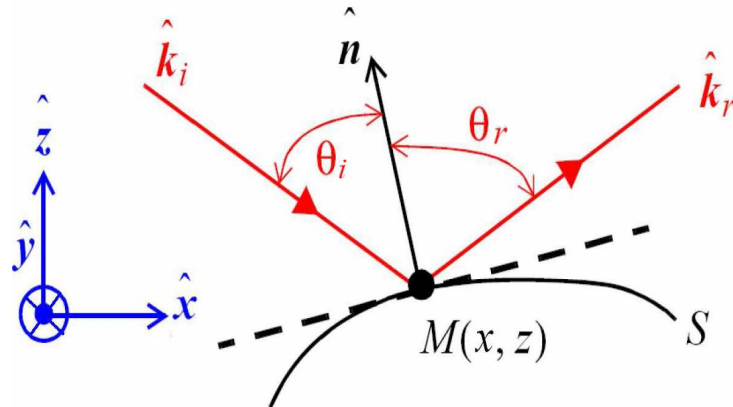


FIG. 1.7 – Illustration de l'approximation de l'optique physique. $\hat{\mathbf{n}}$ est la normale au plan tangent.

champ diffracté; il s'écrit en fonction du champ incident ψ_{iM} comme :

$$\psi_M = [1 + \mathcal{R}(\theta)]\psi_{iM}, \quad (1.45)$$

où \mathcal{R} est le coefficient de réflexion de Fresnel soit en polarisation TE (\mathcal{R}_\perp) ou TM (\mathcal{R}_\parallel). θ est l'angle entre la normale au plan tangent et le vecteur d'onde incident \mathbf{k}_i , soit $\cos \theta = -\mathbf{k}_i \cdot \hat{\mathbf{n}}$. De plus, la dérivée normale du champ s'écrit ($\frac{\partial f}{\partial n} = \nabla f \cdot \hat{\mathbf{n}}$)

$$\frac{\partial \psi_M}{\partial n} = \frac{\partial}{\partial n} \{ [1 + \mathcal{R}(\theta)] \psi_{iM} \} = \frac{\partial \psi_{iM}}{\partial n} + \frac{\partial [\mathcal{R}(\theta) \psi_{iM}]}{\partial n}. \quad (1.46)$$

1.4 Champ électromagnétique à la réception

1.4.1 Expression du champ diffracté

Le principe d'Huygens [11] permet de calculer le champ électromagnétique diffracté à partir du champ total ψ et sa dérivée normale $\partial\psi(\mathbf{r})/\partial n$ sur la surface calculés par la MdM ou l'OP dans la section ci dessus. Le champ diffracté par la surface S_1 au point \mathbf{r}' (Fig. 1.8) s'écrit :

$$\psi_d(\mathbf{r}') = - \int_{S_1} \left[\psi(\mathbf{r}) \frac{\partial g(\mathbf{r}, \mathbf{r}')}{\partial n} - g(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \frac{\partial \psi(\mathbf{r})}{\partial n} \right] dS, \quad (1.47)$$

où $\psi(\mathbf{r})$ et $\partial\psi(\mathbf{r})/\partial n$ sont respectivement le champ total sur la surface et sa dérivée nor-

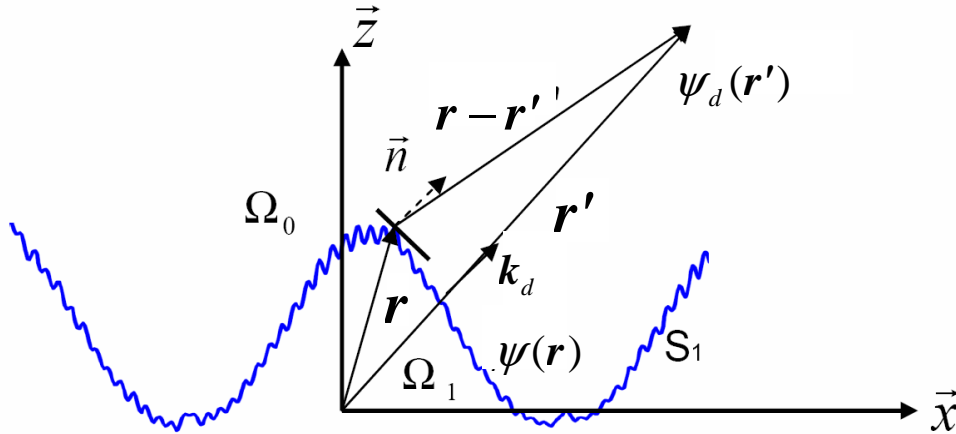


FIG. 1.8 – Champ diffracté par la surface.

male, calculés précédemment par l'OP ou la MdM. $g(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ est la fonction de Green associée au milieu supérieur Ω_0 .

En champ lointain, comme le montre la figure 1.8, ($r' \gg r$ et $r' \gg \lambda$, où $\lambda = 2\pi/k$ est la longueur d'onde et $\|\mathbf{k}_d\| = k$), $\|\mathbf{r} - \mathbf{r}'\| = \|\mathbf{r}' - \mathbf{r}\| \approx r' - \hat{\mathbf{k}}_d \cdot \mathbf{r}$. k est le nombre d'onde (module du vecteur d'onde). Selon l'équation (1.24), dans la direction $\hat{\mathbf{k}}_d$ d'observation,

la fonction de Green scalaire devient en champ lointain

$$g(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{j}{4} H_0^{(1)}(k \|\mathbf{r} - \mathbf{r}'\|) \approx \frac{j}{4} \sqrt{\frac{2}{\pi k r'}} \exp\left(-j\frac{\pi}{4}\right) \exp[j(kr' - \mathbf{k}_d \cdot \mathbf{r})]$$

De plus

$$\frac{\partial g(\mathbf{r}, \mathbf{r}')}{\partial n} = \hat{\mathbf{n}} \cdot \mathbf{n} g(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \approx -j \mathbf{k}_d \cdot \hat{\mathbf{n}} g(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$$

En substituant ces deux équations dans le principe d'Huygens (1.47), le champ diffracté par une surface en champ lointain s'écrit alors

$$\psi_d^\infty(\mathbf{r}') = \frac{j}{4} \sqrt{\frac{2}{\pi k r'}} \exp\left(-j\frac{\pi}{4}\right) \psi_{d0}^\infty \exp(jkr'),$$

avec

$$\psi_{d0}^\infty = - \int_{S_1} \left[j \mathbf{k}_d \cdot \hat{\mathbf{n}} \psi(\mathbf{r}) + \frac{\partial \psi(\mathbf{r})}{\partial n} \right] \exp(-j \mathbf{k}_d \cdot \mathbf{r}) dS \quad \text{si } \mathbf{r}' \in \Omega_0. \quad (1.48)$$

1.4.2 Calcul du champ électromagnétique à la réception

Nous considérons le système monostatique de la figure 1.9. Les antennes émettrice et réceptrice, identiques, sont situées au même endroit à une distance h de la moyenne de la surface de longueur L et avec une inclinaison θ par rapport à la verticale. La puissance

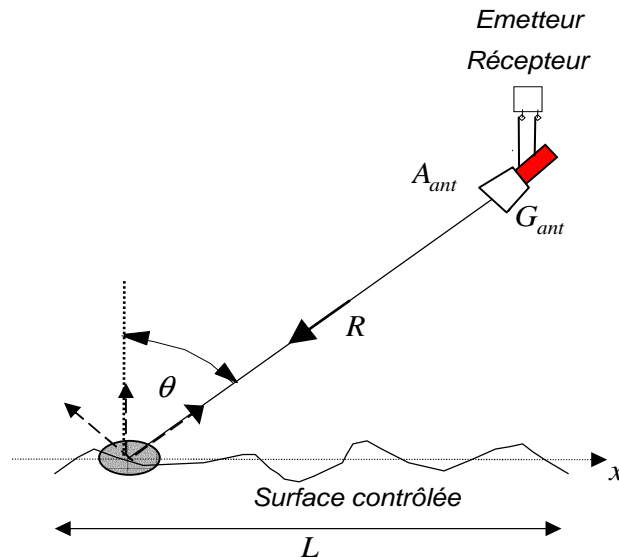


FIG. 1.9 – Description d'un système monostatique.

reçue par le récepteur est donnée par l'équation du radar :

$$P_r = \frac{\lambda^2}{(4\pi)^3} \int_L \frac{P_t G_{ant}^2}{R^4} \sigma_{pq} dx, \quad (1.49)$$

où P_t est la puissance émise, P_r la puissance reçue, G_{ant} le gain des antennes émettrice et réceptrice donné par l'équation (1.18), λ la longueur de l'onde émise, L la longueur de la surface éclairée et σ_{pq} le coefficient de rétrodiffusion de la surface illuminée en polarisation q et observée en polarisation p . Dans la suite, la longueur de la surface éclairée et le coefficient de diffusion monostatique seront calculés.

1.4.3 Coefficient de diffusion monostatique

Le coefficient de diffusion de la portion éclairée de la surface est définie par la quantité théorique du pouvoir réflecteur de celle-ci. Elle correspond à la surface d'une cible fictive qui, illuminée par la même densité de puissance d'une source réelle, re-rayonne l'onde électromagnétique d'une façon isotrope en produisant un écho de même puissance que celle effectivement reçue par le récepteur. Le coefficient de diffusion est une fonction intrinsèque de la surface diffractante et dépend :

- de la fréquence de l'onde émise par le radar,
- des états de polarisation à l'émission et à la réception,
- des caractéristiques géométriques de la surface éclairée,
- des propriétés électromagnétiques de la surface éclairée.

Le coefficient de diffusion est dit monostatique si l'émetteur et le récepteur sont situés au même endroit (colocalisés) ; dans une telle configuration, on parle de la rétrodiffusion.

Le théorème de Poynting relie le coefficient de diffusion aux champs électrique et magnétique incidents ($\mathbf{E}_i, \mathbf{H}_i$) en polarisation q et diffusés vers le récepteur ($\mathbf{E}_d, \mathbf{H}_d$) en polarisation p . Dans le cas où la cible est située dans la zone de Fraunhofer (les ondes incidente et diffusée au point d'observation sont localement planes), l'équation du coefficient de diffusion est donnée par l'équation suivante en 3D :

$$\sigma_{pq} = 4\pi R^2 \frac{\|\mathbf{E}_d^q \wedge \mathbf{H}_d^{q*}\|}{\|\mathbf{E}_i^p \wedge \mathbf{H}_i^{p*}\|}. \quad (1.50)$$

L'équation précédente se réduit en 2D à

$$\sigma_{pq} = \lim_{R \rightarrow \infty} 2\pi R \frac{\|\mathbf{E}_d^q\|^2}{\|\mathbf{E}_i^p\|^2} = \lim_{R \rightarrow \infty} 2\pi R \frac{\|\mathbf{H}_d^q\|^2}{\|\mathbf{H}_i^p\|^2}. \quad (1.51)$$

1.4.4 Surface illuminée par l'antenne

Nous nous intéressons dans ce paragraphe au calcul de la surface éclairée par l'antenne cornet introduite dans le paragraphe précédent. Cette surface est appelée aussi fauchée. La connaissant, le but est de calculer dans un deuxième temps sa réponse électromagnétique en champ lointain. Les dimensions de cette surface dépendent des angles d'ouverture de l'antenne à -3 dB, dans les plans E et H , appelés aussi angles de site et de gisement ainsi que de la distance séparant l'antenne de la surface. Dans la suite, nous déterminons théoriquement les angles d'ouverture de l'antenne à -3 dB.

Sur la figure 1.10, on note 2θ l'angle d'ouverture à -3 dB et θ_1 l'angle du premier zéro [7].

- pour le plan E : $2\theta = 51\lambda/b$,
- pour le plan H : $2\theta = 51\lambda/a$,

où λ est la longueur d'onde et a et b sont respectivement les dimensions de l'antenne suivant les plans H et E .

L'angle du premier zéro permet de donner une estimation sur la forme du diagramme de rayonnement et de la directivité. Il est donné par [7] :

- pour le plan E : $\theta_1 = 57\lambda/b$,
- pour le plan H : $\theta_1 = 57\lambda/a$.

La surface éclairée par l'antenne est calculée à partir du demi angle d'ouverture de

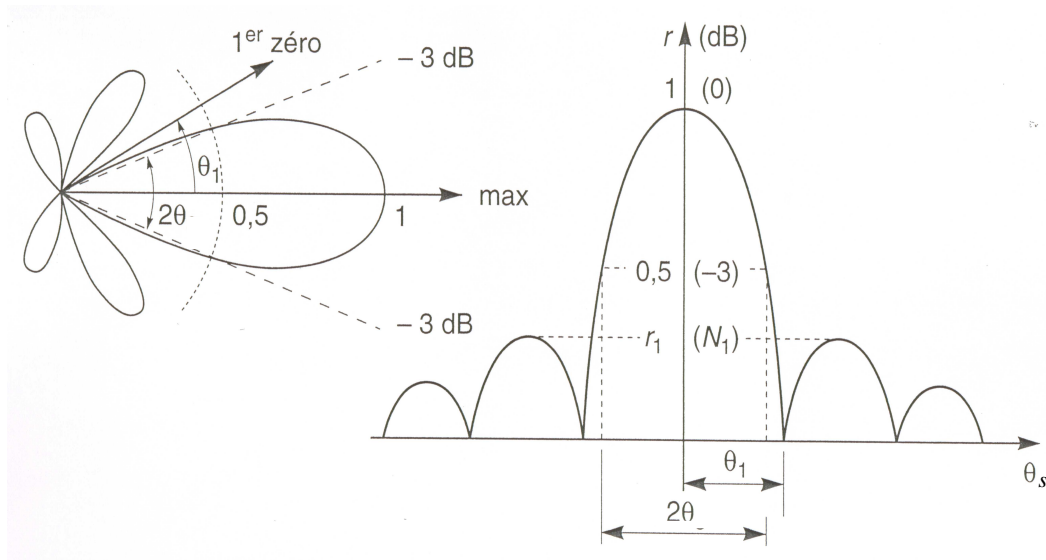


FIG. 1.10 – Diagramme de rayonnement d'une antenne.

l'antenne θ pour les deux configurations de l'antenne données par la figure 1.11. Dans le cas a (angle d'inclinaison nul), on considère que l'on se trouve dans le cas d'un triangle rectangle et on utilise le théorème de Pythagore. On admet que la tache est elliptique (a

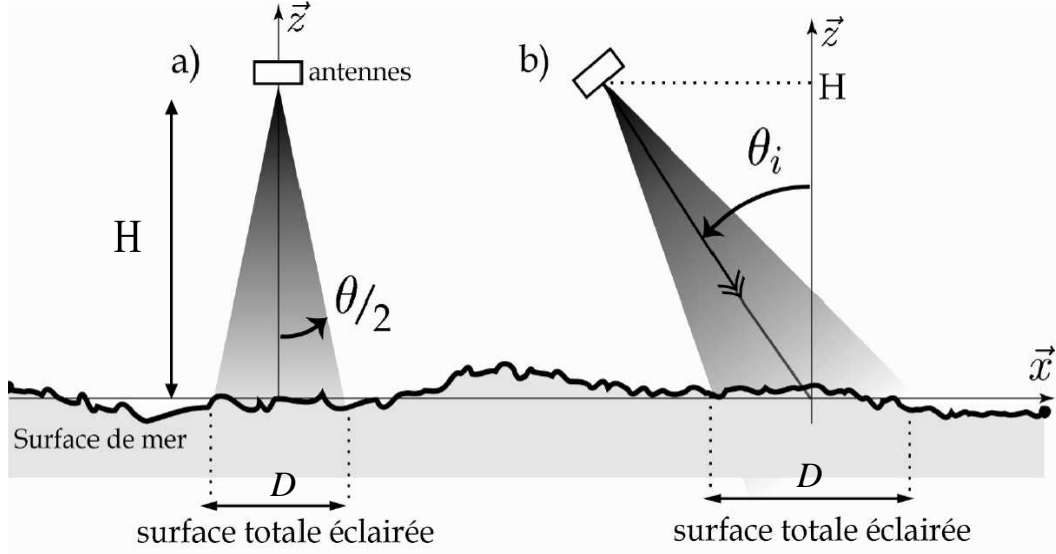


FIG. 1.11 – Surface totale éclairée.

≠ b) et l'on calcule son diamètre D suivant le grand axe à l'aide de la formule :

$$D = 2H \tan(\theta). \quad (1.52)$$

Quand l'antenne est inclinée d'un angle θ_i (cas b), la surface de mer éclairée a la forme d'une ellipse de plus grand diamètre D . L'antenne est placée à une hauteur H de la surface moyenne de l'eau. La formule donnant la longueur du grand axe qui représente dans notre cas la longueur de la surface éclairée est la suivante :

$$D = 2H[\tan(\theta_i) - \tan(\theta_i - \theta)]. \quad (1.53)$$

1.4.5 Rugosité électromagnétique d'une surface et paramètre de Rayleigh

1.4.5.a Introduction

La rugosité *géométrique* d'une surface rugueuse est liée à l'écart type des hauteurs. Plus celui-ci est grand et plus la surface est irrégulière donc plus rugueuse. D'autre part, nous allons introduire dans la suite la rugosité *électromagnétique* d'une surface rugueuse. A noter que dans la littérature, lorsque la rugosité d'une surface est évoquée, il s'agit de la rugosité électromagnétique et non de la rugosité géométrique.

La rugosité d'une surface n'est pas une propriété intrinsèque de celle-ci. Elle est aussi définie par rapport aux caractéristiques de l'onde qui vient illuminer cette surface (telle que la longueur d'onde, l'angle d'incidence). Intuitivement, une surface est dite très peu rugueuse ou encore lisse si l'ordre de grandeur des irrégularités est très petit par rapport à la longueur d'onde incidente. Elle est qualifiée de rugueuse dans le cas contraire. Toutefois, l'angle d'incidence de l'onde est aussi un paramètre déterminant. Pour mieux comprendre

comment il intervient dans cette discrimination, il convient d'introduire le paramètre de Rayleigh.

1.4.5.b Paramètre de Rayleigh

Considérons une surface monodimensionnelle définie par $x \mapsto z(x)$ illuminée par une onde plane incidente de direction $\hat{\mathbf{k}}_i = \sin \theta_i \mathbf{x} - \cos \theta_i \mathbf{z}$. Choisissons un point arbitraire de cette surface, $M(x, z)$, et calculons la différence de phase, $\Delta\phi$, entre ce point illuminé et le plan moyen de la surface (figure 1.12). Pour plus de facilité, nous nous bornerons à l'étude dans la direction spéculaire. D'après la figure 1.12, la différence de phase s'écrit

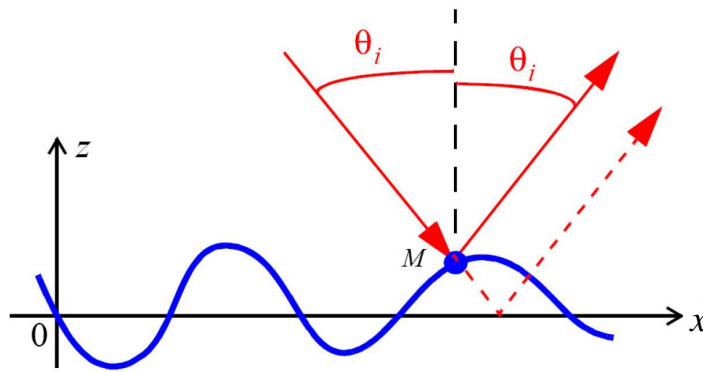


FIG. 1.12 – Déphasage entre un point arbitraire de la surface M illuminé sous une incidence θ_i et le plan moyen de la surface.

$$\Delta\phi = 2kz \cos \theta_i, \quad (1.54)$$

avec $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ le nombre d'onde incident. Si la surface est plane, alors $z = 0 \forall x$ et $\Delta\phi = 0$. Contrairement à une surface plane, la phase peut prendre des valeurs plus ou moins grandes selon le rapport $\frac{4\pi}{\lambda} \cos \theta_i$ et la hauteur z .

Notons que si la différence de phase est très faible, ($|\Delta\phi| \ll \pi$), les deux rayons diffractés interféreront constructivement. Si, au contraire, $|\Delta\phi| \simeq \pi$, les rayons seront pratiquement en opposition de phase, donc interféreront destructivement et, ainsi, très peu d'énergie sera réfléchié dans la direction de \mathbf{k}_d . L'étude ci-dessus, menée dans le cas de deux points seulement, peut être étendue à la surface entière. On définit ainsi le paramètre de Rayleigh :

$$R_a = \frac{4\pi}{\lambda} \sigma_h \cos(\theta_i) \quad (1.55)$$

où σ_h désigne l'écart-type des hauteurs de la surface. R_a est le *paramètre de Rayleigh*. si $R_a < \pi/4$, la surface sera dite *lisse* ou *peu rugueuse*, et si $R_a > \pi/4$, elle sera dite *rugueuse*. Le critère $R_a > \pi/4$ est connu sous le nom de *Critère de Rayleigh*.

D'après l'équation (1.55), le paramètre de Rayleigh dépend de l'écart-type des hauteurs de

la surface, de la longueur d'onde et de l'angle d'incidence de l'onde. Cependant d'autres paramètres de la surface (l'écart-type des pentes, la courbure... par exemple) influent implicitement aussi sur la diffusion de l'onde et ceci d'après les équations reliant ces paramètres avec l'écart-type des hauteurs de la surface.

Pour une surface contrôlée, la mesure des effets de ces paramètres est possible. Nous aborderons les effets de ces paramètres dans le troisième chapitre.

Si la surface est diélectrique on peut écrire sous certaines hypothèses que le champ diffracté $\psi_d = \psi_i \mathcal{R}(\theta_i) \exp(j\Delta\phi)$, où ψ_i est le champ incident.

$$\begin{aligned} \langle \psi_d \rangle &= \psi_{plan} \langle \exp(j\Delta\phi) \rangle \\ &= \psi_{plan} \langle \exp(2jk \cos \theta_i z) \rangle \end{aligned} \quad (1.56)$$

où ψ_{plan} correspond au champ diffracté par une surface plane. Ce champ peut être exprimé par $\psi_i \mathcal{R}(\theta_i)$, où \mathcal{R} est le coefficient de réflexion de Fresnel.

La figure 1.13 présente qualitativement l'influence du paramètre de Rayleigh sur la puissance diffusée par une surface rugueuse. Elle montre que plus la surface est rugueuse et plus la contribution de la composante spéculaire, reliée à la valeur moyenne du champ diffracté, diminue alors que la puissance diffusée dans les autres directions augmente (moment statistique d'ordre 2 centré). La composante spéculaire est alors appelée composante *cohérente* du champ diffusé, tandis que l'autre composante est appelée composante *incohérente* du champ diffusé.

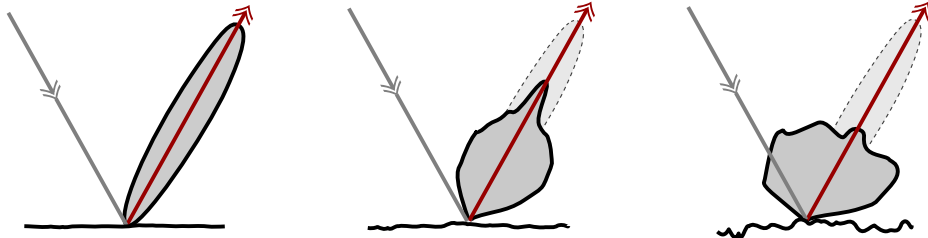


FIG. 1.13 – Comportement qualitatif de la puissance diffusée par des surfaces avec des valeurs de R_a croissantes. À gauche, surface peu rugueuse (R_a petit devant 1); à droite surface très rugueuse (R_a grand devant 1).

1.5 Houles contrôlées

1.5.1 Introduction

La diffusion des ondes électromagnétiques par une surface rugueuse, notamment la mer, est un sujet abordé depuis longtemps. Jusqu'à maintenant, la caractérisation exacte

de la surface maritime reste une tâche difficile puisqu'il s'agit d'une surface complexe où plusieurs paramètres entrent en jeu comme par exemple la vitesse du vent et sa direction. Ceci rend difficile la maîtrise des caractéristiques de cette surface. La particularité du cas de cette surface est qu'elle est décomposable en deux régimes : la capillarité et la gravité correspondant respectivement à des vaguelettes de rugosité à courte échelle et des houles de rugosité à grande échelle. Récemment, plusieurs modèles de spectres pour la surface de la mer ont été développés tenant compte de ces deux régimes ; notons par exemple le spectre d'Elfouhaily [22] qui est le plus utilisé vu sa simplicité et sa pertinence. Validé expérimentalement, ce spectre dépend d'un paramètre important qui est la vitesse du vent U_z (m/s) à une altitude z de la hauteur moyenne de la surface de la mer. Cependant, une comparaison directe entre les simulations issues des modèles de diffusion et des données expérimentales est une tâche très difficile, étant donné que les paramètres caractérisant la surface de la mer ne sont pas parfaitement connus. Pour cela, une expérimentation de mesure de champ électromagnétique diffusé par une houle contrôlée est mise en place afin de comparer les simulations avec des mesures bien déterminées. Un capteur mesurant le champ rétrodiffusé d'une houle contrôlée dans un bassin de houle est mis en place. Le dispositif est placé dans un milieu clos. Les surfaces sont générées dans un tel bassin situé à l'École Centrale de Nantes.

Dans ce paragraphe le processus de propagation des houles dans un bassin est décrit. Les surfaces contrôlées sont générées par un batteur à 48 volets placé à une des frontières du bassin. L'autre frontière, en face du batteur, est une zone absorbante permettant d'atténuer la réflexion des vagues, qui produit cependant, d'une manière résiduelle, de petites vaguelettes. Les surfaces générées peuvent être régulières ou irrégulières selon les instructions qui font fonctionner le batteur. Les houles régulières sont des houles périodiques quasi-sinusoidales caractérisées par une amplitude qui est la mi-distance crête-creux et une période spatiale qui est la distance entre deux crêtes consécutives. D'autres sont irrégulières, suivant le spectre de Bretschneider.

L'étude des ondes se propageant sur la surface, dite ondes de surface, revient à étudier le mouvement oscillatoire de l'interface entre deux fluides [23]. Dans notre cas, les fluides sont l'eau et l'air. Soulignons ici que le milieu est dispersif. Cela signifie que la vitesse varie avec la longueur d'onde de la houle. La relation de dispersion liant la pulsation $\omega = 2\pi/T$ et le nombre d'onde $k = 2\pi/L$, T étant la période de la vague et L sa longueur d'onde, est donnée par l'équation suivante :

$$\omega^2 = (gk + \gamma k^3/\rho) \tanh(kh), \quad (1.57)$$

où γ est le rapport des chaleurs massiques des milieux et h la profondeur.

Partant de l'équation de dispersion, nous remarquons deux régimes distincts :

Un régime des ondes gravitationnelles (grandes longueurs d'onde) où la pesanteur et la vitesse constituent la force de rappel de l'oscillation. On montre dans ce cas que la vitesse

$c_g = \omega/k$ décroît avec la racine carrée de la longueur d'onde (Fig.1.14). On a :

$$c_g = \sqrt{\frac{g}{k \tanh(kh)}}. \quad (1.58)$$

L'autre régime est celui des ondes capillaires (petites longueurs d'onde de moins de 1.5 cm). La formation de ces ondes est due à la tension superficielle entre les deux fluides. On montre, dans ce régime, que la vitesse $c_c = \omega/k$ décroît avec la longueur d'onde (Fig.1.14).

$$c_c = \sqrt{\frac{\gamma k}{\rho \tanh(kh)}}. \quad (1.59)$$

Nous allons porter notre intérêt sur le premier régime en raison de l'échelle des phéno-

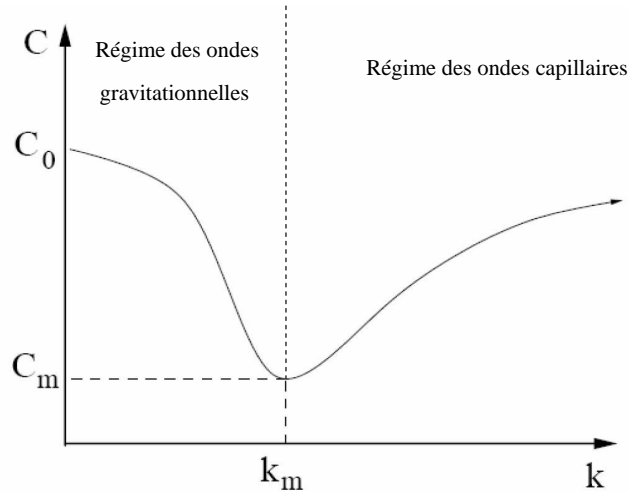


FIG. 1.14 – Vitesse en fonction du vecteur d'onde $c = \omega/k$ [23].

mènes étudiés dans notre thèse. Nous nous intéressons ensuite aux ondes gravitationnelles.

1.5.2 Houles régulières

Les surfaces régulières générées dans le bassin sont des houles périodiques quasi-sinusoïdales. Elles sont décrites par le modèle de Stokes [23] qui permet de modéliser la houle à la fois dans le domaine des eaux profondes et aussi dans le domaine des eaux intermédiaires (entre les eaux profondes et les eaux peu profondes). Pour utiliser ce modèle, il faut que la longueur d'onde de la houle soit faible devant la profondeur [23] ($L/h_b < 0.5$ avec L est la longueur d'onde de la houle et h_b la profondeur du bassin) (Fig.1.15). Ce modèle s'appuie sur la résolution de l'équation de Bernoulli issue de la mécanique des fluides décrivant la conservation d'énergie d'un fluide parfait et incompressible pour des profondeurs modérées [23].

Pour utiliser le modèle de Stokes au premier ordre, certaines hypothèses doivent être

prises en compte. La cambrure (rapport hauteur crête-creux sur longueur d'onde dite aussi période) doit être faible. C'est à dire que la hauteur crête-creux doit être faible devant la longueur d'onde de la houle et la hauteur crête-creux doit aussi être faible devant la profondeur. On obtient alors, au premier ordre, la solution proposée par Stokes pour le potentiel de vitesse ϕ et le profil de la surface Z . Elle est donnée par les équations suivantes [23] :

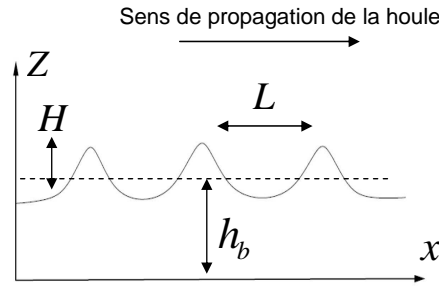


FIG. 1.15 – Propagation des houles de Stokes.

$$\phi(x, t) = \frac{gHT}{2\omega} \frac{\cosh[k(z + h_b)]}{\sinh(kh)} \sin(kx - \omega t), \quad (1.60a)$$

$$Z(x, t) = \frac{H}{2} \cos(kx - \omega t). \quad (1.60b)$$

où H est la hauteur crête-creux de la vague et h_b la profondeur du bassin.

ω est donnée à partir de l'équation de dispersion (1.57) par $\omega = k \sqrt{\frac{g}{k \tanh(kh)}}$ et $k = 2\pi/L$ avec L la longueur d'onde de la houle.

L'expression de la longueur d'onde de la houle, dite aussi période spatiale, calculée à partir de l'équation (1.57) est donnée par :

$$L = \frac{gT^2}{2\pi} \tanh\left(\frac{2\pi h}{L}\right). \quad (1.61)$$

En eau profonde, où $h/L > 1/2$, les expressions de ω et de L sont approchées respectivement par les deux équations (1.62) et (1.63)

$$\omega = \sqrt{gk}. \quad (1.62)$$

$$L \approx \frac{gT^2}{2\pi}. \quad (1.63)$$

L'équation de l'élévation de la houle régulière est donnée par

$$Z(x, t) = \frac{H}{2} \cos\left(\frac{2\pi}{L}x - \sqrt{gk}t\right). \quad (1.64)$$

Par exemple, pour une houle régulière de période temporelle $T = 1.43$ secondes, sa période spatiale est $L = 3.19$ m et celle pour $T = 2$ secondes elle est de 6.23 m.

1.5.3 Houles irrégulières

Dans le but de générer numériquement un profil ressemblant à un profil de mer, les houles irrégulières sont présentées. Ces houles suivent le spectre de Bretschneider autrement dit spectre de Pierson-Moscowitz [24] à deux paramètres qui permet de décrire ce profil d'une manière pertinente et avec le minimum de paramètres.

Le spectre de Bretschneider permet de simuler le mouvement vertical d'un point sur la surface en donnant l'histoire temporelle de son mouvement, alors les caractéristiques spatiale et directionnelle de la surface sont ignorées. D'autre part, on peut assimiler la hauteur de la surface du bassin à un instant donné à une intégration des spectres continus des composantes sinusoïdales ayant des fréquences temporelles différentes et des phases décorrélées. Le spectre de Bretschneider est basé pour une partie sur des théories des vagues et pour une autre partie sur les données sur les mouvements du batteur ; il est donné par l'expression suivante :

$$S(f) = 5 \frac{m_0}{f_p} \left(\frac{f_p}{|f|} \right)^5 \exp \left[-\frac{5}{4} \left(\frac{f_p}{f} \right)^4 \right]. \quad (1.65)$$

Avec f_p la fréquence pic et m_0 le moment d'ordre zéro du spectre.

Un paramètre important caractérisant une surface irrégulière est la hauteur significative. Elle est abrégée par H_s (Significant Wave height). C'est la moyenne des hauteurs (mesurées entre crête et creux) du tiers des plus hautes vagues. Elle se calcule à partir de l'énergie des vagues E (en joules par mètre carré) : $H_s = 4[E/\rho g]^{-1/2}$, où ρ est la masse volumique de l'eau. Cette énergie est la somme des énergies de chaque composante du spectre. La formule la plus usitée pour la hauteur significative est donnée par : $H_s = 4\sqrt{m_0}$.

Un autre paramètre caractérisant une surface irrégulière est la période Up-crossing. Elle est reliée à la fréquence pic du spectre par la relation $T_z = 0.7104T_p$, où $T_p = 1/f_p$.

Sur la figure 1.16, nous présentons les spectres de Bretschneider pour deux fréquences de pic $f_p = 0.5$ Hz et 0.7 Hz et pour une hauteur significative $H_s = 0.15$ m. A partir du spectre de Bretschneider décrivant l'histoire temporelle d'un point sur la surface du bassin, nous allons donner dans ce paragraphe une équation permettant de caractériser une surface irrégulière. Considérons une houle irrégulière caractérisée par une hauteur significative H_s et une fréquence centrale f_p . L'équation d'une telle houle est obtenue par la sommation de N composantes sinusoïdales d'amplitudes A_n et de fréquences f_n allant d'un minimum $f_{min} = f_1$ jusqu'à un maximum $f_{max} = f_N$. f_1 et f_2 constituent les bornes de la bande de fréquence sur laquelle le spectre est défini. L'équation décrivant alors le profil

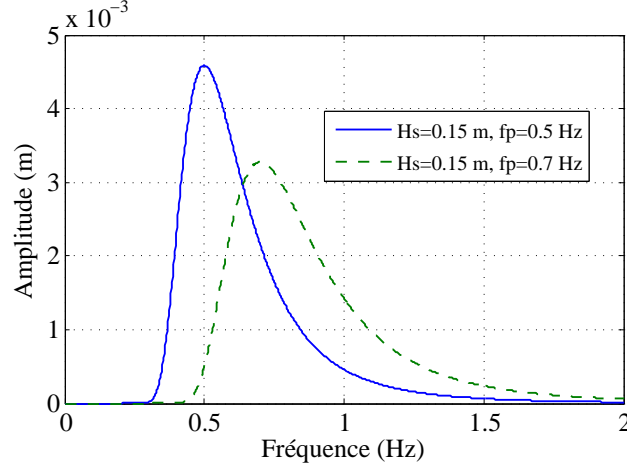


FIG. 1.16 – Spectres de Bretschneider pour deux fréquences pics : $f_p = 0.5$ Hz ou 0.7 Hz et pour une hauteur significative $H_s = 0.15$ m.

d'un point de la surface à un instant t est donnée par :

$$Z(t) = \sum_{n=1}^N A_n \sin(\phi_n - 2\pi f_n t), \quad (1.66)$$

où Z est la hauteur du point de la surface par rapport à la hauteur moyenne de la surface.

$$A_n = \sqrt{2S(f_n)\delta f}, \quad (1.67a)$$

$$f_n = f_{min} + (n - 1)\delta f, \quad (1.67b)$$

$$\delta f = (f_{max} - f_{min})/(N - 1). \quad (1.67c)$$

Les phases ϕ_n sont choisies d'une manière aléatoire entre 0 et 2π . La somme en (1.66) est une approximation d'une intégrale des spectres continus des ondes sinusoïdales.

1.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons introduit les données physiques du problème de diffraction par une houle contrôlée. Ces données se déclinent de la manière suivante :

- le premier, électromagnétique, dans lequel nous avons présenté l'onde incidente d'une antenne cornet pyramidal et les modèles de diffusion électromagnétique par une surface rugueuse. Ces modèles se répartissent entre un modèle asymptotique représenté par la méthode de l'optique physique (OP) et l'autre exact représenté par la méthode des moments (MdM). La première nécessite un temps de calcul et espace mémoire relativement petits par rapport à la deuxième ; par contre son domaine de validité est restreint.
- le deuxième hydrodynamique. Nous avons présenté deux types de houles : régulières

ayant la forme quasi-sinusoidale ou irrégulières suivant le spectre de Bretschneider. Les valeurs des élévations de ces houles seront introduites dans le simulateur ultérieurement pour étudier les réponses électromagnétiques des houles régulières et irrégulières.

Dans le chapitre suivant, nous allons concevoir la configuration de l'expérimentation mise en oeuvre. Toutes les descriptions physiques et théoriques indiquées dans ce chapitre nous seront utiles pour modéliser les différentes composantes de l'expérimentation.

Chapitre 2

Présentation et Modélisation de l'expérimentation sur le bassin de houle

2.1 Introduction sur le projet DIMBAHO

DIMBAHO (Diffusiomètre Micro-ondes sur Bassin de Houle) est un projet qui s'appuie sur les compétences de deux laboratoires : en hydrodynamique, le Laboratoire de Mécanique des Fluides (LMF) de l'Ecole Centrale de Nantes et en électromagnétisme, mon laboratoire d'accueil IREENA.

Le contexte de ce projet consiste à obtenir, à partir d'une onde électromagnétique émise, des informations liées à l'écho provenant d'une surface de mer perturbée.

Pour connaître la contribution de la mer dans les échos radar, des modèles électromagnétiques de diffusion sont développés et il est nécessaire de valider expérimentalement les résultats de ces modèles. Or, il est très difficile d'effectuer cette vérification en milieu naturel, car il est difficile de connaître avec précision la forme des vagues de la surface.

L'intérêt d'utiliser un bassin de houle est de pouvoir contrôler la forme des vagues produites et ainsi de pouvoir les reproduire. L'utilisation du bassin de houle, tel que celui du Laboratoire de Mécanique des Fluides, permet de créer artificiellement des vagues multidirectionnelles dont les caractéristiques sont commandées par programme et qui peuvent être mesurées avec une précision de l'ordre de 1%.

Le but du projet DIMBAHO est donc de mettre en oeuvre une expérimentation de diffusiomètre micro-onde au dessus du bassin de houle pour prendre des mesures du champ diffracté par une houle puis analyser ces mesures et les comparer avec des simulations dans le but de valider des modèles de diffusion électromagnétique.

L'expérimentation consiste à émettre un champ électromagnétique à partir d'une antenne, et à détecter le champ reçu par une antenne réceptrice après réflexion par la surface d'eau agitée. Les mesures sont acquises pour différentes houles, avec différentes directions d'ob-

servation.

La création d'une banque de données doit permettre, pour une configuration monostatique des capteurs (l'émetteur et le récepteur sont co-localisés) et pour différents états de mer, de confronter les signaux acquis aux résultats issus des modèles de diffusion.

Le problème de base est la mesure du champ électromagnétique de l'onde réfléchi par la surface de mer. En première approche, le résultat dépend du champ électromagnétique incident, parfaitement connu, de la direction d'incidence, de la direction d'observation et de l'état de la mer.

Quelle que soit la méthode de résolution mise en oeuvre, le paramètre d'entrée pour résoudre le problème électromagnétique est le profil de la surface générée. Sa caractérisation nécessite de fortes compétences en hydrodynamique apportées dans ce projet par le Laboratoire de Mécanique des Fluides de l'ECN. L'équipe Hydrodynamique et Génie Océanique (HGO) du LMF a en particulier développé depuis 2003 des modèles de simulation de la génération et de la propagation de la houle basés sur une approche spectrale non-linéaire. Ces modèles permettent en particulier de reproduire de façon fidèle les essais en bassin à partir des lois de commande des batteurs. L'utilisation de ces modèles parallèlement aux expérimentations en bassin permettra de fournir les données d'entrée des modèles de diffusion électromagnétique mis en oeuvre par l'IREENA.

Par conséquent ce projet repose conjointement sur deux problèmes théoriques complexes : la forme des vagues (compétences en hydrodynamique) et l'effet sur la réponse électromagnétique (compétence en électromagnétisme) de la surface.

2.2 Objectif

Nous disposons d'un ensemble de mesures qui ont été enregistrées lors de l'expérimentation sur le bassin de houle. Des mesures du champ diffracté par des houles régulières et irrégulières ont été effectuées en fonction des différentes caractéristiques de la houle (en hauteurs crête-creux et périodes) et des différents angles d'inclinaison des antennes. Notre objectif sera par la suite de reproduire l'expérimentation de manière théorique en développant des simulations pour calculer le champ électromagnétique diffracté par ces houles en fonction des différents paramètres des houles et d'antenne que nous venons de citer. Les simulations, basées sur les modèles de diffusion de l'OP et la MdM, seront aussi comparées avec les résultats expérimentaux dans le but de valider l'utilisation de ces modèles. Le simulateur à développer devra s'appuyer alors sur un modèle théorique de l'expérimentation sur le bassin de houle.

L'objectif de ce chapitre est alors de modéliser la configuration expérimentale en définissant numériquement les entrées du simulateur électromagnétique.

Dans la suite, nous allons décrire l'expérimentation sur le bassin de houle. Nous présenterons alors le dispositif hyperfréquence mesurant le champ électromagnétique sur le

bassin. Ensuite, les houles régulières et irrégulières du bassin seront décrites. Le batteur qui génère ces houles est présenté ainsi que la plage absorbante permettant d'atténuer la réflexion de ces houles et par suite la perturbation de la zone de mesure.

Dans une autre partie, nous donnerons un modèle théorique de l'expérimentation. Pour cela les deux paramètres sur lesquels est basée l'expérimentation ainsi que notre problème de diffusion électromagnétique seront présentés : l'onde incidente et la houle (régulière et irrégulière) du bassin. Ces deux paramètres vont constituer les entrées du simulateur dans le chapitre suivant.

2.3 Présentation de l'expérimentation sur le bassin de houle

2.3.1 Introduction

Le travail expérimental du projet DIMBAHO consiste à prendre des mesures du champ diffusé par une houle se propageant à la surface du bassin. Ces mesures sont faites à l'aide d'un dispositif hyperfréquence embarqué au dessus du bassin [25], [26]. Ce dispositif est composé de deux antennes d'émission et de réception colocalisées (configuration monostatique) et d'un analyseur vectoriel. Le bassin contenant de l'eau douce a une forme rectangulaire de longueur 50 m, de largeur 30 m et de profondeur 5 m.

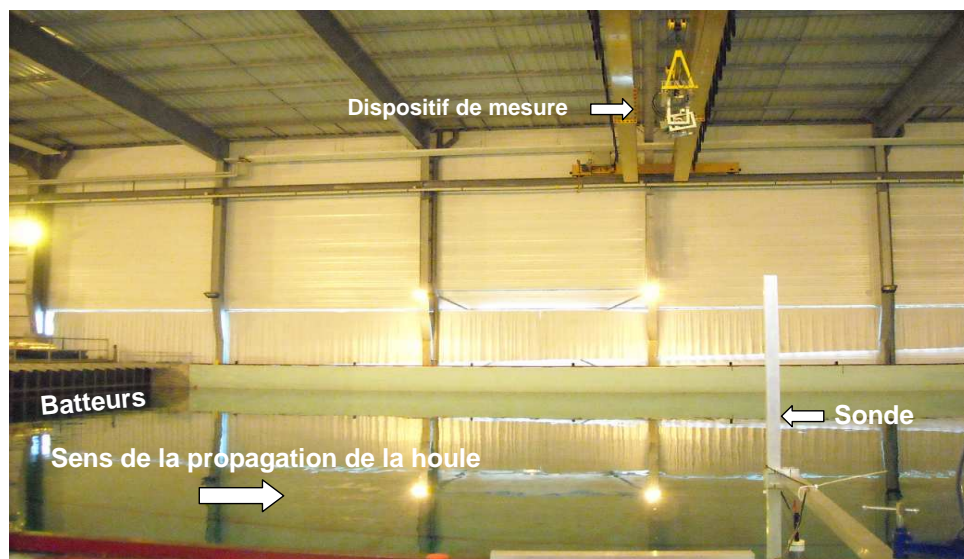


FIG. 2.1 – Dispositif expérimental hyperfréquence au-dessus du bassin de houles.

D'autre part, un batteur à 48 volets contrôlés, situé à l'un des bords du bassin permet de produire des houles de différentes caractéristiques déterminées. Deux sondes de mesure, placées à la surface du bassin et à des distances respectives 8.06 m et 17.48 m des batteurs, permettent de mesurer les élévations de la houle aux deux points de la surface où elles sont placées. La sonde S_2 est placée dans le même plan contenant le dispositif hyperfréquence

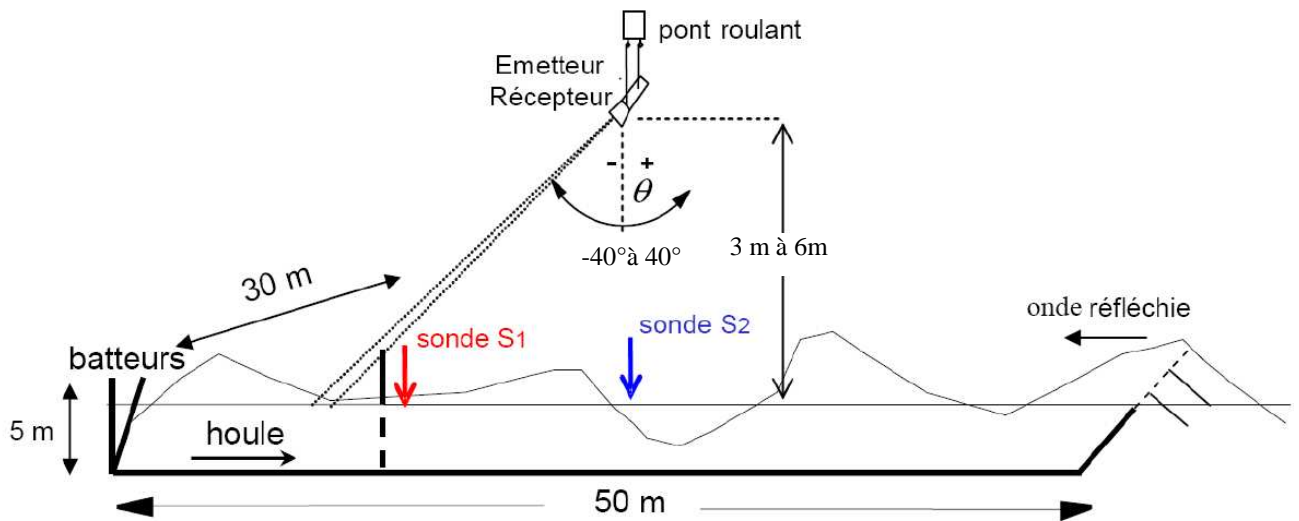


FIG. 2.2 – Dispositif expérimental hyperfréquence au-dessus du bassin de houles.

et parallèle aux batteurs. Les figures 2.1 et 2.2 présentent respectivement une photo et un schéma d'une vue générale du dispositif expérimental hyperfréquence embarqué au dessus du bassin, du batteur générant les houles et une des deux sondes de mesure. De l'autre côté du bassin, en face du batteur, des systèmes d'absorption sont placés. Ces systèmes permettent d'atténuer la houle venant déferler sur la plage absorbante afin d'éviter la réflexion sur le bord du bassin qui pourrait perturber la zone de mesure.

Nous allons, dans la suite, présenter le dispositif hyperfréquence ainsi que le bassin de houle et les mesures de houles appropriées.

2.3.2 Dispositif de mesure hyperfréquence

Le dispositif hyperfréquence est formé de deux antennes d'émission et de réception de type cornet à ouverture pyramidale et d'un analyseur vectoriel. Chacune des deux antennes est reliée à l'analyseur par un câble permettant le transfert du signal (onde hyperfréquence). Le dispositif est monté sur un bâti embarqué au dessus du bassin sur un support accroché au pont roulant (Fig. 2.3). Ces antennes, pouvant être en configuration VV ou HH , procurent une ouverture à -3 dB de 12° à la fréquence de 9 GHz dans le plan V . La hauteur de ces antennes au dessus de la surface de l'eau peut varier entre 3 m et 6 m. A cette fréquence, la surface est située dans la zone de Fraunhofer par rapport aux antennes. Un ordinateur, situé au niveau du sol, pilote à distance le pointage angulaire des antennes et l'enregistrement des résultats. Le pointage varie entre -40° et 40° par rapport à la verticale avec une précision meilleure que le degré. Les enregistrements ont été effectués à 101 fréquences électromagnétiques entre 8 et 12 GHz. Chaque rafale de ces 101 mesures fréquentielles est acquise en 50 ms, soit une fréquence d'acquisition de 20 Hz.



FIG. 2.3 – Dispositif de mesure.

La campagne de mesures du champ électromagnétique a permis d'acquérir 700 enregistrements comportant chacun de 100 à 5000 échantillons temporels (pour chacune des 101 fréquences électromagnétiques).

La figure 2.4 présente une photo d'une des deux antennes identiques utilisées dans l'expérimentation. Sur la figure 2.5, nous avons présenté la configuration et les dimensions des antennes. Nous nous intéressons aux quatre dimensions qui vont nous être utiles pour le calcul de l'onde incidente et le gain des antennes. Ces dimensions sont présentées sur la figure 1.1 et ces dimensions sont : a et b qui sont respectivement les dimensions de l'ouverture rectangulaire de l'antenne dans les plans E et H et ρ_1 et ρ_2 qui sont les distances du centre de phase au centre de l'ouverture de l'antenne dans les plans E et H . Dans notre configuration d'antenne nous avons $\rho_1 = \rho_2 = \rho$ (figure 2.5).



FIG. 2.4 – Antenne de l'expérimentation.

On constate que pour les différentes inclinaisons des antennes, lors de l'expérimentation,

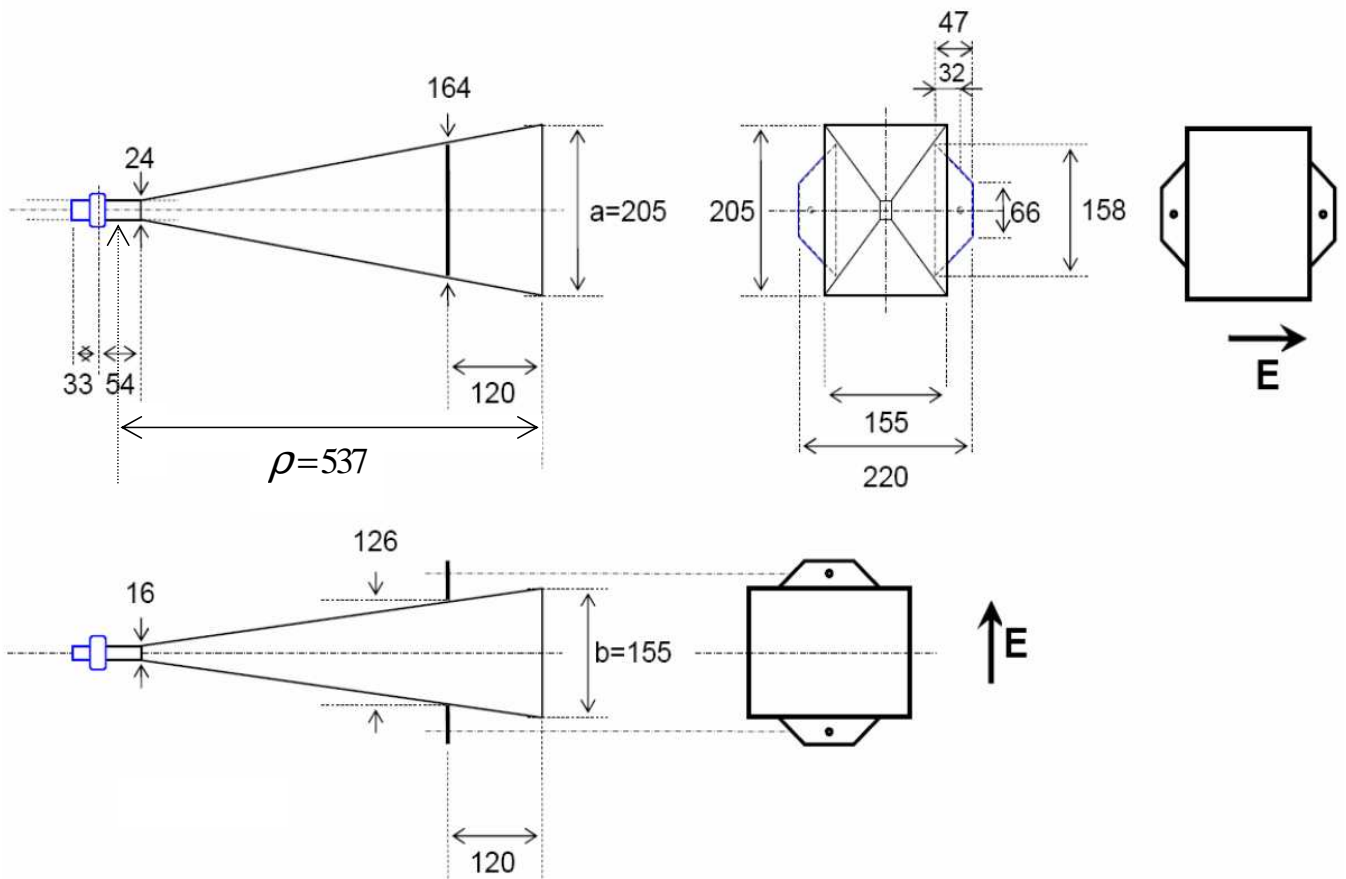


FIG. 2.5 – Antenne (les dimensions sont en mm.)

les ondes électromagnétiques ne vont pas illuminer une zone hors du bassin de houle. Il n'y aura donc pas de perturbations dues aux rebords du bassin. Le tableau récapitulatif des surfaces éclairées en fonction des angles d'inclinaison des antennes est donnée par la figure (2.6).

Également, afin de s'assurer que l'onde transmise ne rencontre pas le fond du bassin et

Angle d'inclinaison θ (°)	Hauteur des antennes (m)	Longueur de la surface éclairée (m)
0	7	1,29
10	7	1,31
20	7	1,418
30	7	1,639
40	7	2,0479

FIG. 2.6 – Tableau récapitulatif des surfaces éclairées en fonction des angles d'inclinaison des antennes.

se réfléchisse pour créer une onde perturbatrice, nous introduisons l'"épaisseur de peau".

L'épaisseur de peau δ (ou longueur de pénétration) permet de quantifier l'atténuation de l'onde lors de sa propagation dans l'eau du bassin. Elle correspond à la distance de propagation au bout de laquelle le module du champ est atténué de $\frac{1}{e}=0.37$). D'après [10] et [27], l'épaisseur de peau s'écrit :

$$\delta = \frac{\lambda_0}{\pi \sqrt{2} [\sqrt{\epsilon_r'^2 + \epsilon_r''^2} - \epsilon_r']^{1/2}}, \quad (2.1)$$

où λ_0 est la longueur d'onde dans le vide. ϵ_r' et ϵ_r'' sont respectivement les parties réelle et imaginaire de la permittivité de l'eau douce du bassin. L'eau douce du bassin, à la fréquence de 10 GHz, est caractérisée par une permittivité relative de partie réelle $\epsilon_r' = 62.5$ et de partie imaginaire $\epsilon_r'' = 29.7$. A 10 GHz l'épaisseur de peau $\delta = 0.0204$ m. Or, au delà d'une épaisseur de $3\delta = 0.0612$ m, on estime que l'onde est complètement atténuée. Donc, l'onde ne sera pas transmise jusqu'au fond du bassin qui a une profondeur de 5 m.

2.3.3 Bassin de houle

2.3.3.a Le Batteur

Un batteur, situé au bord du bassin (Fig. 2.7) et composé de 48 volets indépendants, permet de créer des houles multidirectionnelles jusqu'à 1 m de hauteur. Si les volets du batteur bougent conjointement (en bloc), la houle générée est alors à variation unidimensionnelle. Le mouvement de ce batteur est contrôlé par des commandes données sous forme d'instructions. Les caractéristiques des houles générées sont alors connues. Ces houles se répartissent entre houles régulières et irrégulières, présentées dans le chapitre précédent.



FIG. 2.7 – Photo du batteur dans le bassin de houle.

2.3.3.b Zone absorbante

La houle propagée sur la surface du bassin rencontre le mur à l'opposé du batteur. Ce mur joue le rôle d'un miroir réfléchissant entraînant une réflexion de la houle et causant ainsi une perturbation de la zone de mesure. Pour éviter la réflexion ou plutôt la minimiser, des systèmes d'absorption sont placés à l'opposé des générateurs de houle. Ces systèmes permettent d'atténuer cette réflexion gênante. Ces systèmes peuvent être divers : plaques perforées, plans inclinés, panneaux absorbants disposés en V verticaux etc. Les performances réelles de cette plage ont été bien étudiées ; d'une part pour tenir compte de la réflexion lors de l'analyse de résultats de mesure, et d'autre part, pour reproduire l'absorption par cette plage dans les modèles numériques [28]. La photo 2.8 montre la zone absorbante et la figure 2.9 montre sa géométrie.



FIG. 2.8 – Photo de la zone absorbante.

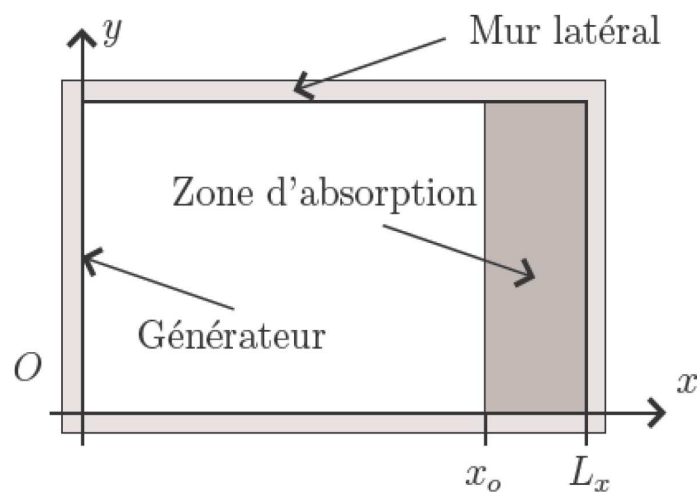


FIG. 2.9 – Vue aérienne du bassin (zone absorbante).

2.3.3.c Dispositif de mesure de l'élévation de surface

Au niveau de la surface du bassin, deux sondes de marque SEREPS (Fig. 2.10) sont placées à des distances de 8.04 m et 17.48 m de la ligne du batteur. Ces sondes permettent de prendre des mesures de la hauteur d'eau en fonction du temps au point de leur emplacement avec une résolution temporelle de 0.1 seconde. Les deux sondes sont distantes de 9.42 m et sont situées dans le même plan vertical parallèle à la direction de propagation des houles. Une des deux sondes désignée par S_2 se trouve dans le plan contenant les dispositifs hyperfréquences et perpendiculaire à la direction de propagation des houles.

Chaque sonde de mesure est formée par une tige creuse de longueur l , de section S et

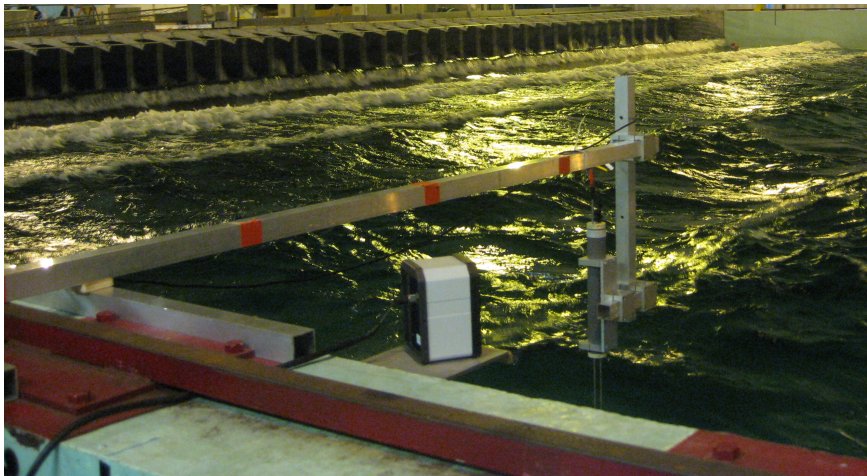


FIG. 2.10 – Sonde de mesure.

de diamètres extérieur D et intérieur d . Cette tige est encastree à ses deux extrémités. La sonde enregistre les mesures à l'endroit où elle est placée. Par suite, seule l'histoire temporelle de la houle est enregistrée.

Lors des essais des sondes, on observe très nettement dans certains cas de mesures, la mise en vibration des sondes au passage des crêtes. Les effets de ces vibrations sont visibles sur le dessin gauche de la figure 2.11. Ces vibrations apparaissent dans les fichiers de mesure comme une oscillation de haute fréquence localisée sur les crêtes. Ces oscillations ont une gamme de fréquences bien distincte de celle de la houle et pourront à priori être éliminées par filtrage. C'est ce que confirme une analyse fréquentielle du signal (la fréquence d'acquisition de 100 Hz a permis d'enregistrer correctement cette oscillation parasite située autour de 17 Hz) [28]. Alors, on peut observer à droite sur la figure 2.11, autour de 17 Hz, un motif en fréquence dû à la modulation liée au passage des crêtes. Le calcul de la fréquence de vibration de la tige fourni par Luc Verdure [28] donne

$$f_1 = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{4.73}{l} \right)^2 \sqrt{\frac{EI}{\rho S}}, \quad (2.2)$$

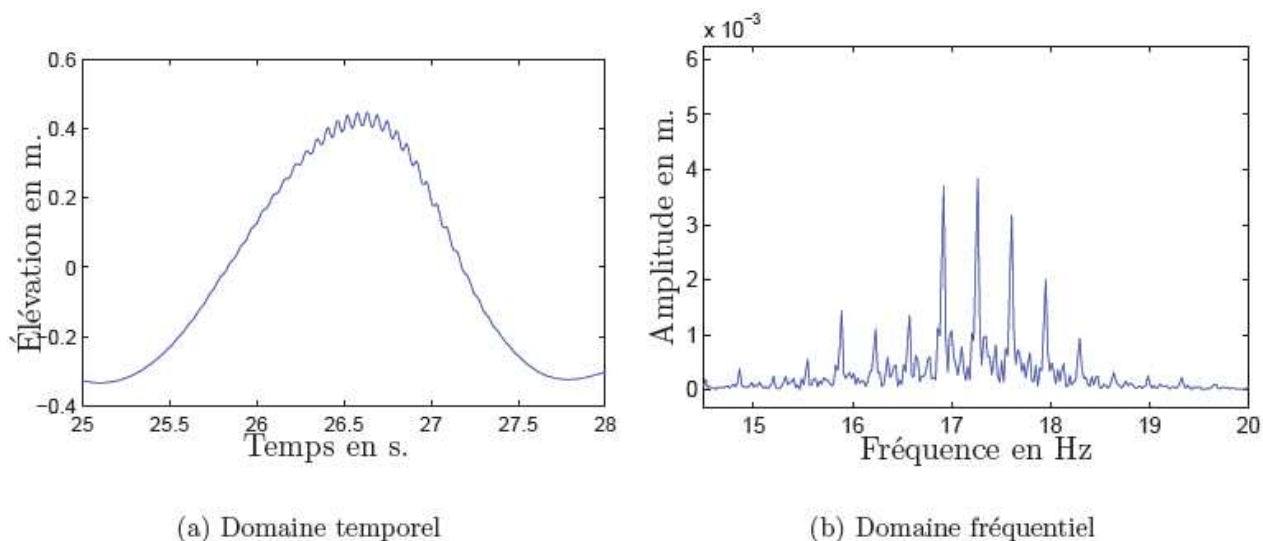


FIG. 2.11 – Enregistrement d’une sonde à houle : (a) : en domaine temporel et (b) : en domaine fréquentiel.

avec l la longueur de la tige, S sa section, ρ la densité du métal, E le module d’Young et I le moment d’inertie.

Avec une tige creuse de diamètre extérieur D et intérieur d les expressions suivantes pour S et I : $S = \pi \frac{D^2 - d^2}{4}$ et $I = \pi \frac{(D^2 - d^2)(D^2 + d^2)}{64}$.

D’après l’équation (2.2), la valeur de la fréquence d’oscillation dépend seulement des caractéristiques géométriques de la sonde. L’application numérique pour $\rho = 7800 \text{ kg.m}^{-3}$, $E = 2.1 \times 10^5 \text{ N/m}$, $D = 4 \text{ mm}$, $d = 2 \text{ mm}$, $S = 9.4 \text{ mm}^2$ et $I = 11.8 \text{ mm}^4$ nous donne une fréquence f_1 de 19 Hz, alors que la fréquence f_1 mesurée est de 17 Hz. La différence observée peut provenir du fait que les sondes sont immergées à mi-hauteur dans l’eau ce qui modifie leur inertie et également un couplage mécanique pourrait intervenir entre les deux tiges ayant les deux diamètres D et d . Ces oscillations ne sont pas gênantes pour l’analyse du signal car leur fréquence est bien supérieure à celle de la houle [28]. On peut vouloir les éliminer pour examiner visuellement les signaux de houle : dans ce cas, le traitement appliqué aux signaux est un filtrage numérique de fréquence de coupure $f_c = 14 \text{ Hz}$. Un tel filtrage consiste à annuler tous les coefficients de Fourier au dessus de f_c sans toucher aux fréquences inférieures. Ni l’amplitude ni la phase de ces fréquences ne sont modifiées par ce filtrage. Cependant, lors des mesures de houles, les vibrations apparaissent différemment suivant les caractéristiques des vagues.

Sur la figure 2.12, nous avons présenté des mesures bruitées de la sonde et celles filtrées à 14 Hz. La figure 2.13 représente la répartition fréquentielle de ces résultats.

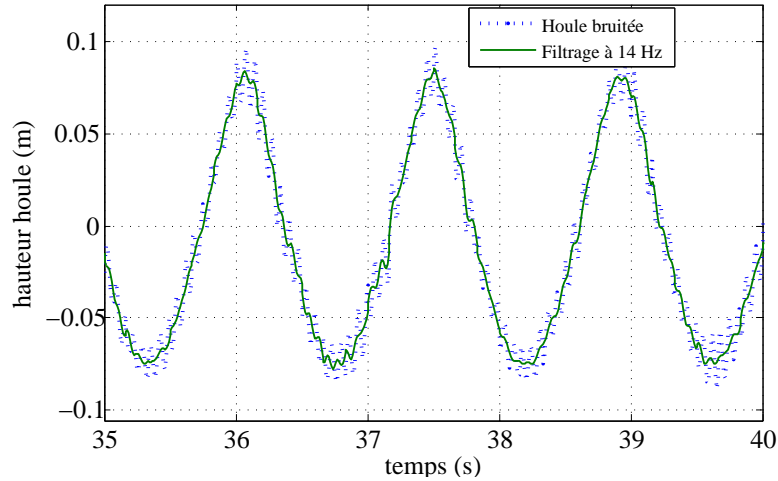


FIG. 2.12 – Houles mesurées avant et après filtrage à 14 Hz.

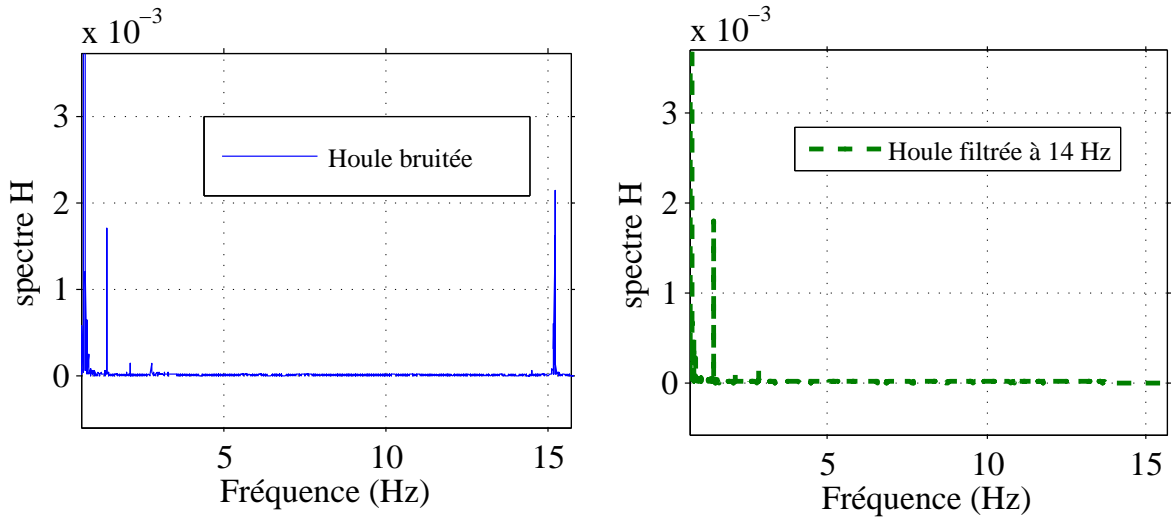


FIG. 2.13 – Présentation fréquentielle d'une houle mesurée avant et après filtrage à 14 Hz.

2.3.3.d Houles mesurées par les sondes

Des mesures pour des houles régulières et irrégulières ont été prises par les sondes durant l'expérimentation sur le bassin de houle. Les houles régulières (houles de Stokes) mesurées sont caractérisées par des distances crête-croix variant entre 5 et 25 cm et des fréquences de 0.5 ou 0.7 Hz correspondant respectivement à des longueurs d'onde de 6.24 m ou de 3.19 m données par l'équation (1.63). Les houles irrégulières (aléatoires) mesurées, suivant le spectre de Bretschneider, sont caractérisées par des hauteurs significatives variant entre 5 et 15 cm et des fréquences pic du spectre de 0.5 ou 0.7 Hz.

Les figures 2.14 et 2.15 représentent respectivement deux types de houles régulière et irrégulière, se propageant dans le bassin et mesurées par la sonde de mesure S_2 . Les résultats

de mesures ont subi un filtrage afin d'éliminer les hautes fréquences dues à la vibration de la sonde.

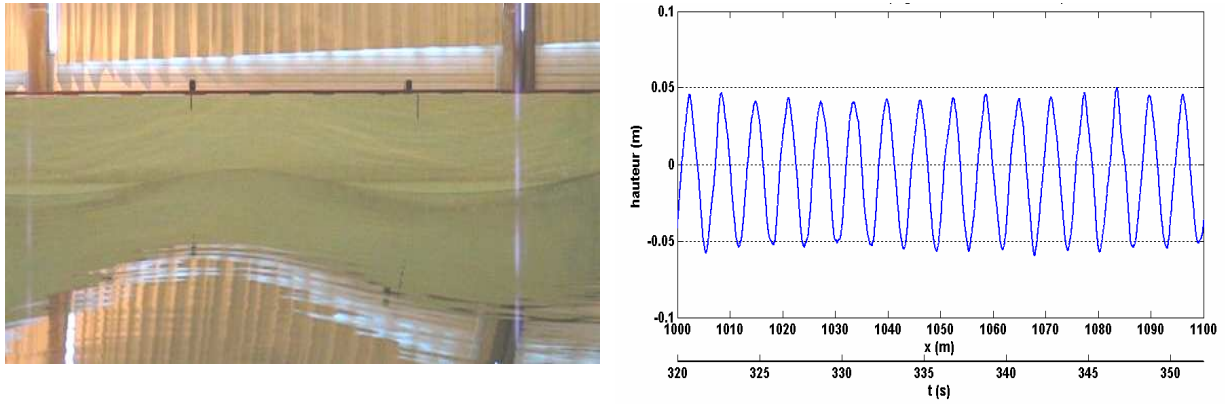


FIG. 2.14 – Houle régulière : hauteur traitée.

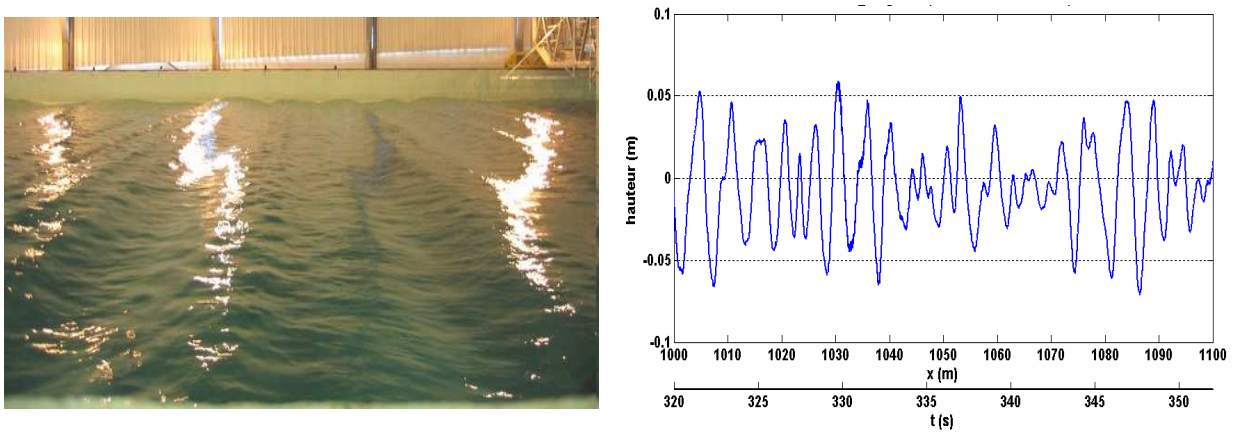


FIG. 2.15 – Houle irrégulière : hauteur traitée.

2.3.4 Mesures réalisées

Nous terminons cette partie par la présentation d'exemples de mesures prises par le dispositif hyperfréquence à la fréquence de 10 GHz pour une houle régulière et pour une surface de mer calme. Le but est de mettre en évidence quelques phénomènes physiques. Sur la figure 2.16, nous présentons les mesures prises par le dispositif hyperfréquence pour une houle régulière dans un intervalle de temps de 30 secondes. Le graphe, en haut de la figure représente les élévations de la houle régulière mesurée par la sonde S_2 située à la verticale du dispositif hyperfréquence à différents instants. Celui en bas de la figure représente le module du champ mesuré par le dispositif hyperfréquence, à une inclinaison de 0° par rapport à la verticale, dans le même intervalle de temps. Nous observons qu'aux

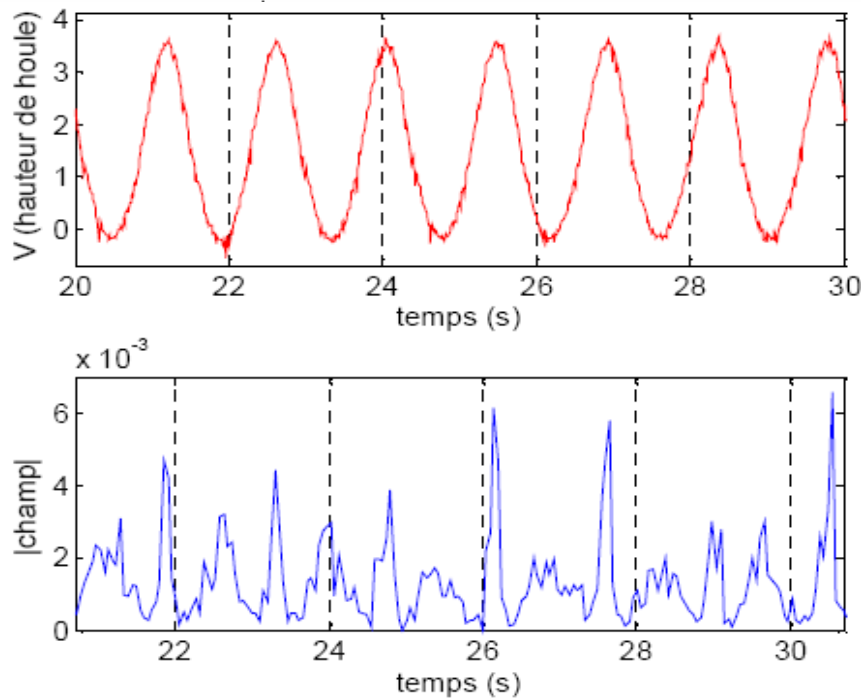


FIG. 2.16 – Mesures prises par le dispositif hyperfréquence : cas d’une houle régulière

instants proches de 22 et 26 secondes, où la surface présente un creux, le module du champ mesuré présente des maxima. D’autre part, à l’instant 28 secondes par exemple, la surface présente une pente maximale par rapport à l’inclinaison verticale des antennes. Alors, le module du champ mesuré présente un minima. En effet, dans ce cas, une faible partie de la puissance est rétrodiffusée.

D’autre part, sur la figure 2.17, nous présentons les mesures du champ diffracté par une surface d’eau calme que nous comparons avec les mesures du champ en chambre anéchoïque. La réponse angulaire pour une eau calme est obtenue à l’aide de la moyenne temporelle de la réponse pour chaque enregistrement (à une inclinaison donnée des antennes). On obtient les tracés de la figure pour le champ mesuré respectivement pour la polarisation VV (a) ou HH (b).

Cette réponse angulaire sur eau calme est comparée au diagramme de rayonnement des antennes mesuré en chambre anéchoïque à la même fréquence électromagnétique (10 GHz), pour chaque polarisation. La concordance pour la copolarisation VV est excellente contrairement au cas HH où pour un champ reçu mesuré faible et diminuant avec l’angle, un champ constant est observé sur le bassin. Ceci s’explique par un couplage direct entre les antennes qui devient prépondérant pour les angles au delà de $\pm 20^\circ$. Ce couplage est dû au fait que le champ électromagnétique n’est pas nul, voire important, entre les ouvertures de l’émetteur et le récepteur (polarisation HH, fig. 2.17 à droite). Pour minimiser ce couplage il est nécessaire de placer un isolant entre les deux antennes. Cependant ce

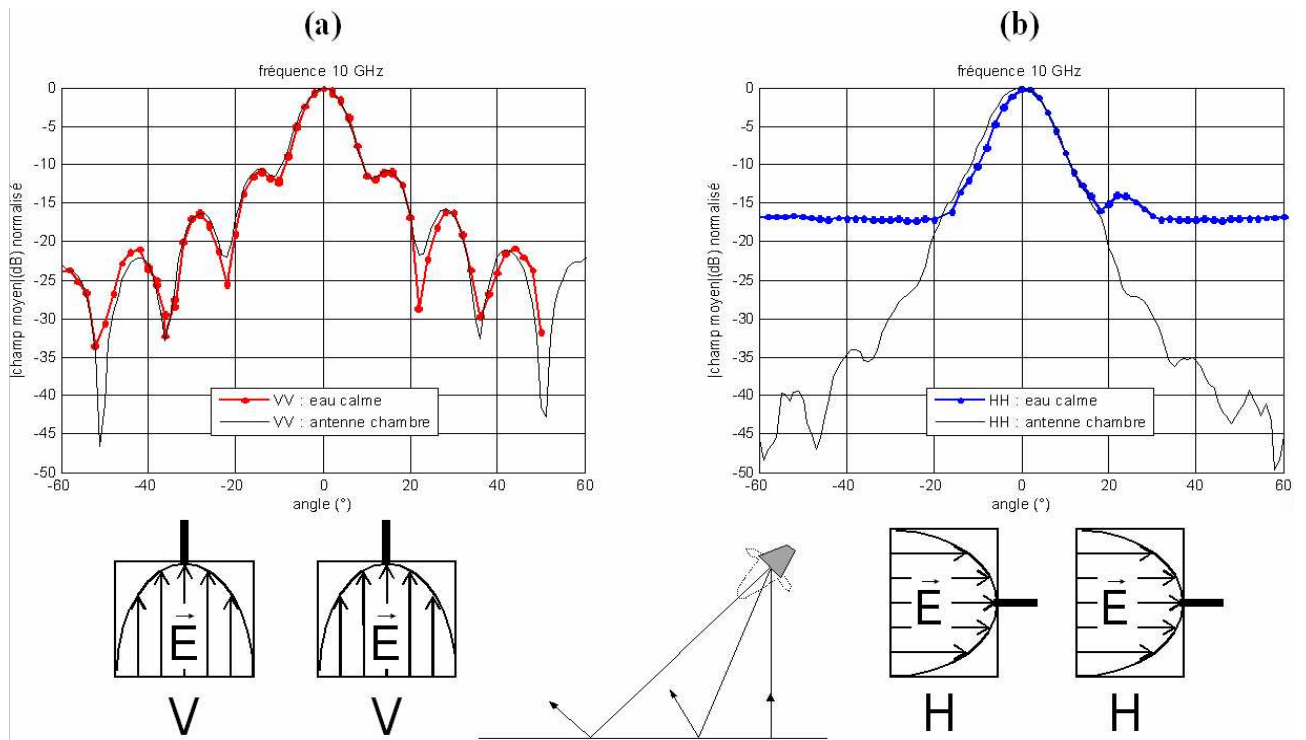


FIG. 2.17 – Réponse angulaire sur eau calme, polarisation VV (a) ou HH (b) (fréquence = 10 GHz). Comparaison avec le diagramme de rayonnement mesuré en chambre anéchoïque.

couplage n'existe pas entre les antennes placée en polarisation VV (fig. 2.17 à gauche) puisque et comme le montre le tracé des lignes de champ dans les deux ouvertures, ce champ s'annule aux bords de chacune de ces deux ouvertures. La polarisation VV sera traitée dans la suite.

2.4 Modélisation de l'expérimentation

2.4.1 Introduction

La résolution numérique d'un problème de diffraction par une surface rugueuse est généralement basée sur la connaissance de l'onde incidente et les caractéristiques de la surface rugueuse. Dans notre cas, l'onde incidente est celle émise par le cornet émetteur et la surface rugueuse est celle du bassin. Dans cette section, nous allons caractériser numériquement ces deux paramètres dans le but de développer le simulateur, dont les simulations numériques seront présentées dans le chapitre suivant. Nous considérons des houles invariantes dans la direction du batteur (direction perpendiculaire à leur propagation) selon la longueur du bassin, le problème est donc étudié en 2D : dans le plan vertical donné par la direction de propagation de la houle. Les deux antennes sont orientées par rapport à ce plan vertical qui est donc le plan d'incidence du dispositif électromagnétique.

Nous reconsidérons alors le schéma de la figure 2.18 représentant la vue en 2D de l'expérimentation dans le plan d'incidence du dispositif électromagnétique.

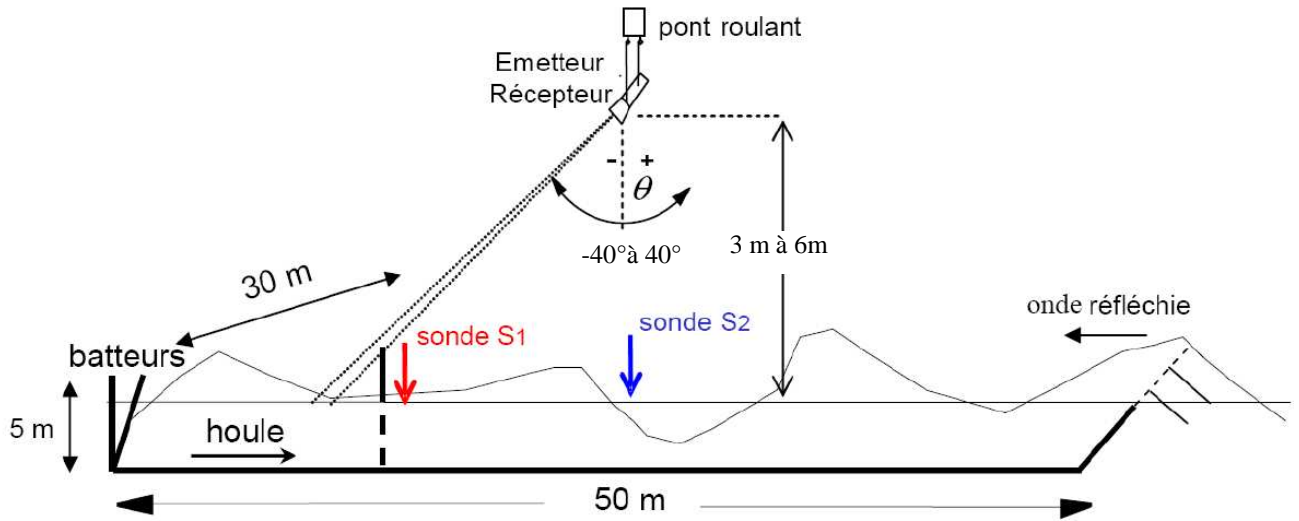


FIG. 2.18 – Dispositif expérimental hyperfréquence au-dessus du bassin de houles.

Les différents dimensions et outils de l'expérimentation sont présentés sur cette figure en 2D : le dispositif hyperfréquence, le batteur, sondes de mesures, zone absorbante, et houles du bassin.

Dans la suite, nous caractérisons du point de vue électromagnétique le problème 2 D et ensuite, l'onde incidente sera calculée et comparée avec des mesures expérimentales et la surface du bassin sera elle aussi caractérisée numériquement.

2.4.2 Réduction à un problème 2D

2.4.2.a Polarisation de l'onde

La résolution d'un problème de diffusion électromagnétique consiste à déterminer, à partir de la donnée d'un champ incident ($\mathbf{E}_{inc}, \mathbf{H}_{inc}$) venant illuminer une surface, le champ ($\mathbf{E}_s, \mathbf{H}_s$) diffusé par celle-ci (où l'indice s dénote le champ diffusé, *scattered* en anglais). C'est donc un problème *vectoriel*.

Pour caractériser la diffusion électromagnétique par des surfaces quelconques bidimensionnelles, il suffit de résoudre le problème pour deux polarisations linéaires de l'onde incidente. \mathcal{P} désigne le plan moyen ($z = 0$) de la surface. Les deux polarisations sont :

- celle où le champ incident \mathbf{E}_{inc} est parallèle au plan \mathcal{P} (cas Transverse Electrique, appelé aussi polarisation s ou polarisation horizontale),
- celle où c'est le champ incident \mathbf{H}_{inc} est parallèle à \mathcal{P} (cas Transverse Magnétique, appelé aussi polarisation p ou encore polarisation verticale).

Les notations pour les polarisations sont représentées sur la figure 2.19.

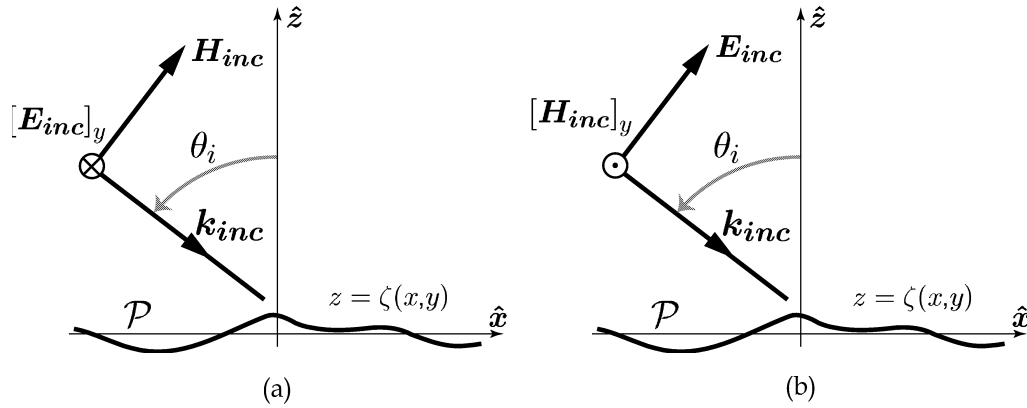


FIG. 2.19 – Polarisation de l'onde incidente. (a) Cas TE ; (b) Cas TM.

2.4.2.b Surface à variation 1D

Dans cette thèse, l'étude est limitée à des surfaces invariantes selon la direction de la ligne du batteur que nous désignons par $\hat{\mathbf{y}}$. Cette limitation va bien avec le cas d'une houle régulière se propageant à la surface du bassin puisqu'elle présente une invariance selon cette direction. Le choix de limiter le problème à 2D présente l'intérêt de conduire à un problème plus simple que celui traité dans le cas 3D.

Considérons sur la figure 2.20, un champ incident se propageant parallèlement au plan $\Pi(\hat{\mathbf{x}}, \hat{\mathbf{z}})$ et atteignant une surface bidimensionnelle de plan moyen \mathcal{P} défini précédemment.

Définissons le plan d'incidence au point M de la surface comme étant le plan formé par la normale locale $\hat{\mathbf{n}}$ à la surface et la direction \mathbf{k}_{inc} de l'onde incidente.

Si la surface est quelconque, la normale locale est aussi orientée de façon quelconque et les plans d'incidence locaux ne sont pas obligatoirement parallèles entre eux. Par contre, si la surface est invariante selon la direction $\hat{\mathbf{y}}$, les normales locales sont toutes perpendiculaires à cette direction $\hat{\mathbf{y}}$. Les normales locales et le vecteur d'onde incident sont donc parallèles au plan Π , ce qui implique que tous les plans d'incidence locaux sont parallèles entre eux. Finalement, dans ce cas, le champ diffusé se propage selon la direction \mathbf{k}_s , qui est contenu dans le plan d'incidence parallèle au plan $\Pi(\hat{\mathbf{x}}, \hat{\mathbf{z}})$. Donc on peut prendre pour inconnue du problème la composante ψ selon $\hat{\mathbf{y}}$ du champ électromagnétique : ψ est la composante transverse au plan d'incidence. Précisément, pour une polarisation TE, l'inconnue est la composante selon $\hat{\mathbf{y}}$ du champ électrique, alors que pour la polarisation TM, l'inconnue est la composante selon $\hat{\mathbf{y}}$ du champ magnétique. On parle ainsi de problème *scalaire*. En

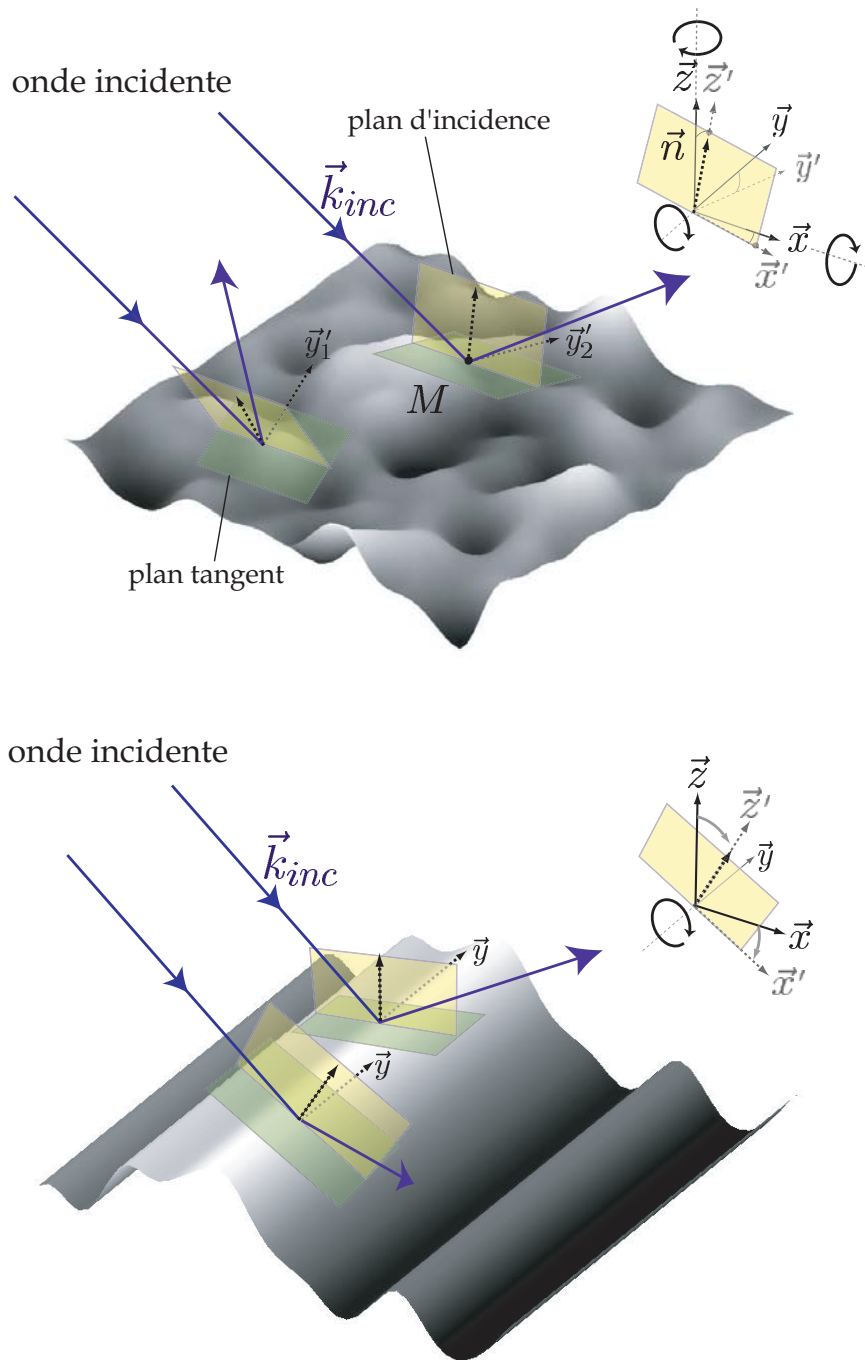


FIG. 2.20 – En haut, surface quelconque; les plans d'incidence ne sont pas obligatoirement parallèles entre eux. En bas, surface invariante selon une direction (ici \hat{y}); les plans d'incidence sont tous parallèles entre eux et perpendiculaires à la direction \hat{y} [9].

prenant

$$\mathbf{k} = \begin{pmatrix} k_x \\ 0 \\ k_z \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \mathbf{r} = \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix}, \quad (2.3)$$

nous avons dans le cas Transverse Électrique

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \hat{\mathbf{y}}\psi(x, z) = \begin{pmatrix} 0 \\ \psi(x, z) \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (2.4)$$

$$\text{d'où } \mathbf{H}(\mathbf{r}) = \frac{1}{\mu\omega} \mathbf{k} \wedge \mathbf{E}(\mathbf{r}) = \begin{pmatrix} -\frac{1}{\mu\omega} k_z \psi(x, z) \\ 0 \\ \frac{1}{\mu\omega} k_x \psi(x, z) \end{pmatrix}. \quad (2.5)$$

Et dans le cas Transverse Magnétique

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}) = \hat{\mathbf{y}}\psi(x, z) = \begin{pmatrix} 0 \\ \psi(x, z) \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (2.6)$$

$$\text{d'où } \mathbf{E}(\mathbf{r}) = \frac{1}{\varepsilon\omega} \mathbf{H}(\mathbf{r}) \wedge \mathbf{k} = \begin{pmatrix} \frac{k_z}{\varepsilon\omega} \psi(x, z) \\ 0 \\ -\frac{k_x}{\varepsilon\omega} \psi(x, z) \end{pmatrix}. \quad (2.7)$$

D'autre part, une surface rugueuse quelconque est définie par sa hauteur en tout point (x, y) par $z = \zeta(x, y)$. Dans le cas d'une surface à variation unidimensionnelle z est invariante selon y , alors $z = \zeta(x)$, $\forall y$. En conséquence nous pouvons simplifier le problème tridimensionnel en un problème bidimensionnel. Les points de ce plan (Fig. 2.21) sont désignés indifféremment par le couple (x, z) ou le vecteur $\mathbf{r} = x \hat{\mathbf{x}} + z \hat{\mathbf{z}}$. L'angle θ_i est l'angle d'incidence, orienté dans le sens anti-horaire ; il représente l'écart angulaire entre l'onde incidente et la normale au plan moyen de la surface. Par convention, et sans affecter la généralité de l'étude, nous considérerons toujours que l'onde incidente arrive par la gauche de la surface ; l'angle d'incidence sera donc compris entre $\theta_i = 0^\circ$ et $\theta_i = 90^\circ$. On parlera alors respectivement d'incidence normale et d'incidence rasante. L'angle, variable, d'observation du champ diffusé (*scattered*) est noté θ_s et le vecteur d'onde correspondant \mathbf{k}_s ; il est orienté dans le sens horaire.

2.4.3 Onde incidente

Le champ incident émis par les antennes de l'expérimentation est décrit par l'équation (1.3) en fonction de la fréquence et des différentes dimensions de l'antenne. Sur la figure

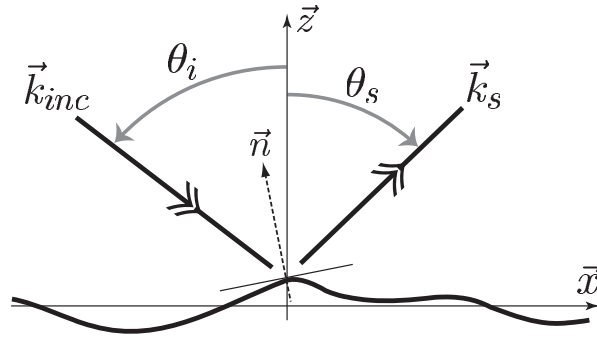


FIG. 2.21 – Problème 2D (angles, vecteurs d'onde et normale locale à la surface).

2.22, nous comparons le gain de l'antenne calculé au gain mesuré en chambre anéchoïque à 2 fréquences 9 et 10 GHz. Le gain est calculé d'après l'équation (1.18) pour les dimensions de l'antenne : ρ , a et b données sur la figure 2.5 en fonction des différents angles d'observation entre -90° et 90° . Un bon accord est observé dans l'intervalle $[-60^\circ ; 60^\circ]$ pour les

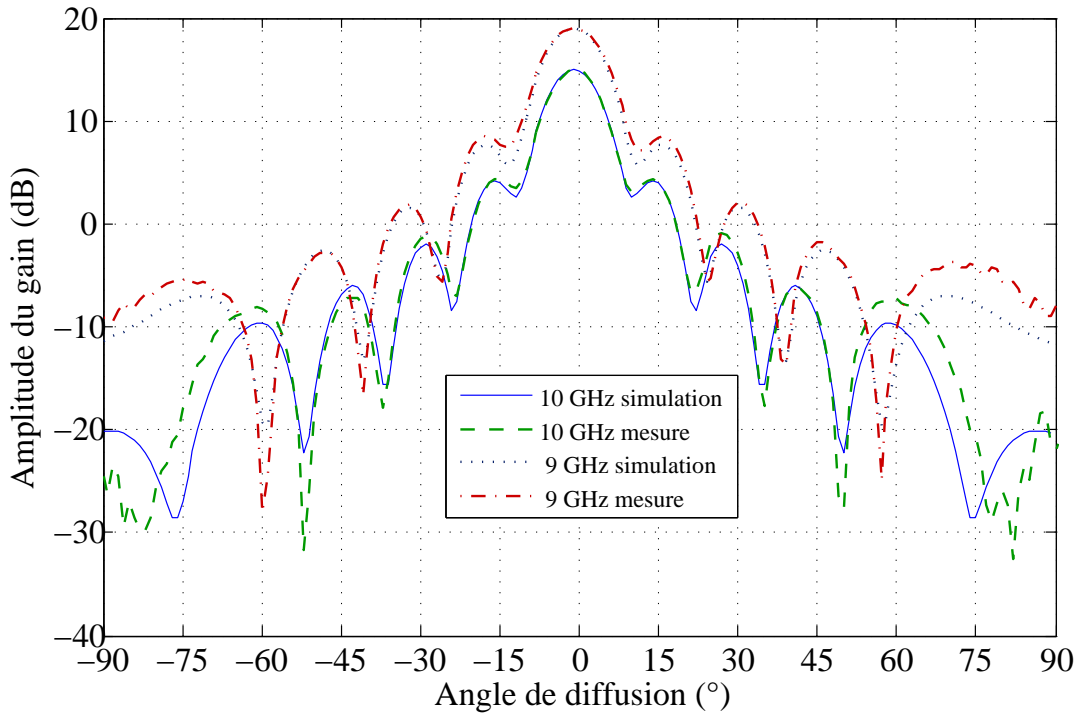


FIG. 2.22 – Gain des antennes.

deux fréquences. Dans la suite, le gain théorique donné par l'équation (1.18) sera utilisé pour le calcul du champ électromagnétique diffusé.

2.4.4 Houles générées par le batteur

Les caractéristiques du bassin de houle expérimental ont été recensées et modélisées au sein de deux codes numériques : SWEET et HOS développés par le LMF [28]. Au niveau numérique, un travail important a été mené pour les mouvements complexes du batteur incluant tous les déplacements possibles dans le bassin réel. L'approche envisagée consiste à utiliser directement les fichiers de sortie provenant du batteur physique comme base de calcul des mouvements du batteur numérique (dans ce cas, on peut simuler très simplement une expérience déjà réalisée). A partir de ces simulations, les hauteurs des différentes houles régulières et irrégulières ont été calculées.

2.4.4.a Le batteur

Dans ce paragraphe nous présentons succinctement la modélisation hydrodynamique qui ne rentre pas dans le cadre de cette thèse. Cette modélisation se base sur le mouvement du batteur qui génère la houle propageant sur la surface du bassin. Ce batteur est modélisé par la mise en mouvement d'une paroi qui génère un écoulement. Il est décrit par une surface continue définie par une fonction $x = X(y, z, t)$ supposée occuper toute la largeur du bassin de $y = 0$ à $y = L_y$ et il est représenté sur la figure 2.23. $X = 0$ est la position

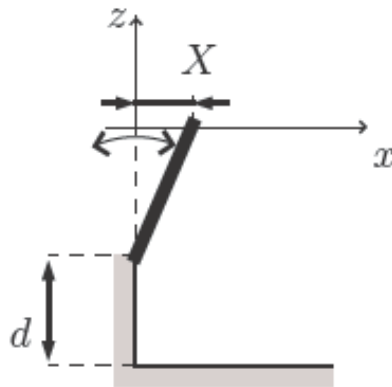


FIG. 2.23 – Schéma de la forme verticale du batteur.

moyenne du batteur. Dans la suite, nous allons présenter des équations hydrodynamiques du mouvement du batteur sans rentrer dans des détails. Pour une explication plus précise, on propose se référer à la thèse de F. Bonnefoy [28]. On peut noter alors que la géométrie verticale du bassin est la même sur toute la largeur du batteur ce qui revient à poser $X(y, z, t) = g_v(z) * \tilde{X}(y, t)$ avec $g_v(z = 0) = 1$: la fonction g_v définit simplement la forme verticale du batteur et $*$ est le produit de convolution. La vitesse $U = (U_x, u_v)$ du batteur

peut être déterminée à l'aide de l'équation ci dessous :

$$\mathbf{U} = \begin{bmatrix} \frac{\partial X}{\partial t} + U_v \nabla_v X \\ U_y \\ U_z \end{bmatrix} \quad (2.8)$$

$u_v=(U_y, U_z)$ est la vitesse verticale et ∇_v est le gradient vertical correspondant. ϕ est le potentiel vitesse. Un vecteur normal dirigé vers l'extérieur a pour composante $(-1, \frac{\partial X}{\partial y}, \frac{\partial X}{\partial z})$.

d'où $\mathbf{U} \cdot \mathbf{n} = -\frac{\partial X}{\partial t}$. De plus, on a $\mathbf{V} \cdot \mathbf{n} = -\frac{\partial \phi}{\partial x} + \nabla_v X \nabla_v \phi$ d'où finalement

$$\frac{\partial X}{\partial t} = \frac{\partial \phi}{\partial x} - \nabla_v X \nabla_v \phi \text{ en } x = X(y, z, t). \quad (2.9)$$

Cette équation est la condition aux limites sur le batteur utilisée dans les modèles numériques de génération de houles. Elle tient compte du mouvement réel du batteur. Des simulations du mouvement du batteur à l'aide des codes SWEET (Spectral Wave Evolution in the ECN Tank) et HOS (Hight Order Spectral) [28] ont permis de tracer l'élévation en fonction du temps et de la position (abscisse) sur la surface du bassin.

Une rampe en temps du type linéaire et de durée fixe de 3 secondes est appliquée au démarrage et à l'arrêt de la génération numérique comme lors de l'expérimentation. Son rôle est de diminuer les contraintes mécaniques importantes imposées par un démarrage brutal pour le batteur physique (grandes accélérations); au niveau numérique diminuer les discontinuités des termes de forçage pour faciliter la résolution de l'avance en temps et diminuer l'excitation transitoire des modes longs qui ne sont pas atténués par la plage absorbante.

La figure 2.24 illustre la forme d'ondulation qui apparaît sur la surface du bassin due à un déplacement X de la paroi (batteur) (Fig. 2.23). D'autre part, les lois de commande du batteur dans le bassin de houle de l'ECN, ont été programmées de manière à définir simplement des états de mers complexes. Une théorie complètement non linéaire de la génération n'existant pas encore, le contrôle du générateur de houle est souvent basé sur des modèles simples linéarisés au second ordre. La prise en compte d'effets d'ordre supérieur se fait parfois indirectement en corrigeant itérativement le mouvement à partir de l'analyse des mesures.

Le batteur est piloté en positions et ces positions sont calculées à partir d'un fichier de description de la houle à générer. Ce fichier est construit à partir d'un logiciel spécifique développé par le concepteur du batteur, Edinburgh Design Limited (EDL). Dans ce logiciel appelé WAVE, les houles sont spécifiées sous forme de composantes fréquentielles décrites chacune par leur fréquence, amplitude, angle de propagation et phase. Le logiciel comprend aussi tout un jeu de spectres prédéfinis (Pierson-Moskowitz, JONSWAP, Bretschneider...). De plus amples détails sont fournis dans le manuel du logiciel *Ocean*

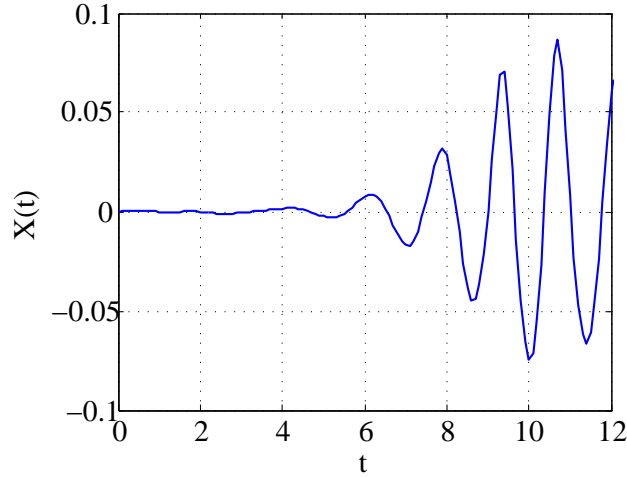


FIG. 2.24 – Ondulation apparaissant sur la surface lors du déplacement de la paroi du batteur d’une distance X .

[28]. La commande du batteur numérique se fait par l’intermédiaire d’un fichier de composantes fréquentielles (issues du logiciel *Ocean* ou construites par l’utilisateur), soit par un mouvement sinusoïdal simple pour la houle régulière.

2.4.4.b Houles simulées à partir du mouvement du batteur

Les simulations numériques des champs de vagues sont décrites à partir des simulations du mouvement du batteur générant ces vagues à l’aide des codes SWEET et HOS. Ces simulations donnent l’élévation de la surface en fonction du temps en chaque point de la surface du bassin. $z(t, x, y) = z(t, x)$ puisque nous considérons des surfaces invariantes selon la direction \hat{y} .

Ces simulations hydrodynamiques sont fournies par l’équipe HCO du LMF de l’Ecole Centrale de Nantes sous forme de matrices représentant chacune l’élévation de la surface $Z(t, x)$. Les lignes de la matrice représentent l’élévation $z(t_i, x)$ de la surface le long du bassin à un instant t_i . Les colonnes représentent l’histoire temporelle de l’élévation de la surface $z(t, x_j)$ en un point x_j de la surface.

$$Z(t, x) = \begin{matrix} & x_0 & x_1 & \dots & x_N \\ \begin{pmatrix} z(t_0, x_0) & z(t_0, x_1) & \dots & z(t_0, x_N) \\ z(t_1, x_0) & z(t_1, x_1) & \dots & z(t_1, x_N) \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ z(t_P, x_0) & \cdot & \cdot & z(t_P, x_N) \end{pmatrix} & \begin{matrix} t_0 \\ t_1 \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ t_P \end{matrix} \end{matrix} \quad (2.10)$$

Les données sont stockées par pas de temps sur 1025 points de maillage sur toute la lon-

gueur de la surface du bassin qui est de 50 m. Ce qui donne un pas spatial égal à 0.0488 m. D'autre part, le pas temporel utilisé dans les simulations est choisi égal à celui des sondes qui est de 0.1 seconde. Les calculs de la hauteur de la surface sont faits pour une durée de 70.1 secondes. Le nombre d'échantillons temporels est alors égal à 701. La dimension de la matrice est alors 1025×701 .

D'autre part, les élévations calculées aux différents instants t_i le long du bassin, représentent des houles identiques mais avec un certain déphasage. Par exemple, les houles d'élévations respectives $z(t_i, x)$ et $z(t_{i+1}, x)$ données par la matrice Z sont identiques mais déphasées de $2\pi v_{houle}(t_{i+1} - t_i)/L$, où L est la période spatiale de la houle et v_{houle} est sa vitesse de propagation que nous pouvons déterminer à partir de l'enregistrement des deux sondes distantes de 9.42 m l'une de l'autre.

Sur les deux figures 2.25 et 2.26, nous avons tracé des exemples de houles régulières de hauteur crête-creux H égale à 15 cm et de longueur d'onde (période spatiale) L égale à 3.19 m ($T = 1.43$ s). La première figure représente l'élévation de la surface en fonction de l'abscisse (position sur le bassin) $z(t_i, x)$ aux instants t_i indiqués sur la figure. Sur cette figure, nous observons l'évolution de la houle à différents instants t_i . La deuxième figure représente l'élévation de la surface $z(t, x_j)$ aux trois points x_j de la surface. Notons que les positions des x_j égales à 8.06 m et 17.48 m indiquées sur cette deuxième surface correspondent aux emplacements des sondes de mesure dans le bassin expérimental. Il est clair sur la figure 2.26 que les signaux à ces deux positions sont sensiblement les mêmes puisque les deux sont espacées de 3 fois à peu près la longueur d'onde. En effet les deux sondes sont espacées de 9.42 m, ce qui est à peu près égal à $3L$ (9.57 m).

Dans la suite, nous comparons deux exemples de surfaces mesurées et simulées. Nous prenons le cas d'une houle régulière qui est le plus simple et qui permet une meilleure visualisation. Sur la figure 2.27, nous avons représenté une houle simulée et une autre mesurée. La houle mesurée est donnée par la sonde S_2 . Celle simulée est donnée au point d'abscisse $x = 17.48$ m correspondant à la distance séparant la sonde S_2 du batteur. Le dispositif de mesure hyperfréquence est lui même situé à cette distance, d'où l'intérêt de traiter les mesures de la sonde S_2 . Il est bien clair que le tracé des résultats de mesures par la sonde est plus chahuté que celui des simulations des mouvements du batteur. Nous attribuons cette différence aux effets des vaguelettes additionnelles qui se présentent sur la surface du bassin lors de l'expérimentation et qui ne sont pas prises en compte dans les simulations des surfaces. Deux causes créent ces vaguelettes : la première se présente par les intervalles existant entre les volets du batteur. La deuxième est la réflexion de la houle par la plage absorbante non idéale. Ajoutant que les hypothèses sur le modèle hydrodynamique utilisé peuvent aussi expliquer cette différence entre les simulations et l'expérience [28].

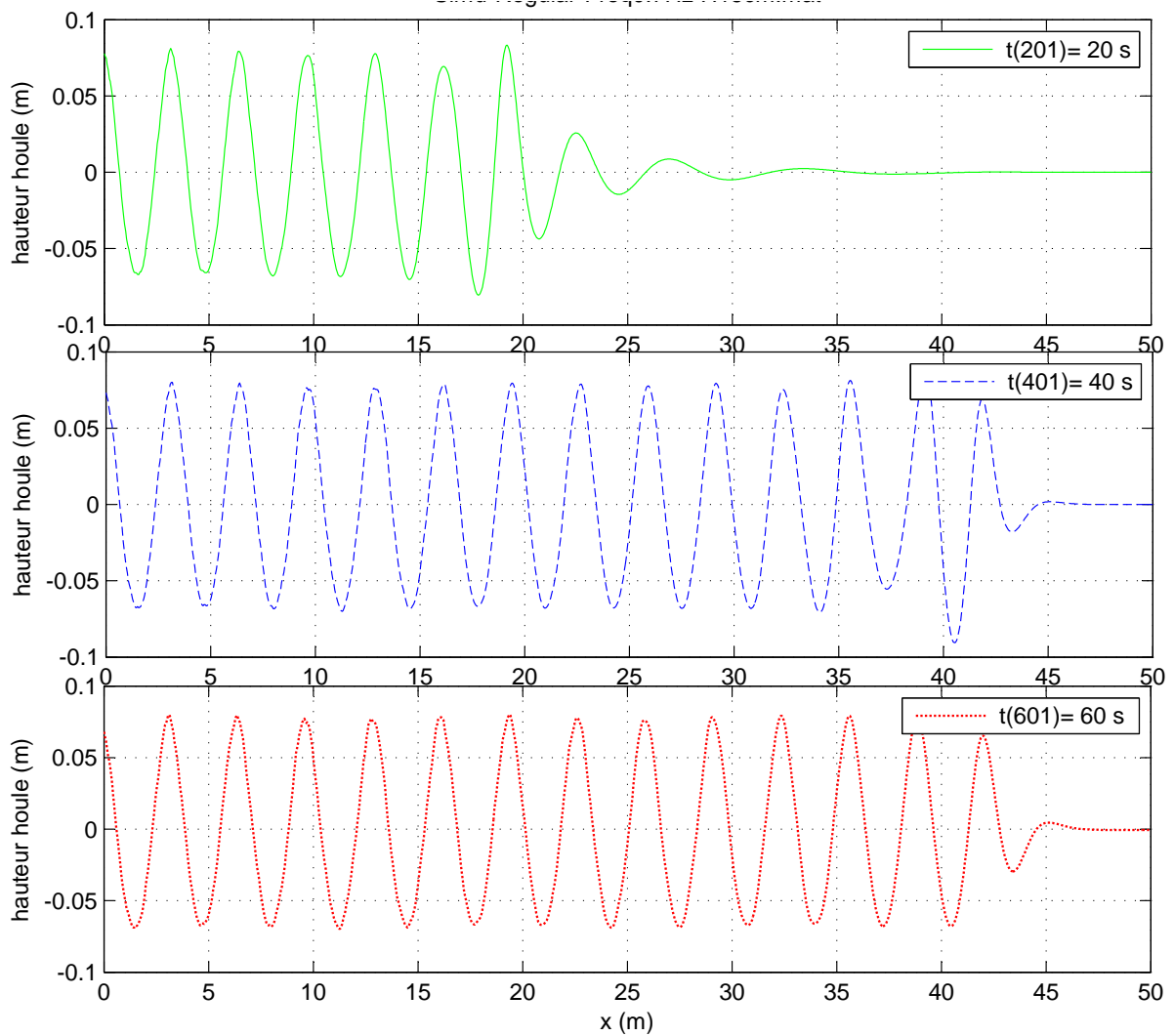


FIG. 2.25 – Simulation hauteur d’une houle régulière à différents instants.

2.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons décrit l’expérimentation sur le bassin de houle qui constitue la partie expérimentale du projet DIMBAHO sur lequel s’appuie le travail de la thèse. Ainsi, les différents outils entrant en jeu dans ce projet sont précisés : les antennes de l’expérimentation sont dimensionnées, leur gain est calculé et validé expérimentalement. Le batteur générant les houles est présenté ainsi que l’équation gérant son mouvement. Les élévations de surface sont données soit par simulation du mouvement du batteur, soit par mesure par des sondes. L’avantage des données simulées est qu’elles donnent l’élévation de la surface en fonction du temps et de la position le long du bassin alors les données mesurées ne donnent que l’évolution temporelle des houles uniquement en deux points bien particuliers (avec les deux sondes) de la surface. Cependant les résultats de simulation sont légèrement différents de ceux mesurés à cause de la présence des vaguelettes

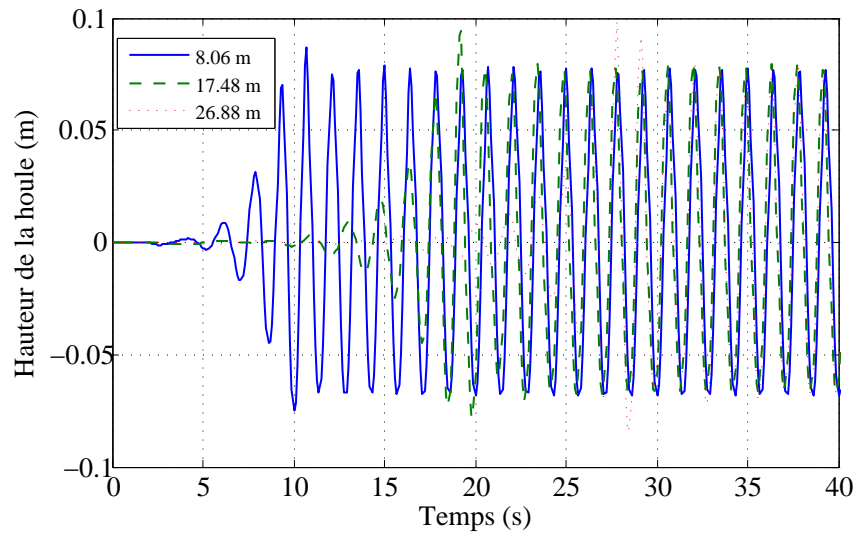


FIG. 2.26 – Houles.

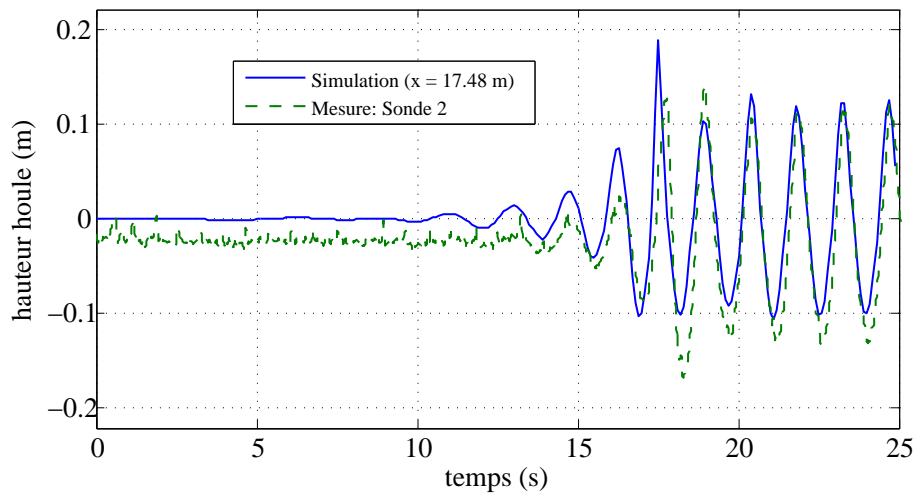


FIG. 2.27 – Houles.

qui se propagent sur la surface du bassin. Les résultats de simulation seront ceux utilisés comme paramètres d'entrée de notre simulateur électromagnétique que nous développons dans le chapitre suivant. Les réponses électromagnétiques de ces surfaces seront dans la suite étudiées et comparées à celles de la surface mesurée.

Chapitre 3

Simulateur électromagnétique et validation expérimentale

3.1 Introduction

En nous basant sur la modélisation de l'expérimentation décrite dans le chapitre précédent, nous allons présenter dans ce chapitre les résultats du simulateur électromagnétique que nous avons développé. Les résultats du simulateur seront ensuite comparés avec les données issues de l'expérimentation sur le bassin de houle.

L'objectif de ce simulateur est de fournir la réponse électromagnétique d'une houle contrôlée dans le cas d'une configuration monostatique des antennes. La réponse électromagnétique représente dans la suite le champ cohérent diffracté par la houle du bassin. Le simulateur couplera à la fois les modèles électromagnétiques de diffusion et les modèles hydrodynamiques de la surface, ainsi que les caractéristiques des antennes et leur positionnement.

Dans une première partie, nous présentons le simulateur électromagnétique en définissant les différents paramètres entrant en jeu. Ce simulateur va utiliser l'onde incidente issue de l'antenne, les méthodes de résolution des équations intégrales représentées par l'approximation de l'optique physique (OP) et la méthode des moments (Mdm) et enfin les élévations des surfaces simulées à partir du mouvement du batteur.

D'autre part et afin de confronter les simulations aux données expérimentales, il est nécessaire de caler le système de mesure avec celui conçu dans notre simulateur. Le calage se fait en comparant les réponses électromagnétiques calculée et mesurée d'une surface de mer calme. Cette comparaison va nous permettre d'évaluer l'écart de niveau entre les résultats simulés et mesurés. Cette différence est introduite comme une constante multiplicative (en linéaire), appelée coefficient de calage, dans notre simulateur électromagnétique. Elle per-

met de prendre en compte en particulier la liaison entre les antennes d'émission et de réception et l'analyseur vectoriel.

Dans une deuxième partie, le simulateur sera testé en utilisant des résultats de mesures issus de l'expérimentation sur le bassin de houle. La comparaison des résultats de simulation avec les mesures va nous permettre de mettre en évidence certains phénomènes physiques apparus durant l'expérimentation et qui ne sont pas pris en compte dans les simulations. Ceci va nous amener à étudier un cas dans lequel ces phénomènes seront pris en compte dans le simulateur et permettre d'améliorer la correspondance entre simulations et mesures.

A partir des comparaisons entre les simulations et les mesures, une conclusion sera déduite sur la validité du simulateur à la fin de ce chapitre.

3.2 Présentation du simulateur

Dans cette section, nous donnons une description du simulateur électromagnétique que nous avons développé. Il s'agit aussi de définir les paramètres qui entrent en jeu et qui constituent les entrées de ce simulateur. Des résultats de simulation seront présentés à la fin de cette section.

Nous rappelons que le problème 2D est traité de la manière suivante : une onde incidente, provenant d'un émetteur de type cornet à ouverture pyramidale, vient illuminer des houles contrôlées de types régulières ou irrégulières se propageant à la surface du bassin. Les caractéristiques des houles sont connues. L'objectif est de calculer le champ électromagnétique reçu par un récepteur identique à l'émetteur et situé au même endroit que ce dernier, la configuration des antennes est alors monostatique. Le simulateur va utiliser les caractéristiques des antennes, l'élévation de la houle du bassin et les modèles de diffusion par une surface comme paramètres d'entrée afin de calculer la réponse électromagnétique.

Différents cas seront étudiés selon les types de houles générées : mer calme, houles régulières et houles irrégulières. Pour chacun de ces cas, le champ électromagnétique reçu par le diffusiomètre sera calculé en fonction de l'angle d'observation, de l'amplitude et de la période de la houle. Il s'agit du champ cohérent rétrodiffusé. Les résultats de calcul seront ensuite confrontés aux données issues de l'expérimentation sur le bassin de houle.

3.2.1 Description du simulateur et échantillonnage hyperfréquence

Considérons la figure 3.1 représentant la configuration de l'expérimentation en 2D. Comme nous l'avons introduit dans le chapitre précédent, les antennes cornet, en confi-

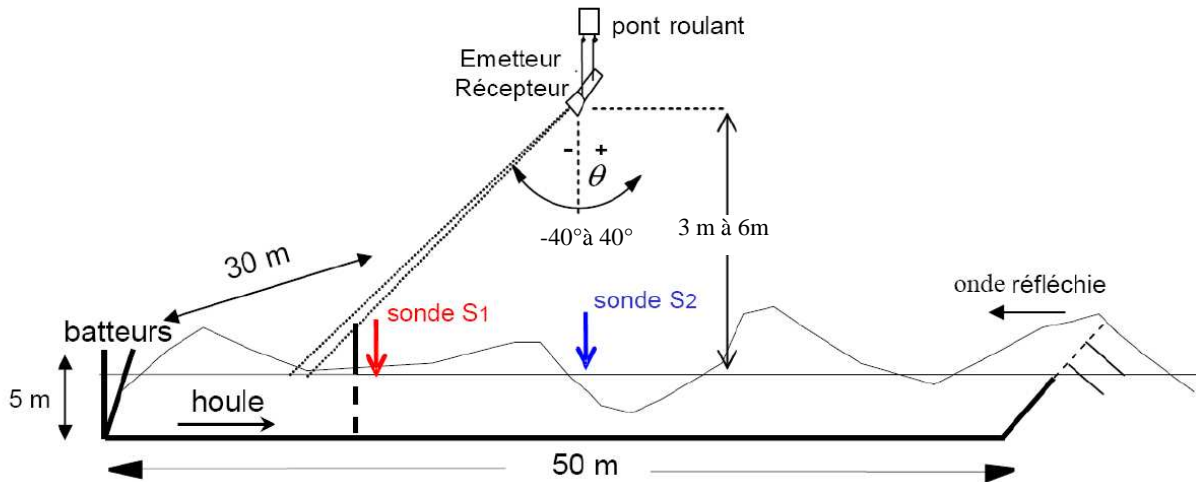


FIG. 3.1 – Problème 2D : Surface à variation unidimensionnelle.

guration monostatique, sont situées à une hauteur variant entre 3 m et 6 m. L'antenne émettrice illumine la houle avec différents angles d'incidence θ_i allant de -40° à 40° . La polarisation de l'onde incidente est Verticale (TM). Les deux antennes ont une ouverture à -3 dB de 12° (à 9 GHz, plan vertical).

Le bassin en 2D est assimilé à une tranche verticale dans l'axe longitudinal du bassin. La tranche rectangulaire mesure alors $50 \text{ m} \times 5 \text{ m}$. Dans ce cas nous considérons un seul batteur générant une houle unidimensionnelle dans le bassin 2D. S_1 et S_2 représentent les points d'emplacement des sondes de mesures dans le bassin 2D. Elles sont à des distances de 8.04 m et 17.48 m du batteur.

Comme nous l'avons introduit dans le chapitre précédent, les élévations des houles régulières et irrégulières sont données par la matrice $Z(t, x)$. Les lignes de la matrice représentent chacune l'élévation de la houle à un instant t_i donné le long du bassin de 50 m avec un pas spatial de 4.9 cm. Les colonnes de la matrice représentent chacune l'élévation de la houle en un point x_j du bassin sur un intervalle de temps de 70.1 secondes et avec un pas temporel de 0.1 seconde.

Or, la résolution temporelle du diffusiomètre de l'expérimentation est de 0.055 seconde. De plus, la méthode de moments utilisée par le simulateur électromagnétique pour calculer la réponse électromagnétique de la houle nécessite un pas de discrétisation de l'ordre de 0.1λ ; λ étant la longueur d'onde dans le milieu diélectrique et elle est liée au type de la surface. Pour cela, nous avons adapté notre description à ces contraintes en interpolant la matrice Z par la fonction Spline avec ces deux résolutions spatiale et temporelle. La dimension de la matrice Z pour tout l'intervalle de temps $[0; 70.1]$ secondes et toute la

surface du bassin $[0 ; 50]$ m sera alors de 1256×16667 .

Il était difficile de changer les paramètres hydrodynamiques pour se caler aux exigences électromagnétiques. Les simulations hydrodynamiques nécessitent un temps de calcul énorme pour un pas de discrétisation de surface faible (de l'ordre de 0.2 cm). Ce qui nous a amené à adapter les paramètres électromagnétiques pour se caler avec les exigences hydrodynamiques par une interpolation des données des élévations de la surface. D'autre part, la distance de Fraunhofer est calculée à partir des dimensions de l'antenne. Pour la plus grande ouverture des antennes $D = a = 0.205$ m, la valeur de de la distance de Fraunhofer $2D^2/\lambda$ est égale à 2.8017 m. Cette distance est effectivement inférieure à la hauteur minimale qui sépare les antennes de la surface du bassin et qui est de 3 m. Alors, la surface du bassin est située dans la zone lointaine des antennes. Les équations des champs en zone lointaine du premier chapitre seront utilisées pour calculer le champ incident et le gain des antennes.

3.2.2 Onde incidente et surface limitée

Dans le but de visualiser la propagation de l'onde émise par l'antenne de l'expérimentation, nous présentons, sur la figure 3.2, l'onde incidente pour $\theta = 0^\circ$ en terme de champ, donnée par l'équation (1.3) dans le chapitre 1 et calculée aux distances : 3, 4 et 6 m de l'antenne. L'antenne est à 6 m de la surface du bassin.

Une diminution du module du champ incident maximum en fonction de la distance est

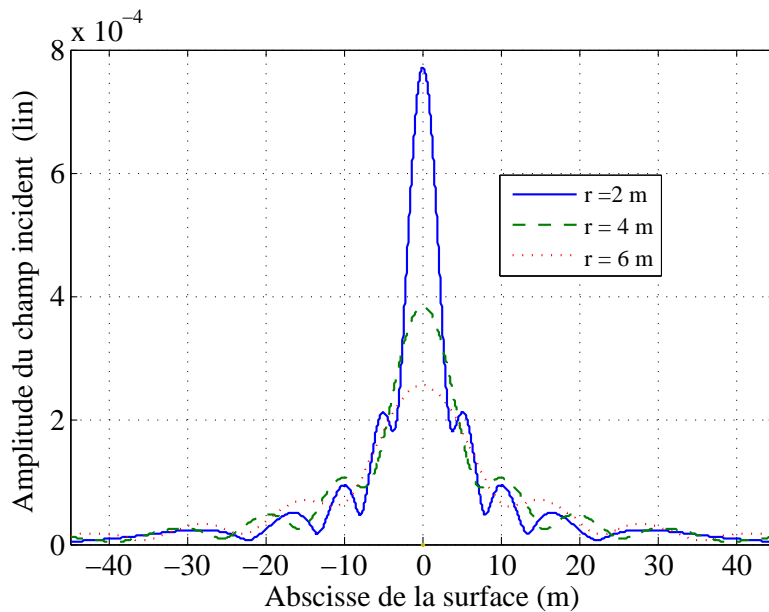


FIG. 3.2 – Onde incidente de l'antenne.

observée sur cette figure. Cette diminution est attribuée à l'atténuation par propagation. En effet, on sait que l'atténuation due à la propagation d'une onde sphérique comme celle

émise par l'antenne de l'expérimentation (Fig. 3.2) est proportionnelle à $1/r^2$ en puissance et à $1/r$ en amplitude (r étant la distance parcourue par l'onde) Cette atténuation en amplitude est donnée par l'équation (3.1) :

$$\alpha_r = \frac{\lambda}{4\pi r}. \quad (3.1)$$

Alors, d'après l'équation (3.1) et comme nous l'observons sur la figure 3.2, nous avons $max_{r=4}/max_{r=2} = \alpha_{r=4}/\alpha_{r=2} = (r = 2)/(r = 4) = 1/2$ et $max_{r=6}/max_{r=2} = \alpha_{r=6}/\alpha_{r=2} = (r = 2)/(r = 6) = 1/3$. Où max_r correspond au pic de l'amplitude du champ à la distance r de l'antenne.

D'autre part, le module de l'onde incidente présente, comme le gain, des lobes secondaires. Alors cette onde ne s'annule pas sur les bords. Généralement, dans les problèmes de diffusion électromagnétique par une surface rugueuse, la résolution numérique du problème emploie une surface d'étendue finie. Pour éviter les effets de bord (diffraction et réflexions parasites) qui apparaissent lors du calcul par la méthode des moments, on fait en sorte que le faisceau incident éclaire la surface sur une région centrale réduite, et donc les courants et champs surfaciques s'annulent aux extrémités de la surface (voir paragraphe 1.3.3.d). Cependant, dans notre problème de diffraction par une houle contrôlée, nous apercevons que les effets de bord ne peuvent pas être évités puisque l'onde incidente n'est pas atténuée sur ses bords : elle présente des lobes secondaires et elle illumine une surface de longueur déterminée et par suite la surface ne peut pas être considérée d'étendue finie. Cette longueur est déterminée en fonction de l'ouverture de l'antenne à -3 dB (1.4.4 dans le chapitre 1). Plus loin, les effets de bords sur la réponse électromagnétique de la surface vont être illustrés.

3.2.3 Houles régulières et irrégulières

Les houles régulières et irrégulières sont décrites par la matrice $Z(t, x)$ dans le chapitre précédent qui donne l'élévation de la surface à partir de simulation du mouvement du batteur.

Les houles du type régulier sont caractérisées par une hauteur crête-creux H égale à deux fois l'amplitude de la houle ($H = 2A$) variant entre 5 cm et 25 cm, et des périodes $T = 1.43$ et 2 secondes (fréquences respectives 0.7 Hz et 0.5 Hz) correspondant respectivement aux longueurs d'onde $L = 3.19$ m et 6.24 m d'après la loi hydrodynamique donnée par l'équation (1.63) dans le chapitre 1.

Les autres houles du type irrégulier sont générées suivant le spectre de Bretschneider. Elles sont caractérisées par une hauteur significative H_s , variant entre 5 cm et 15 cm, et des fréquences centrales (fréquence pics) de 0.7 Hz et 0.5 Hz (périodes respectives $T = 1.43$ et 2 secondes) alors que les longueurs d'onde respectives sont $L = 3.19$ m et 6.24 m.

3.2.4 Méthodes de résolution : OP et MdM

Deux méthodes de calcul sont proposées pour résoudre le problème de diffusion électromagnétique : l'approximation de l'optique physique (OP) et la méthode des moments (MdM). Ces méthodes ont été présentées dans le premier chapitre.

La méthode de moments est utilisée pour résoudre d'une manière rigoureuse le problème de diffusion par une surface rugueuse. Nous la choisissons comme méthode de référence. Par contre, cette méthode nécessite un temps de calcul et un espace mémoire importants : dans notre problème par exemple, une houle donnée par la matrice $Z(t_i, x)$ à l'instant t_i présente sur la longueur du bassin de 50 m un nombre d'échantillons de 16667.

D'autre part, l'approximation de l'optique physique est utilisée afin de s'affranchir du coût en termes de temps et d'espace mémoire. Par contre son domaine de validité reste restreint. Dans la suite, cette méthode sera utilisée après avoir vérifié son domaine de validité pour notre application. A l'aide de cette méthode nous allons calculer le champ électromagnétique en fonction du temps et comparer les résultats à ceux issus de la méthode des moments.

3.3 Résultats de simulations : validation de l'approximation de l'optique physique

Dans la suite, nous allons présenter les résultats de calcul du champ électromagnétique diffracté par une surface en utilisant une description de la surface du bassin. Ces résultats sont calculés par les méthodes de l'optique physique et des moments et ils seront comparés pour les deux méthodes.

Les trois états de surface du bassin : calme, régulière et irrégulière seront traités. Nous rappelons que la surface du bassin est diélectrique de permittivité relative $\epsilon_r = 69.2$. La polarisation de l'onde incidente est TM et sa fréquence f est 10 GHz. La surface se situe dans la zone de Fraunhofer par rapport aux antennes puisque, à cette fréquence, leur hauteur h varie entre 3 m et 6 m (d'après le chapitre 2). Les équations des champs correspondant à cette zone, présentées dans le chapitre 1, seront alors utilisées.

3.3.1 Réponse électromagnétique d'une surface de bassin calme

Nous présentons dans ce paragraphe les résultats de la diffraction électromagnétique par la surface du bassin lorsque celle-ci est au repos. Nous considérons alors une surface plane illuminée par une onde incidente provenant de l'émetteur situé à une hauteur de 3 m. La figure 3.3 représente le champ électromagnétique diffracté par cette surface calculé à une distance de 3 m de la surface par l'OP et la MdM en fonction de l'angle d'observation des antennes. Une bonne concordance est observée entre les résultats de calcul par l'OP et la MdM dans l'intervalle des angles d'observation $[-40^\circ ; 40^\circ]$. Cependant la différence

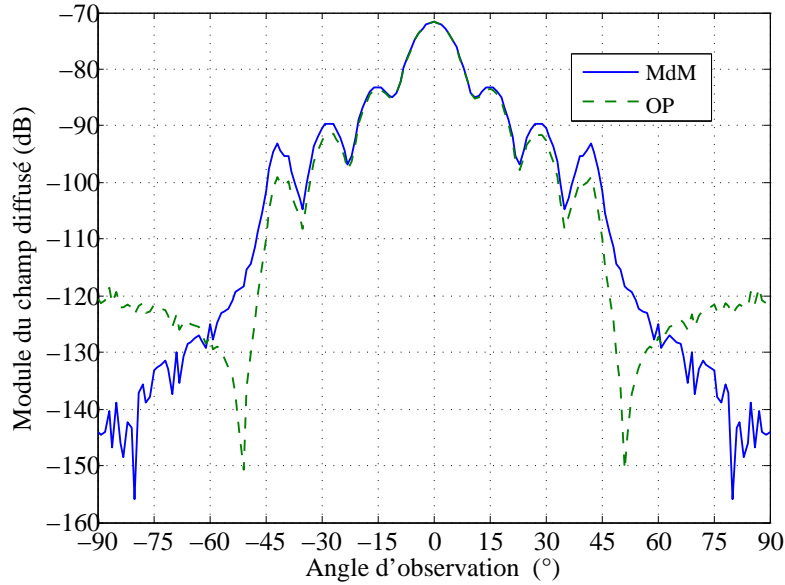


FIG. 3.3 – Champ diffracté par une surface du bassin calme calculé par l'OP et la MmM : $\theta_i = 0^\circ$.

observée hors de cet intervalle est expliquée par deux raisons :

- la première raison réside dans le domaine de validité de la méthode de l'OP qui est restreint à un intervalle d'angles d'observation.
- la deuxième vient des effets de bords qui apparaissent lors du calcul du champ total et de sa dérivée sur la surface par la méthode des moments (Fig. 3.4). Ces effets affectent le champ électromagnétique diffracté par la surface plane pour des angles d'observation grands. En effet, pour justifier cette hypothèse, nous allons considérer dans la suite une onde incidente atténuée aux bords. Cette onde est obtenue à partir de l'onde incidente de l'antenne après atténuation sur ses "bords". L'équation de l'onde atténuée est obtenue par multiplication de l'équation de l'onde incidente émise par l'antenne par une fonction fenêtre appelée "tukeywin" caractérisée par deux paramètres. Le premier est le nombre de points N_p sur lequel on trace la fonction, et le deuxième est un rapport η variant entre 0 et 1 et sa valeur par défaut est égale à 0.5. Cette fonction est présentée sur la figure 3.5. La figure 3.6 représente le module de l'onde incidente émise par l'antenne et celui de l'onde atténuée. Sur la figure 3.7, nous avons présenté le champ électromagnétique diffracté par la surface plane illuminée par l'onde incidente atténuée présentée sur la figure 3.6.

La similitude entre les résultats de l'OP et la MmM est observée cette fois pour un intervalle d'angle d'observation plus grand $[-45^\circ ; 45^\circ]$. Cependant, hors de cet intervalle, la différence entre les résultats des deux méthodes existe toujours même si nous éliminons les effets des bords en considérant une onde atténuée sur les bords. Nous associons cette différence au domaine de validité de l'OP qui est restreint aux angles inférieurs à 40° (Fig. 3.3). C'est pourquoi nous étudions notre problème de diffraction électromagnétique pour des angles

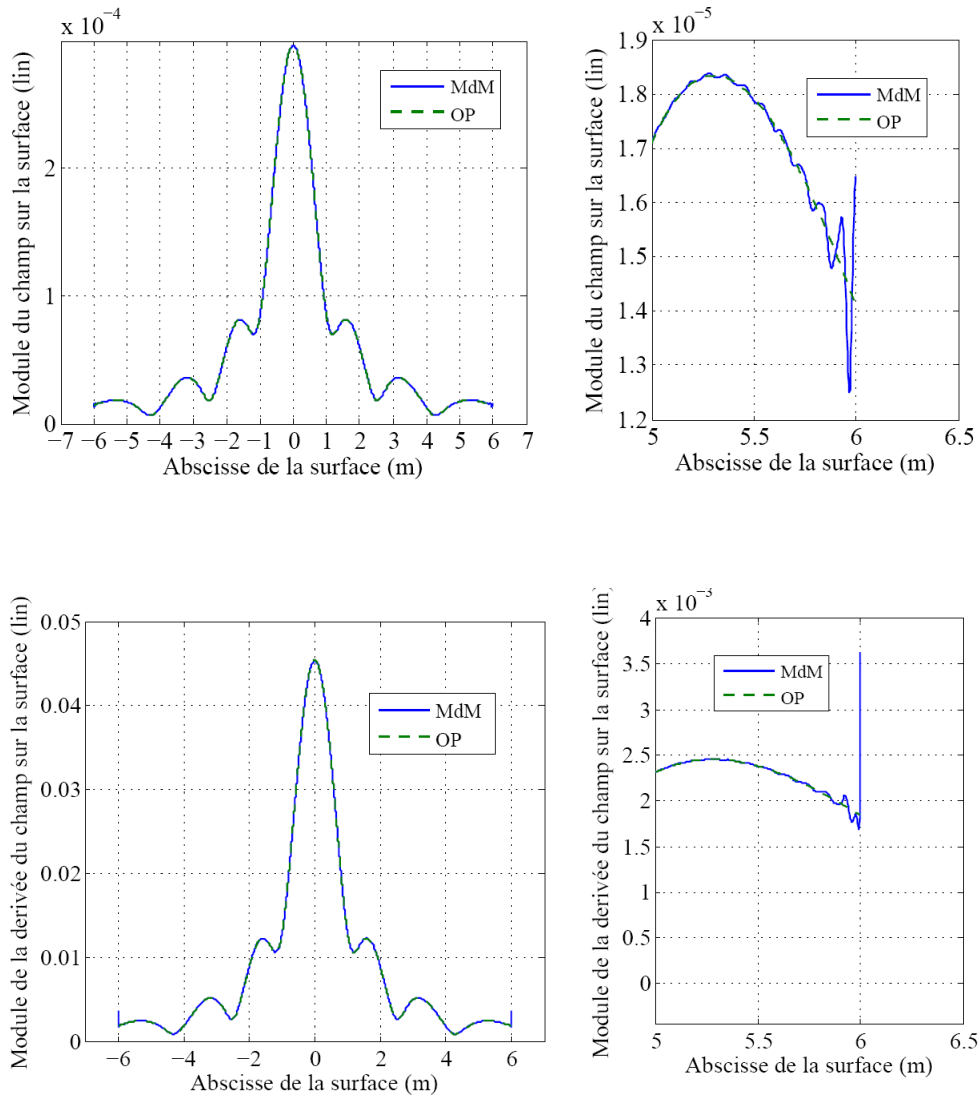


FIG. 3.4 – Champ total (en haut à gauche) et un zoom (en haut à droite) et dérivée du champ total (en bas à gauche) et un zoom (en bas à droite) pour la surface plane calculés par l’OP et la MdM : $\theta_i = 0^\circ$.

d’observation dans l’intervalle $[-40^\circ ; 40^\circ]$. Dans cet intervalle l’OP et la MdM présentent une bonne similitude pour le cas d’une surface plane.

3.3.2 Réponse électromagnétique d’une houle régulière

Dans cette partie, nous allons présenter les résultats de calcul du champ diffracté par une houle régulière. Nous considérons alors la houle décrite par la matrice $Z(t, x)$ à l’instant $t_i = 30$ secondes (Fig. 3.8). Elle est caractérisée par une fréquence de 0.7 Hz donc une période $L = 3.19$ m et une hauteur crête-creux $H = 25$ cm. L’antenne éclairant la houle est située à une hauteur $h = 6$ m par rapport à la surface libre du bassin avec une incidence $\theta_i = 0^\circ$. La figure 3.9 représente le champ électromagnétique diffracté par la

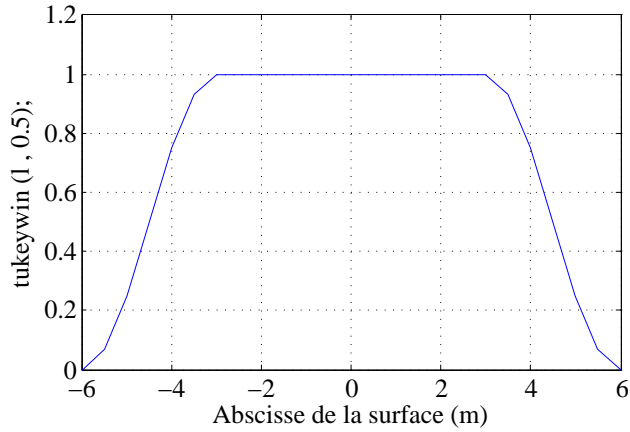


FIG. 3.5 – Fonction fenêtre $\text{tukeywin}(N_p, \eta)$: $N_p = 12$ et $\eta = 0.5$.

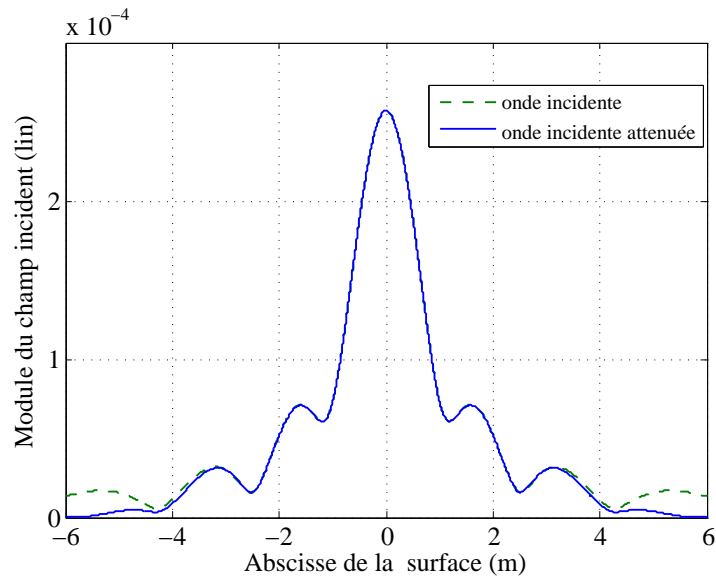


FIG. 3.6 – Onde incidente et onde incidente atténuée.

houle régulière, présentée sur la figure 3.8, calculé par l'OP et la MdM en fonction des angles d'observation. Un bon accord entre les résultats calculés par les deux méthodes est observé pour le cas étudié.

Sur la figure 3.10 nous avons présenté le champ électromagnétique moyen diffracté par cette surface dans la même configuration de l'antenne d'émission ($h = 6$ m, $\theta_i = 0^\circ$). Le champ est calculé à différents instants t_i pour un intervalle de temps 70.1 secondes et moyenné sur cet intervalle. Les différentes surfaces correspondant à ces instants sont données respectivement par les élévations $z(t_i, x)$. Les houles ayant ces élévations ont toutes la même période $L = 3.19$ m et même hauteur crête-creux $H = 25$ cm. Un bon accord est observé sur la figure 3.10 entre les résultats calculés par les deux méthodes dans l'intervalle

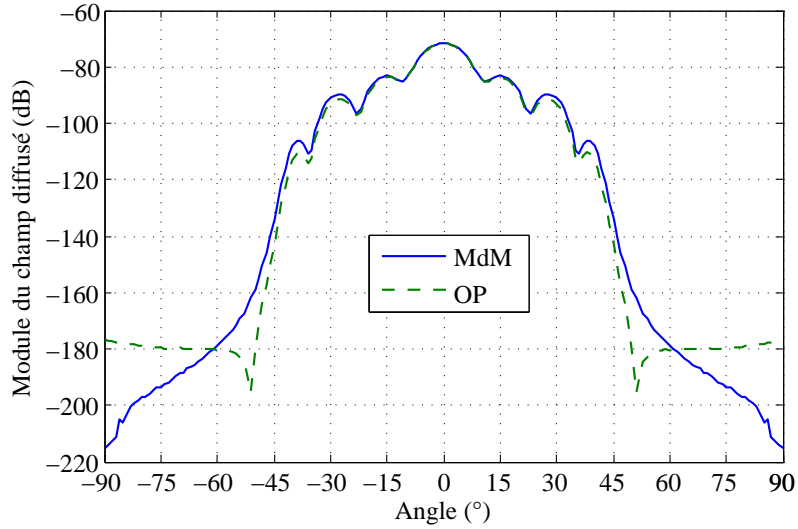


FIG. 3.7 – Champ diffusé par une surface de mer calme calculé par l’OP et la MdM dans le cas d’une onde incidente atténuée : $\theta_i = 0^\circ$.

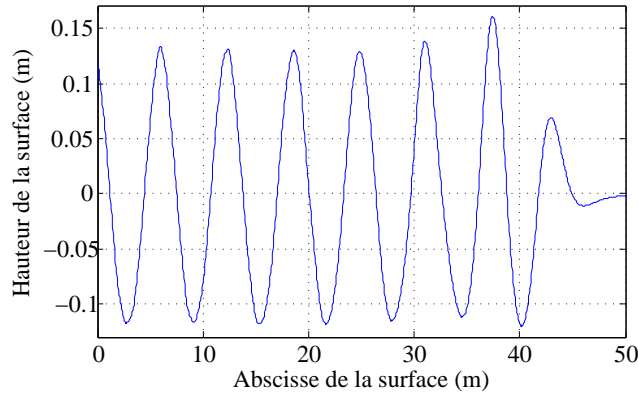


FIG. 3.8 – Exemple d’un tracé d’une houle régulière : $H = 25$ cm, $L = 3.19$ m et $t_i = 30$ secondes.

des angles d’observation $[-45^\circ ; 45^\circ]$. Nous considérons maintenant le champ rétrodiffusé par une houle $z(t_i, x)$ calculé par l’OP et la MdM en fonction du temps et l’émetteur éclaire la surface verticalement (inclinaison de l’antenne $\theta_i = 0^\circ$). Nous nous plaçons dans la configuration de l’expérimentation. Sur la figure 3.11, nous observons un bon accord entre les résultats de simulation par les deux méthodes (OP et MdM).

Deux niveaux de maxima locaux sont observés sur la figure 3.11. Les plus élevés correspondent à la contribution d’un creux ; en d’autres termes, la partie de la surface illuminée correspond au creux de la houle. Les plus bas correspondent à la contribution d’une crête ; en d’autres termes la partie de la surface illuminée correspond à la crête de la houle. Ce phénomène est explicité par le schéma de la figure 3.12 où nous observons qualitativement les contributions d’une crête et d’un creux dans le module du champ diffracté.

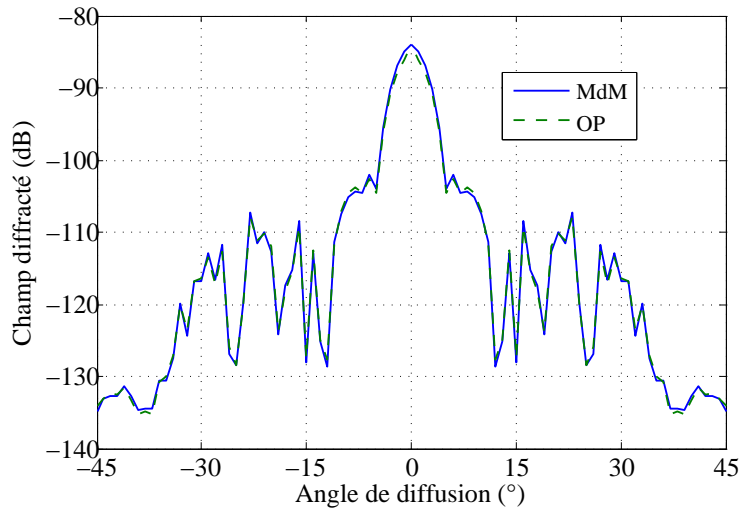


FIG. 3.9 – Champ diffusé par une houle régulière au temps $t_i = 30$ secondes : $H = 25$ cm, $L = 3.19$ m, $\theta_i = 0^\circ$ et $h = 6$ m.

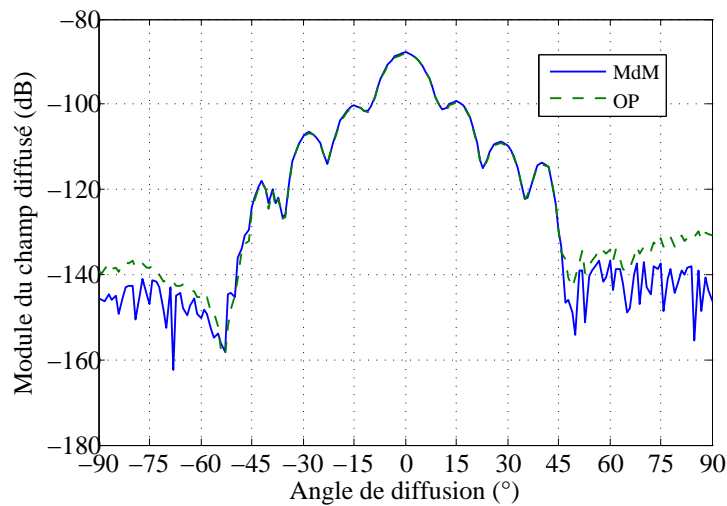


FIG. 3.10 – Champ moyen diffusé par une houle régulière (moyenne temporelle sur $[0; 70]$) : $H = 25$ cm et $L = 3.193$ m et $h = 6$ m.

D'un point de vue quantitatif, nous considérons sur la figure 3.13 la forme de la surface éclairée à différents instants auxquels est calculé le champ rétrodiffusé.

En effet, supposons que l'antenne, placée à la position $x = 0$ m, illumine la surface avec une incidence nulle. Aux instants $t_1 = 34.87$ s et $t_4 = 36.7$ s, la surface éclairée au dessous de l'antenne, présente un creux. A ces deux mêmes instants, le module du champ présente deux maxima de niveau haut (Fig. 3.11). Cependant, le maximum du module du champ correspondant à l'instant t_4 est légèrement supérieur à celui obtenu à l'instant t_1 . Ceci provient du fait qu'à l'instant t_4 le minimum du creux de la surface est plus proche de $x = 0$ m que celui de l'instant t_1 qui se trouve à $x = -0.2$ m. D'autre part, l'écart temporel

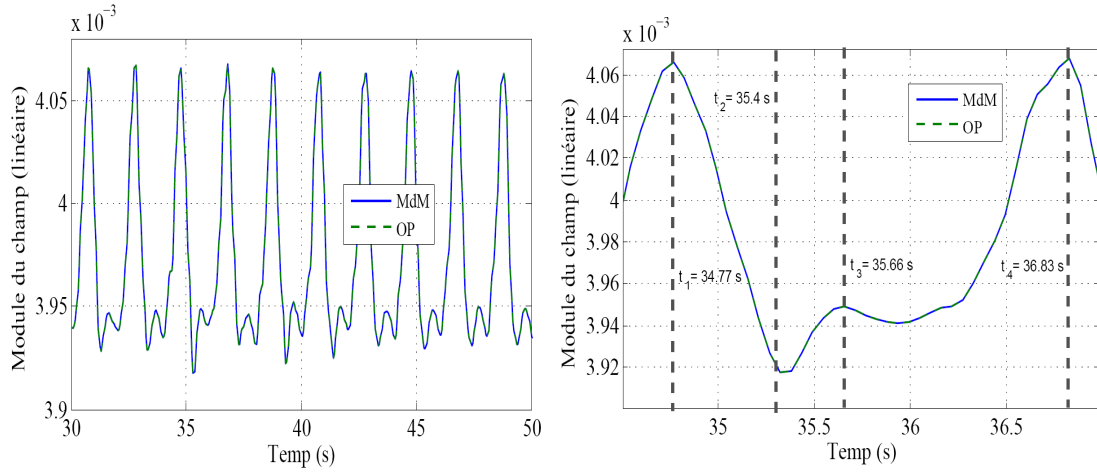


FIG. 3.11 – Champ moyen rétrodiffusé par une houle régulière (à gauche) et zoom entre les instants 34 et 37 secondes (à droite) : $H = 25$ cm, $L = 3.19$ m, $\theta_i = 0^\circ$ et $h = 6$ m.

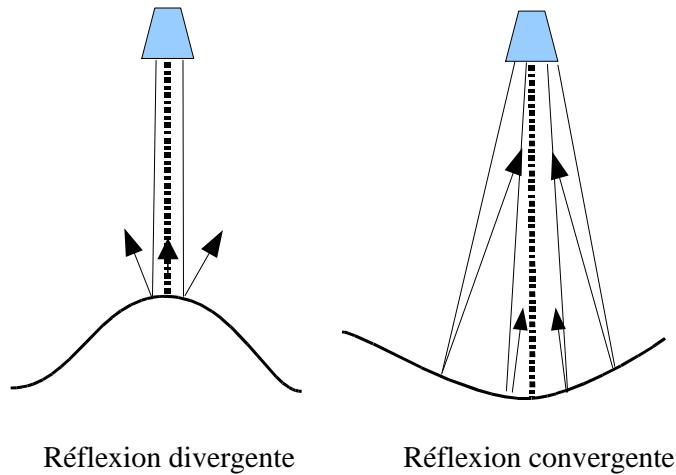


FIG. 3.12 – Contribution des parties d’une houle régulière sur le champ rétrodiffusé : crête (à gauche) et creux (à droite).

entre deux pics de haut niveau (t_1 et t_4) est égal à la période temporelle ($T = 1.43$ s) de la houle régulière (en tenant compte du fait que le pic à l’instant t_1 correspondant à un creux de la surface est décalé de -0.2 m par rapport à l’antenne située à $x = 0$ m). A l’instant $t_3 = 35.66$ s, la surface au dessous de l’antenne représente une crête, donc le module du champ à cet instant représente un maximum de niveau bas (Fig. 3.11). Nous vérifions bien que l’écart temporel entre deux pics consécutifs de niveau haut et bas du module du champ est égale à $T/2$. Enfin, à l’instant $t_2 = 35.4$ s la surface éclairée présente, au voisinage de $x = 0$ m, la partie de la houle entre sa crête et son creux (pente maximale). A cet instant le module du champ est minimal (Fig.3.11).

Nous nous plaçons à l'inclinaison des antennes de 13° . Le champ rétrodiffusé est calculé

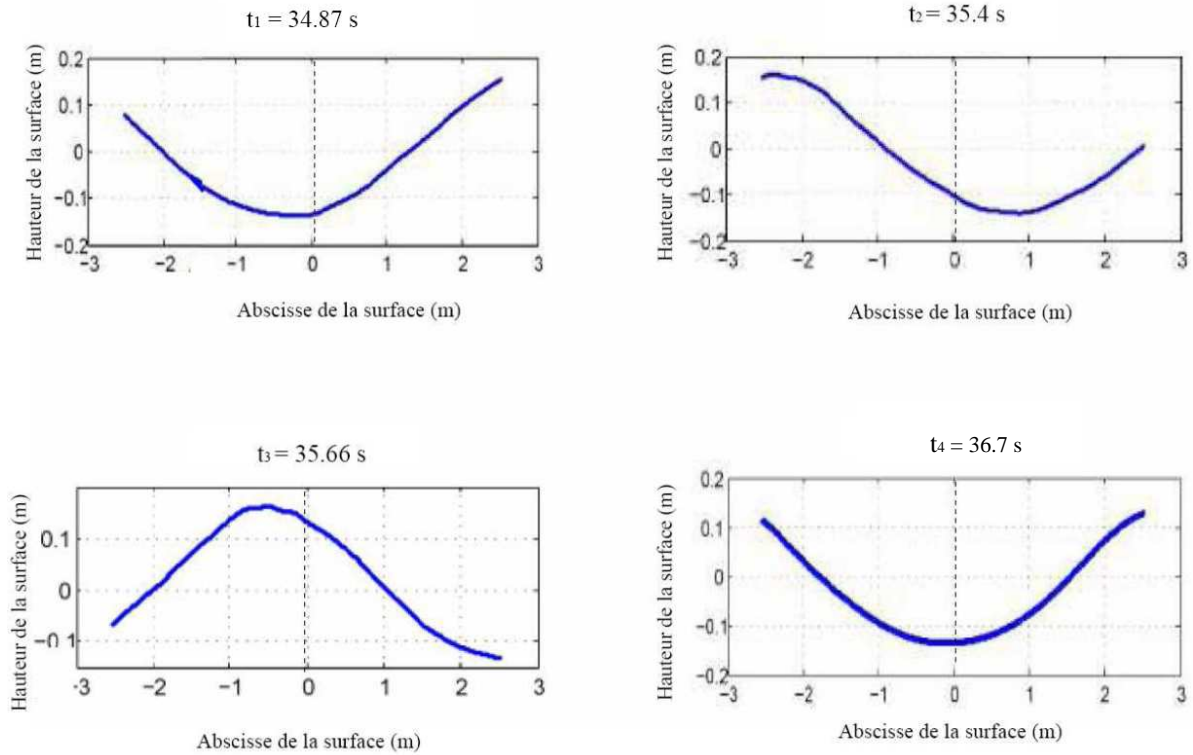


FIG. 3.13 – La forme de la surface se présentant à différents instants d'échantillonnage au dessous de l'antenne : la position des antennes est à $x = 0$ m.

par les deux méthodes (OP et MdM) avec une bonne concordance entre les résultats (3.14). Nous observons des pics d'amplitudes comparables à la période $L = 3.19$ m. La figure 3.15 présente la surface à deux instants, $t_1 = 41.12$ s, où le champ présente un pic et $t_2 = 40.4$ s, où le champ est un minimum (Fig.3.14). Chaque maximum du module du champ rétrodiffusé est dû à la contribution de la partie de la houle perpendiculaire à la direction d'incidence de l'antenne. Pour cette incidence de l'antenne, $\theta_i = 13^\circ$, supposée placée à $x = 0$ m et une hauteur $h = 6$ m, le maximum correspond à la position $x_i = h \tan(\theta_i) = 1.4$ m (Fig. 3.15 a). Cet angle de 13° correspond à la pente maximale de la surface. A l'instant $t_2 = 40.4$ s (Fig. 3.15 b), la surface n'est pas orientée vers les antennes, donc aucun signal n'est renvoyé. Si nous nous plaçons, maintenant à des angles supérieurs à cet angle de 13° qui correspond à la pente maximale de la surface, il n'y a plus aucune partie de la surface qui se retrouve normale à la direction des antennes. Le signal devrait donc être nul. Or, sur les figures 3.16 (a) et (b), pour des angles d'incidence de l'antenne égaux à 20° et 40° , le champ rétrodiffusé existe. Il présente des maxima à la même période $T = 1.43$ s ($L = 3.19$ m), situés aux mêmes positions que dans le cas de l'angle d'inclinaison $\theta_i = 0^\circ$ (Fig. 3.11). Ceci est dû au diagramme de rayonnement des antennes (Fig. 2.22). En effet, le rapport entre le niveau des maxima pour un angle d'incidence de 20° et

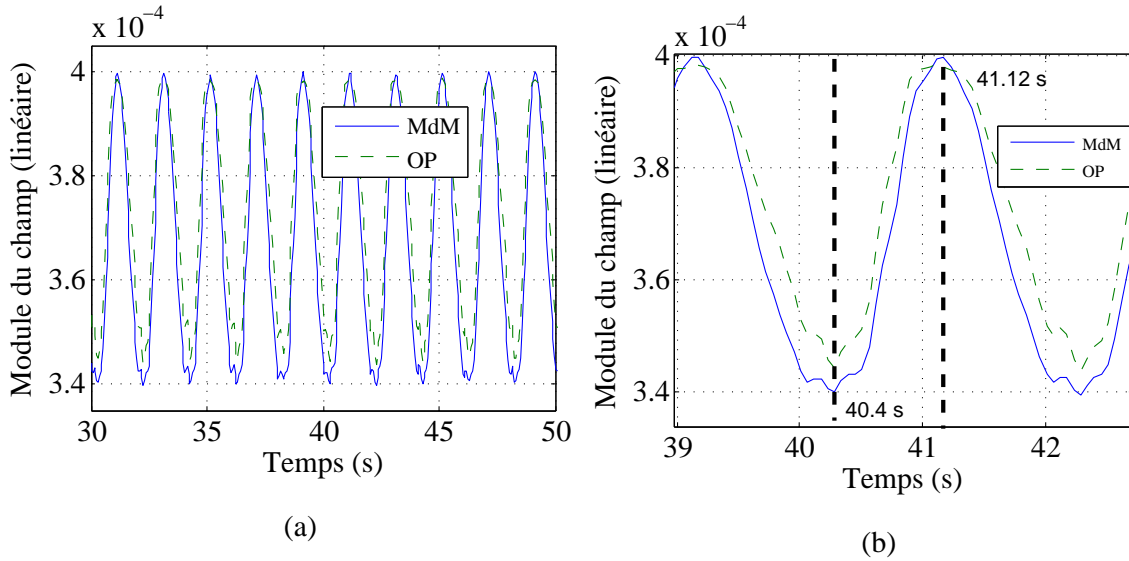


FIG. 3.14 – Champ rétrodiffusé par une houle régulière : $H = 25$ cm, $L = 3.1927$ m, $\theta_i = 13^\circ$ et $h = 6$ m.

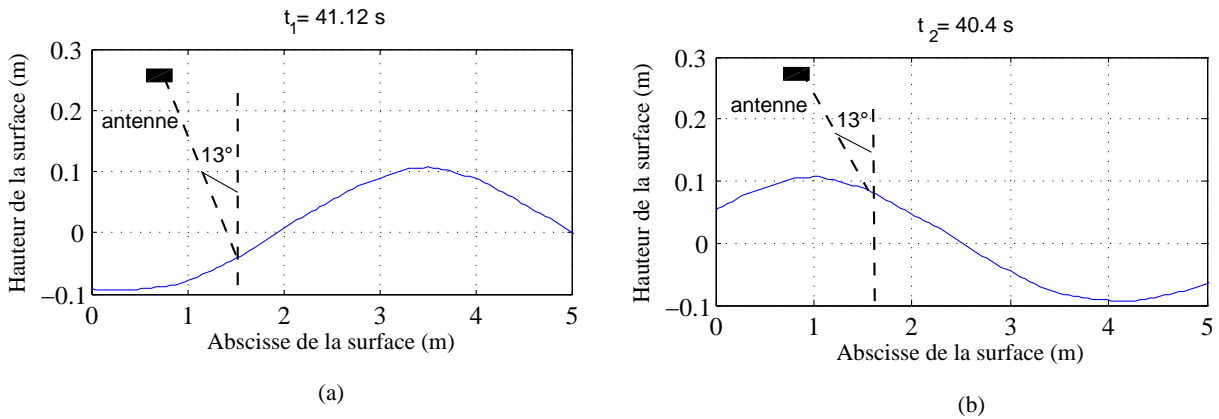


FIG. 3.15 – La forme de la surface au dessous de l’antenne se présentant à différents instants d’échantillonnage : la position des antennes est à $x = 0$ m.

celui de $0^\circ \max_{20^\circ}/\max_{0^\circ}$ est de l’ordre du rapport des gains des antennes respectivement à 20° et 0° $Gain_{20^\circ}/Gain_{0^\circ}$ (Fig. 2.22) et égal à 0.01. \max_{θ_i} correspond au pic de haut niveau du module du champ rétrodiffusé à l’incidence θ_i et $Gain_{\theta_i}$ correspond au gain de l’antenne à cet angle. Nous avons le même raisonnement pour le cas de l’inclinaison des antennes égal à 40° et le rapport dans ce cas $Gain_{40^\circ}/Gain_{0^\circ} \simeq \max_{40^\circ}/\max_{0^\circ}$ est de l’ordre de 0.0092. Les résultats de simulations de l’OP et la MdM s’accordent bien pour une houle régulière ayant une période $L = 3.19$ m et une hauteur crête-creux $H = 20$ cm et dans l’intervalle d’angles d’observation $[-40^\circ ; 40^\circ]$. Aussi, les résultats de simulation montrent que les phénomènes physiques ont été pris en compte comme par exemple la contribution des creux et crêtes dans la réponse électromagnétique de la surface.

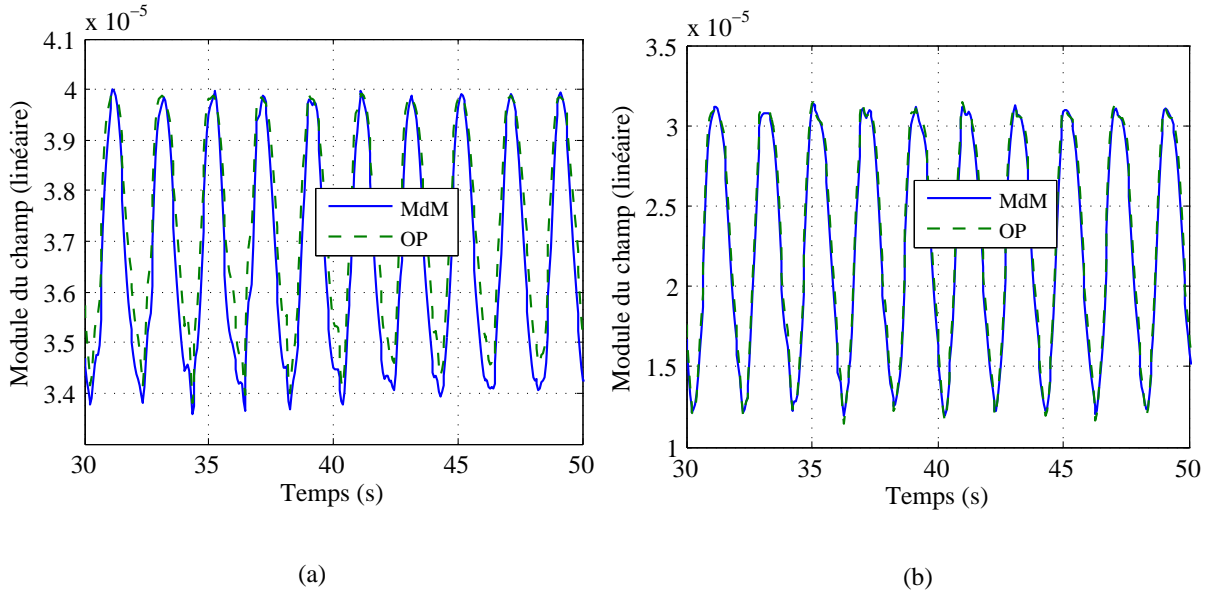


FIG. 3.16 – Champ rétrodiffusé par une houle régulière : $H = 25$ cm, $L = 3.1927$ m et $h = 6$ m. a) : $\theta_i = 20^\circ$; b) : $\theta_i = 40^\circ$.

D'après la condition $\rho_c \cos^3 \theta_i \gg \lambda$ donnant le domaine de validité de l'OP, nous pouvons conclure que les calculs par l'OP pour les houles de hauteurs crête-creux inférieures à 20 cm et pour un intervalle angulaire $[-40^\circ ; 40^\circ]$ sont aussi valables et présentent une bonne concordance avec ceux de la méthode de Moments. En effet, sur l'intervalle des angles d'observation considérés, le rayon de courbure minimal correspond à celui de la houle traitée (la houle de hauteur crête-creux 25 cm est la houle ayant la plus grande distance crête-creux dans notre problème).

Les figures 3.17 a et 3.17 b donnent deux exemples de calcul du champ électromagnétique rétrodiffusé par une houle régulière ($L = 6.24$ m , $H = 25$ cm) calculés par l'OP et la MdM pour les inclinaisons d'antennes 0° et 30° respectivement. Nous observons une bonne concordance entre les résultats calculés par les deux méthodes.

3.3.3 Réponse électromagnétique d'une houle irrégulière

Comme dans le cas d'une houle régulière, nous allons présenter dans ce paragraphe les résultats de calcul du champ électromagnétique diffracté par une houle irrégulière. Nous considérons dans la suite une houle irrégulière de hauteur significative $H_s = 15$ cm et de période moyenne $L = 3.193$ m ($T = 1.43$ s). L'élévation $z(t_i, x)$ de la surface tracée à $t_i = 30$ secondes le long du bassin de longueur de 50 m est donnée sur la figure 3.18. La figure 3.19 présente le tracé du champ électromagnétique diffracté par la houle irrégulière présentée sur la figure 3.18 calculé par l'OP et la MdM pour différents angles d'observation. L'antenne d'émission est située à une hauteur $h = 6$ m de la surface du bassin. Un bon accord entre les résultats des deux méthodes est observé pour cet exemple de houle

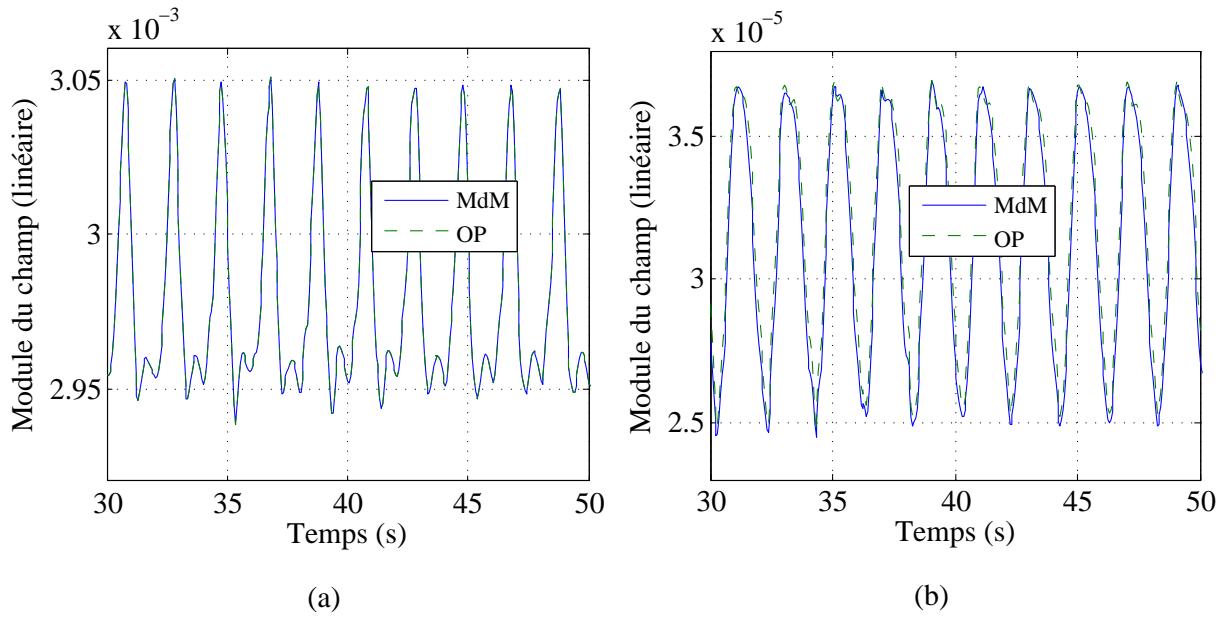


FIG. 3.17 – Champ rétrodiffusé par une houle régulière : $H = 25$ cm, $L = 6.24$ m et $h = 6$ m : a) $\theta_i = 0^\circ$; b) $\theta_i = 30^\circ$.

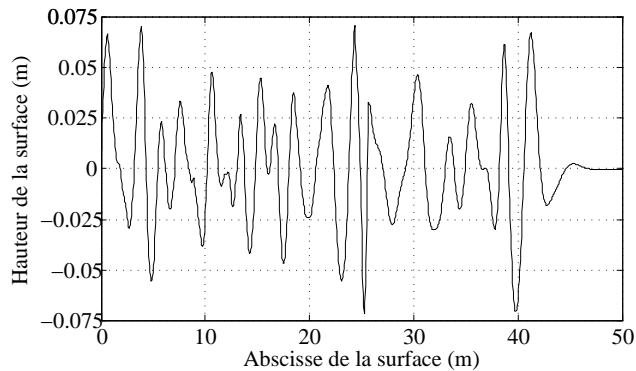


FIG. 3.18 – Tracé d'une houle irrégulière : $H_s = 15$ cm, $L = 3.19$ m et $t_i = 30$ s.

irrégulière.

Sur la figure 3.20 nous avons présenté le champ électromagnétique moyen diffracté par cette houle irrégulière de période moyenne $L = 3.19$ m de hauteur significative $H_s = 15$ cm. Le champ diffusé, calculé à différents instants t_i dans un intervalle de temps 70.1 secondes, est moyenné sur cet intervalle pour avoir une meilleure statistique sur la réponse de l'ensemble des différentes surfaces. Les différentes surfaces correspondantes à ces instants sont données respectivement par les élévations $z(t_i, x)$ de la matrice Z dans le chapitre précédent.

Une très bonne concordance est observée entre les résultats calculés par les deux méthodes entre -45° et 45° . Pour d'autres houles irrégulières de hauteurs significatives inférieures,

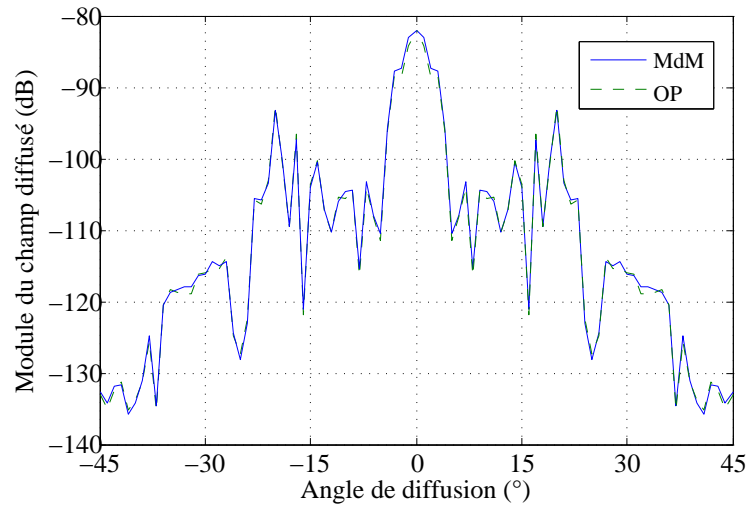


FIG. 3.19 – Champ diffusé par une houle irrégulière au temps $t_i = 30$ s : $H_s = 15$ cm et $L = 3.19$ m, $\theta_i = 0^\circ$ et $h = 6$ m.

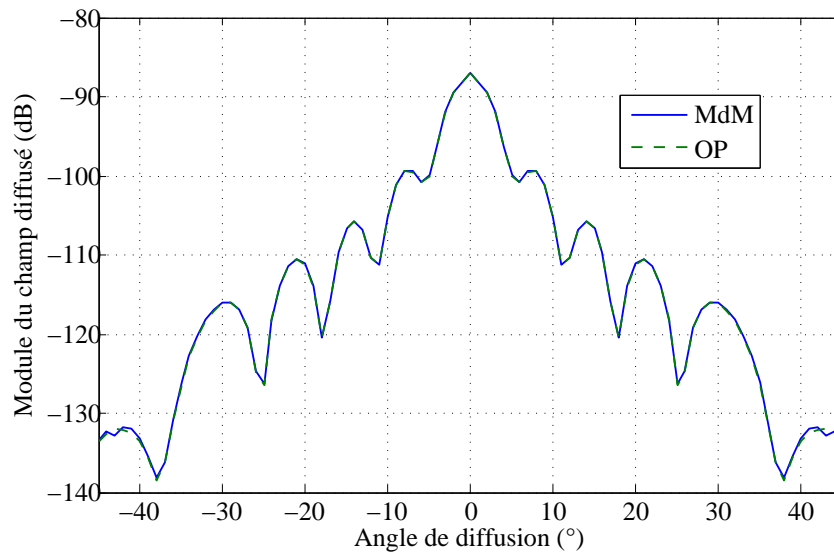


FIG. 3.20 – Champ moyen rétrodiffusé par une houle irrégulière (moyenne temporelle sur $[0; 70]$ secondes : $H_s = 15$ cm, $L = 3.19$ m et $h = 6$ m.

l'OP sera également valable puisque les rayons de courbures moyens de ces houles sont supérieurs à celui de la houle traitée ci dessus et par suite la condition $\rho_c \cos^3 \theta_i \gg \lambda$ est vérifiée.

3.3.4 Conclusion

Dans cette section, nous avons présenté les résultats du simulateur électromagnétique que nous avons développé. Une bonne concordance entre les résultats de calcul par l'op-

tique physique et la méthode des moments est observée. Aussi, les résultats de simulation montrent que les phénomènes physiques ont été pris en compte et nous donnons l'exemple de la contribution des creux et crêtes de la houle régulière dans sa réponse électromagnétique.

Les résultats présentés nous permettent de conclure que le domaine de validité de la méthode de l'OP couvre bien notre application. Cette méthode, a l'avantage de nécessiter un temps de calcul et un espace mémoire très inférieurs à ceux de la Méthode des Moments. En effet, dans certains cas, le rapport des temps de simulation respectivement par l'OP et la MdM est de l'ordre de 5%. C'est pourquoi nous utiliserons, dans la suite, l'OP comme méthode de calcul dans notre simulateur pour comparer les résultats issus de cette méthode avec les mêmes enregistrés lors de l'expérimentation sur le bassin de houle.

3.4 Calibration des simulations par rapport aux mesures

Nous devons d'abord étalonner le simulateur par rapport à l'expérimentation. Un ajustement est nécessaire pour tenir compte de certains facteurs de perte. Cet ajustement consiste à déterminer quantitativement la différence qui existe entre le système conçu théoriquement et celui de l'expérimentation. Ceci est fait en comparant les résultats de simulation et de mesure dans le cas où le minimum de paramètres entre en jeu. Pour cela, le cas de la surface du bassin calme est traité. Sur la figure 3.21, nous avons tracé les réponses électromagnétiques calculées et mesurées d'une surface de bassin calme. Le calcul de la réponse électromagnétique est fait par la méthode de l'OP et l'équation du radar est introduite pour comparer les résultats aux mesures du diffusiomètre. Nous observons que la différence entre les deux courbes en dB reste quasi constante en fonction de l'angle d'observation. Nous attribuons cet écart de niveau aux pertes de câble qui relie chacune des antennes à l'analyseur vectoriel. Cette constante égale à 2.3 dB, sera dans la suite introduite comme un terme multiplicatif (en linéaire) dans les simulations. Elle prend en compte la liaison antenne-analyseur et elle dépend de la fréquence de l'onde incidente puisque les pertes dues aux câblages dépendent elles mêmes de la fréquence.

3.5 Validation expérimentale

Dans la suite, le simulateur électromagnétique sera confronté à l'expérience. Les résultats de calcul par la méthode de l'OP seront comparés à ceux de l'expérimentation sur le bassin de houle. Pour cela, l'équation du radar présentée dans le premier chapitre sera introduite. Les champs calculés par le simulateur à partir de cette équation seront dans la suite comparés à ceux mesurés par le diffusiomètre pour les différents types de houles (régulières et irrégulières). Les mêmes cas traités par le simulateur seront étudiés dans cette partie.

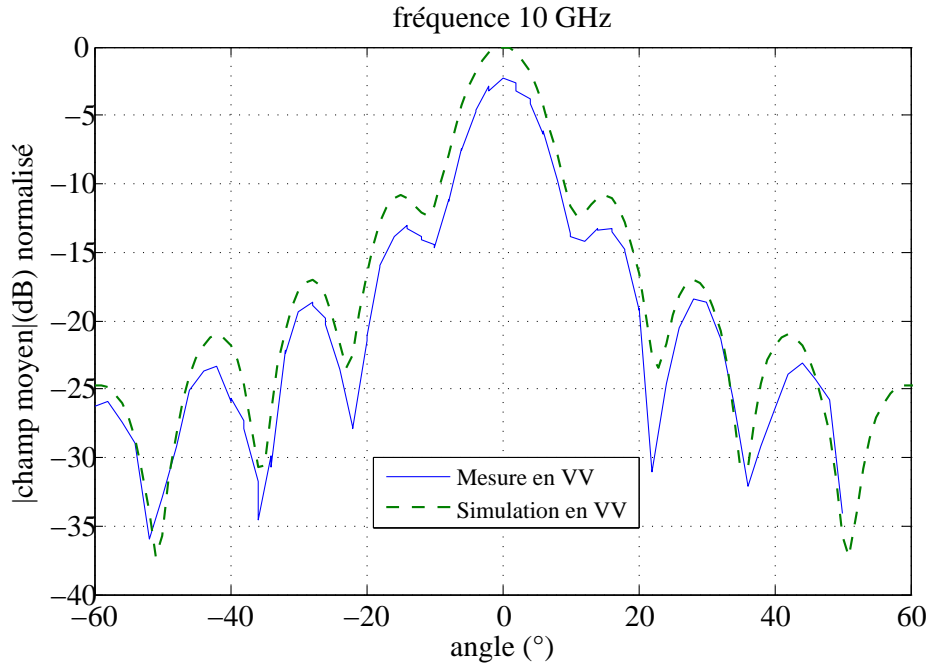


FIG. 3.21 – Champ rétrodiffusé calculé par l’OP et mesuré par le diffusiomètre pour une surface du bassin calme : $h = 3$ m.

Dans une première partie le cas des houles régulières est étudié. Les réponses électromagnétiques de ces houles calculées par la méthode de l’OP seront comparées avec celles mesurées en fonction de l’angle d’observation des antennes et des caractéristiques des houles : périodes et amplitudes.

Dans une deuxième partie nous comparons les résultats de simulation par l’OP pour des houles irrégulières en fonction de la hauteur significative de la houle et de la période moyenne. Dans les deux cas les histogrammes en champ et en phase seront présentés.

3.5.1 Réponse électromagnétique d’une houle régulière

Dans ce paragraphe, la réponse électromagnétique d’une houle régulière calculée par l’OP est comparée à celle mesurée par le diffusiomètre. Nous rappelons que les houles régulières traitées se répartissent en deux périodes spatiales $L = 3.19$ m et 6.24 m et qu’elles ont une hauteur crête-creux variant entre 5 cm et 25 cm. Étant donné que la réponse électromagnétique d’une surface dépend de ses caractéristiques et de l’angle d’observation des antennes, nous comparerons dans la suite les résultats de la réponse électromagnétique des houles régulières calculés avec ceux issus de mesures en fonction de l’inclinaison des antennes, de la période de la houle et de sa distance crête-creux.

3.5.1.a Réponse électromagnétique en fonction de l'angle d'observation

Les trois figures 3.22, 3.23 et 3.24 représentent respectivement les modules des champs moyens calculés par l'OP et mesurés par le diffusiomètre pour trois houles régulières de même période $L = 3.19$ m et de distances crête-creux $H = 10, 20$ et 25 cm. Les résultats de simulation sont obtenus à partir du calcul du champ électromagnétique à différents instants t_i dans un intervalle de temps de 70.1 secondes. Les surfaces correspondant à ces instants sont données respectivement par les élévations $z(t_i, x)$ qui représentent les lignes de la matrice Z présentée dans le chapitre précédent.

Le module du champ moyen est calculé en moyennant toutes les réponses électromagnétiques des différentes houles d'élévations $z(t_i, x)$ sur l'intervalle de temps $[0 ; 70.1]$ secondes.

Sur les trois figures, les résultats de calcul par l'OP présentent un bon accord avec ceux

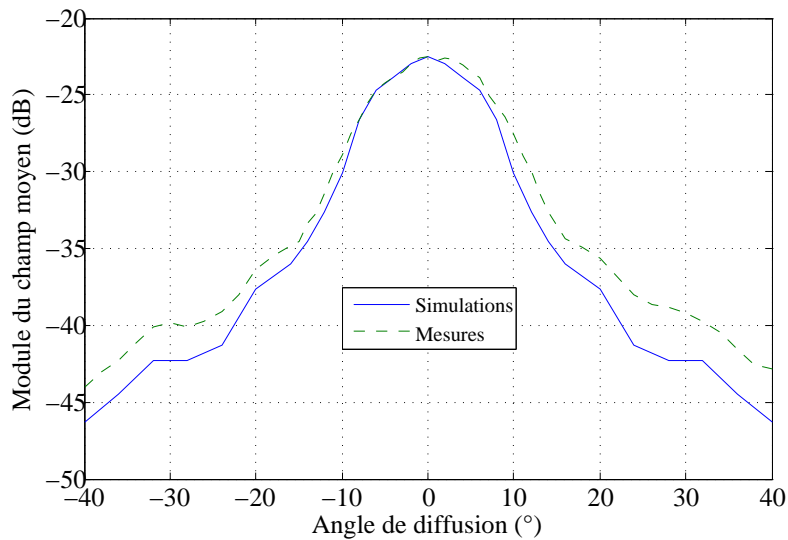


FIG. 3.22 – Module du champ moyen calculé par l'OP et mesuré par le diffusiomètre en fonction de l'angle de diffusion : $H = 10$ cm, $L = 3.19$ m ($T = 1.43$ s).

mesurés pour des inclinaisons d'antennes autour de 0° . une très légère différence est observée entre les résultats de simulation et ceux mesurés autour de cet angle. Cependant au fur et à mesure que l'inclinaison des antennes augmente, nous observons un écart entre les différents résultats. Cette différence est due à la présence des vaguelettes, se propageant sur la surface du bassin lors de l'expérimentation, qui ne sont pas prises en compte par le simulateur électromagnétique.

En effet, l'OP est classée parmi les méthodes haute fréquence [27]. Ces méthodes nécessitent pour les utiliser des dimensions de la surface grandes devant la longueur d'onde comme dans le cas des houles simulées. Cependant, le problème de diffraction par des surfaces de petites élévations devant la longueur d'onde comme les vaguelettes qui se propagent sur la surface du bassin nécessitent l'utilisation d'autres méthodes classées comme

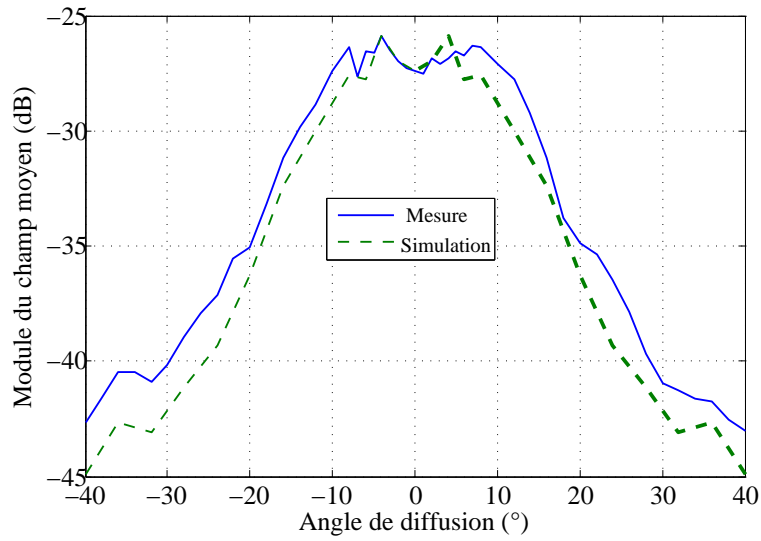


FIG. 3.23 – Module du champ moyen calculé par l’OP et mesuré par le diffusiomètre en fonction de l’angle de diffusion : $H = 20$ cm, $L = 3.19$ m ($T = 1.43$ s).

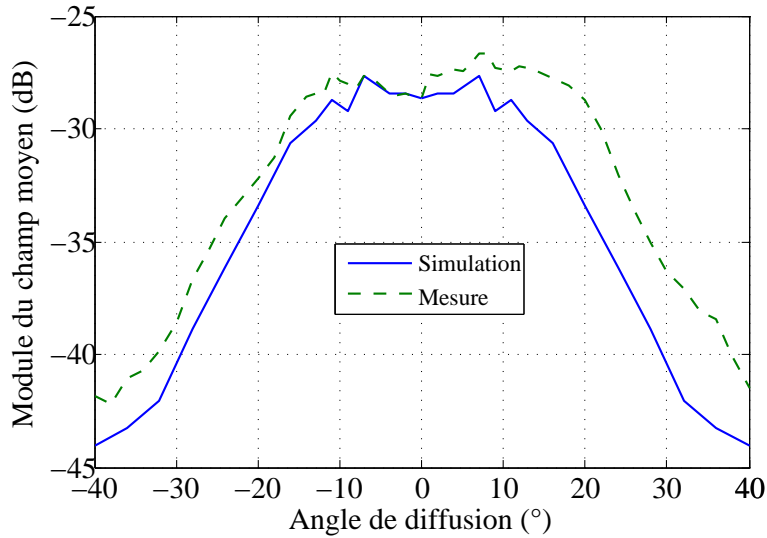


FIG. 3.24 – Module du champ moyen calculé par l’OP et mesuré par le diffusiomètre en fonction de l’angle diffusion : $H = 25$ cm, $L = 3.19$ m ($T = 1.43$ s).

basse fréquence. Alors, l’OP ne peut pas résoudre ce genre de problème et par suite n’est pas valide pour résoudre le problème de la diffraction par les vaguelettes. Une des méthodes basse fréquence les plus utilisées est la méthode des petites perturbations (SPM : Small Perturbation Method [29]) puisque les irrégularités (évaluées par l’écart type des hauteurs) de la surface sont petites devant la longueur d’onde.

Notons qu’une légère dissymétrie par rapport à l’origine ($\theta = 0^\circ$) est observée sur les résultats de mesure sur les trois figures ci-dessus. Cette dissymétrie est due à la répartition

non symétrique des vaguelettes par rapport à cet origine (de part et d'autre de la direction verticale de l'axe de l'antenne).

D'autre part l'importance relative des vaguelettes est d'autant plus grande que le signal rétrodiffusé non perturbé est faible. C'est pourquoi la différence augmente quand l'angle d'inclinaison des antennes augmente. Cependant, les houles traitées par le simulateur électromagnétique sont celles simulées à partir du mouvement des batteurs. Ceci présente l'avantage de déterminer l'élévation de la houle le long de la surface illuminée par l'antenne. Cette détermination est utile pour les modèles de calcul de la diffusion électromagnétique que nous utilisons pour déterminer la réponse électromagnétique de la houle. Cependant, comme nous l'avons vu à la section 2.4.4.b, les simulations de houle ne prennent pas en compte les vaguelettes. La figure 2.27, qui compare une houle simulée avec une autre mesurée par la sonde, montre bien la présence de ces vaguelettes. Cependant, nous ne disposons que de deux sondes à houle, ce qui ne permet pas de connaître l'évolution temporelle de l'élévation de la surface en tout point de la surface du bassin.

3.5.1.b Réponse électromagnétique en fonction de l'amplitude de la houle

Sur la figure 3.25, nous présentons les modules des champs moyens calculé et mesuré en fonction des hauteurs crête-creux de la houle (entre 10 cm et 25 cm). Ces champs sont moyennés sur l'intervalle [0 ; 70.1] secondes.

Une bonne concordance entre les résultats de simulation et de mesure est observée sur la

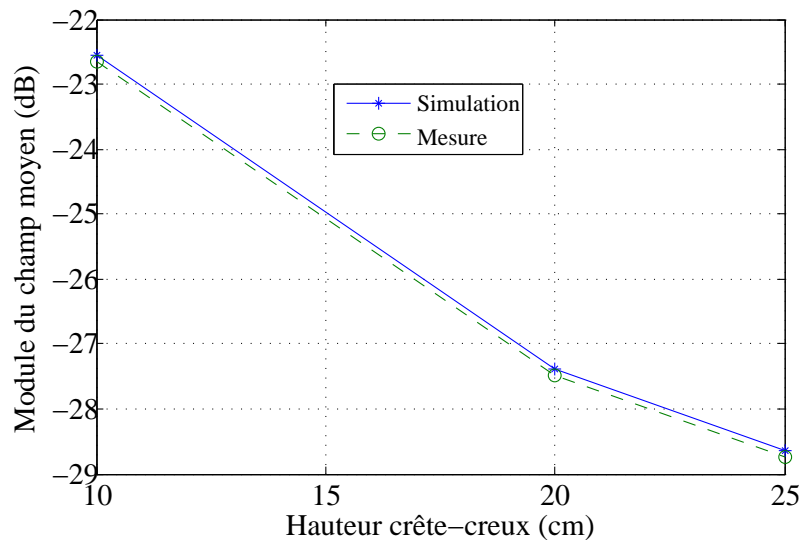


FIG. 3.25 – Module du champ moyen calculé par l'OP et mesuré par le diffusiomètre en fonction de la hauteur crête-creux : $\theta_i = 0^\circ$ et $L = 3.19$ m ($T = 1.43$ s).

figure 3.25 pour une inclinaison des antennes de 0° .

Une diminution du module du champ moyen en fonction de la hauteur crête-creux de la

houle est observée. En effet, lorsque la hauteur crête-creux H augmente, l'écart type des hauteurs crête-creux σ_H augmente puisque H est proportionnelle à σ_H . Ceci est montré sur la figure 3.26 sur laquelle nous avons tracé la distribution des hauteurs d'une houle simulée régulière pour différentes hauteurs crête-creux H de la houle. Par suite, d'après l'équation (1.55), le paramètre de Rayleigh R_a , caractérisant la rugosité de la surface, augmente. Alors le module du champ cohérent $\|\vec{E}\|_{cohrent}$ qui est proportionnel à $e^{-R_a^2}$ (Eq. (1.56)) diminue. D'où, lorsque la hauteur crête-creux augmente le module du champ cohérent diminue.

Sur la figure 3.28, nous présentons les modules des champs moyens en fonction de la hauteur crête-creux H de la houle, pour plusieurs angles d'incidence $\theta_i = 10^\circ, 20^\circ, 30^\circ$ et 40° . Nous observons des comportements différents de ce que nous avons observé sur la figure 3.25 (pour $\theta_i = 0^\circ$). En effet, le module du champ rétrodiffusé n'est pas toujours une fonction monotone décroissante en fonction de la hauteur crête-creux de la houle. Nous remarquons que ce module, dans certains cas, est plus important pour des hauteurs crête-creux de la houle plus petites comme par exemple le cas où l'inclinaison des antennes $\theta_i = 10^\circ$.

En effet, le module du champ rétrodiffusé n'est pas seulement une fonction décroissante des hauteurs crête-creux de la surface, cependant il est aussi une fonction croissante du nombre des pentes contribuant à la diffraction du champ incident dans la direction des antennes. Ainsi, pour un angle d'incidence θ_i donné, les pentes contribuant le plus à la rétrodiffusion sont telles que $p_i = -\tan \theta_i$. Par exemple, pour un angle $\theta_i = 10^\circ$, $p_i = -\tan \theta_i = -0.177$. Sur la figure 3.27, nous remarquons que le nombre de ces pentes est plus important pour la houle de hauteur crête-creux $H = 20$ cm que celui de la hauteur de hauteur crête-creux $H = 15$ cm qui est aussi plus important que celui pour $H = 10$ cm. A cela se rajoute l'effet du diagramme de rayonnement des antennes qui entraîne la contribution des pentes autres que $\pm \tan \theta_i$, où θ_i est l'angle d'inclinaison des antennes. L'effet des pentes contribuant dans l'augmentation du module du champ rétrodiffusé est illustré mathématiquement par l'équation (1.48) donnant le champ diffracté en zone lointaine par la surface illuminée. Nous remarquons, dans cette équation, la dépendance de l'équation du champ du produit scalaire de la normale \hat{n} à la surface et le vecteur \mathbf{k}_d donnant la direction de la diffusion.

Les figures 3.28 b, c et d correspondent aux angles d'inclinaison $\theta_i = 20^\circ, 30^\circ$ et 40° donc des pentes $p_i = -0.36, -0.57$ et -0.84 . Or sur la figure 3.27 nous observons qu'il n'y a aucune pente pour les hauteurs de houles considérées. Cependant, le champ moyen n'est pas nul, comme nous l'observons sur les figures 3.28 b, c et d, à cause de cet effet du diagramme de rayonnement.

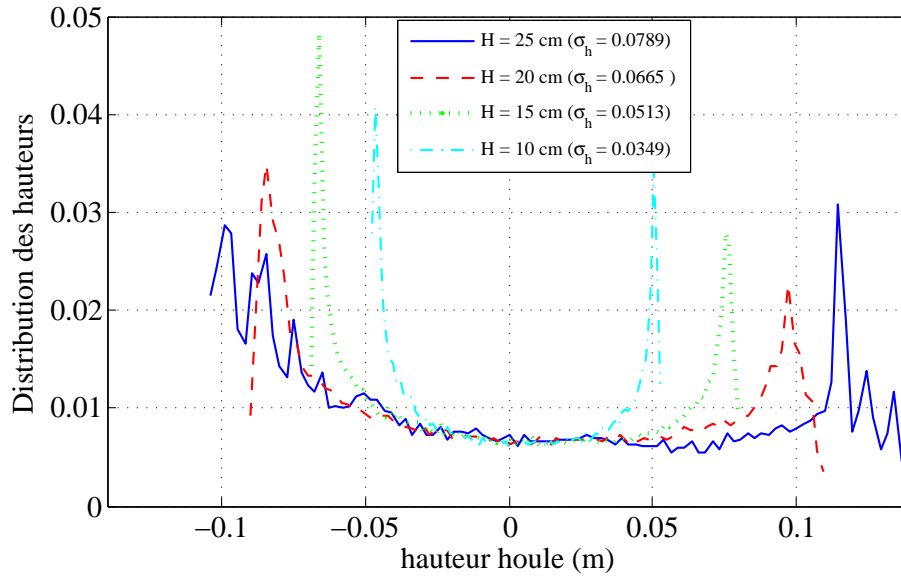


FIG. 3.26 – Distribution des hauteurs d’une houle régulière de période $L = 3.19$ m ($T = 1.43$ s), pour différentes hauteurs crête-creux.

3.5.1.c Réponse électromagnétique en fonction de la période de la houle

Sur la figure 3.29, nous avons tracé les courbes donnant le champ moyen, sur l’intervalle $[0; 70.1]$ secondes, en fonction de la période de la houle. Les antennes sont placées à une hauteur de 6 m de la surface du bassin avec une inclinaison nulle. Nous considérons alors deux houles de périodes respectives $T_1 = 1.43$ s ($f_1 = 0.7$ Hz, $L_1 = 3.19$ m) et $T_2 = 2$ s ($f_2 = 0.5$ Hz, $L_2 = 6.24$ m). Les résultats de simulation et ceux de l’expérimentation présentent une bonne similitude pour les différentes hauteurs crête-creux de la houle.

Le champ moyen décroît en fonction de la période de la houle. Ceci est attribué au fait que la fréquence de passage des creux de la houle qui contribuent à l’augmentation de la valeur moyenne du champ est plus grande pour une houle de période plus petite ($T_1 = 1.43$ s, $L_1 = 3.19$ m) que pour celle de la houle de période plus grande ($T_2 = 2$ s, $L_2 = 6.24$ m).

Afin d’illustrer ce raisonnement, nous considérons la figure 3.30 présentant deux houles de périodes $T_1 = 1.43$ s et $T_2 = 2$ s. Sur une longueur de 7 m de la surface, nous observons deux passages de creux de la houle de période T_1 (L_1) sous l’antenne, placée par exemple à $x = 5$ m, pour un seul passage de creux de la houle de période T_2 (L_2).

3.5.2 Réponse électromagnétique d’une houle irrégulière

Dans ce paragraphe nous présentons les comparaisons entre les résultats de simulations et ceux de mesures dans le cas d’une houle irrégulière. Le cas traité est celui d’une houle irrégulière de fréquence centrale $f_p = 0.7$ Hz ($T = 1.43$ s). Les résultats de simulations et de mesures seront présentés en fonction de la hauteur significative de la houle et de sa

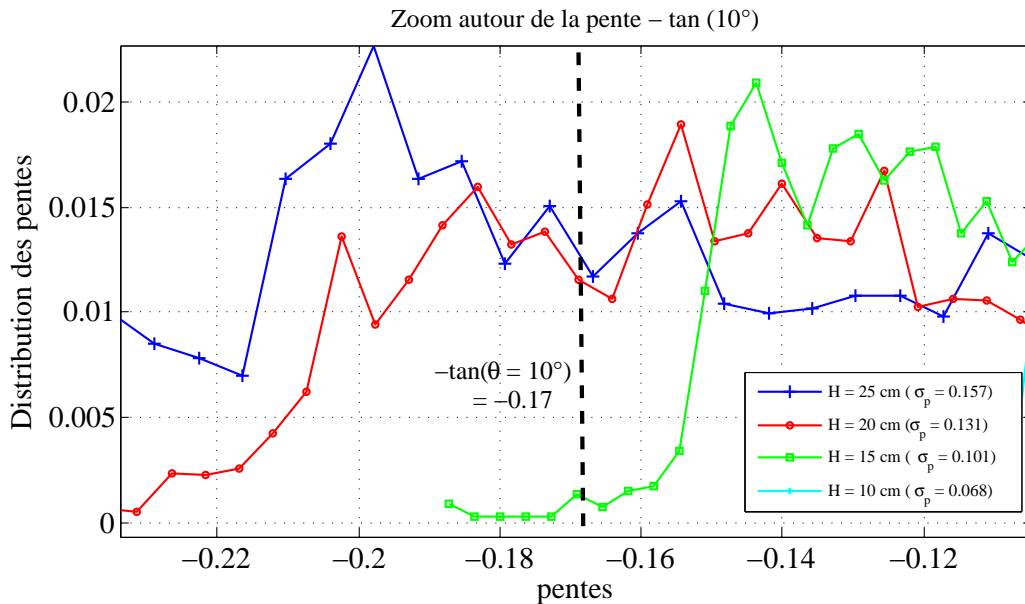
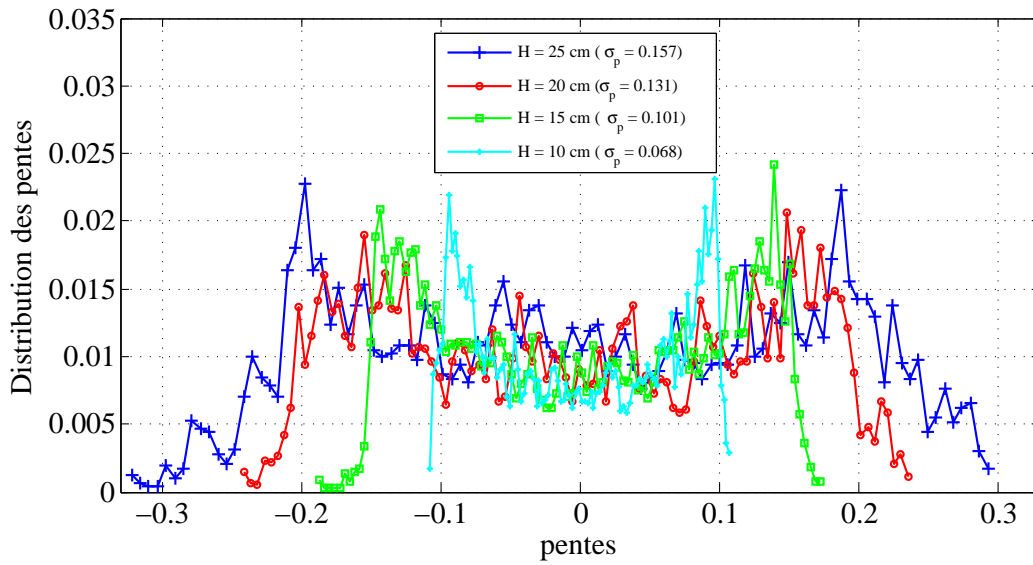


FIG. 3.27 – Distribution des pentes d’une houle régulière de période $L = 3.19 \text{ m}$ ($T = 1.43 \text{ s}$), pour différentes hauteurs crête-creux.

période. Nous ne disposons pas des mesures électromagnétiques sur des houles irrégulières en fonction de l’angle d’observation à cause du temps important dont nous aurions besoin pour faire des telles mesures. En effet, la durée d’une mesure électromagnétique pour une inclinaison quelconque des antennes est au minimum de 256 s afin de générer tout le spectre désiré de la houle (spectre de Bretschneider).

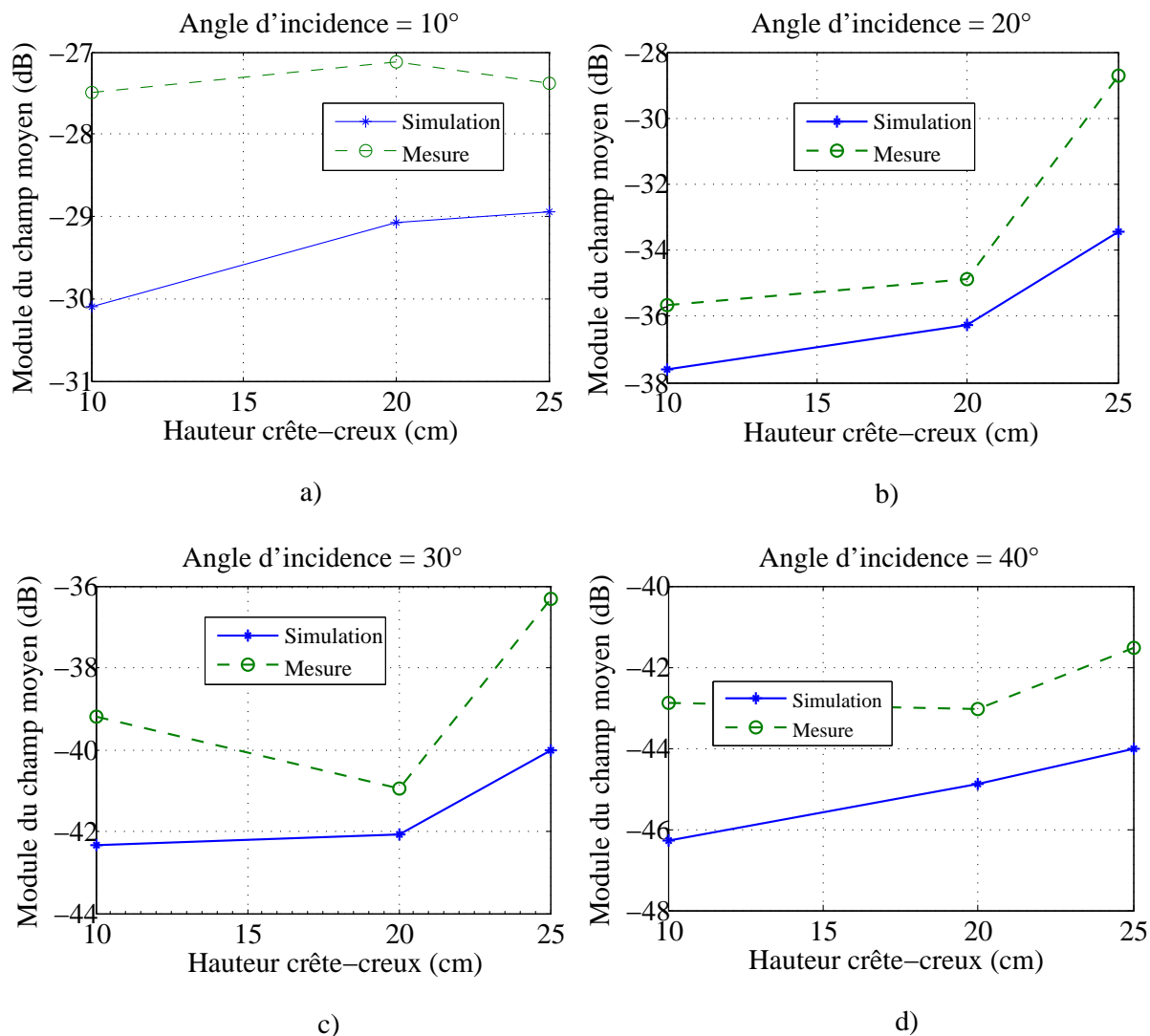


FIG. 3.28 – Module du champ moyen calculé par l'OP et mesuré par le diffusiomètre en fonction de la hauteur crête-creux pour plusieurs angle d'incidence : $L = 3.19$ m ($T = 1.43$ s).

3.5.2.a Réponse électromagnétique en fonction de la hauteur significative de la houle

La figure 3.31 représente les champs calculé et mesuré tracés en fonction de la hauteur significative d'une houle irrégulière de fréquence centrale $f_p = 0.7$ Hz ($T = 1.43$ s). Les antennes sont placées à une hauteur $h = 6$ m et avec une inclinaison $\theta_i = 0^\circ$.

Nous observons sur la figure une décroissance des modules du champ mesuré et calculé en fonction de la hauteur significative H_s de la houle. Ceci est attribué à l'augmentation de la rugosité en fonction de la hauteur significative de la houle (chapitre 1).

Nous remarquons que l'écart entre les résultats de simulation et de mesure augmente en fonction de la hauteur significative de la houle. Pour illustrer la raison de ce comportement nous avons tracé sur la figure 3.32 le coefficient de corrélation entre les surfaces

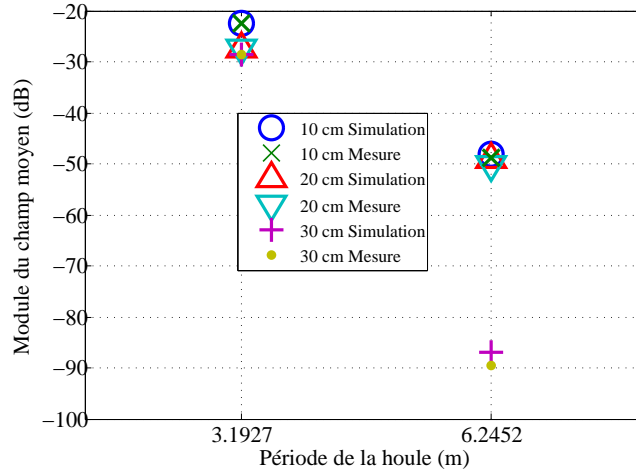


FIG. 3.29 – Module du champ moyen calculé par l’OP et mesuré par le diffusiomètre en fonction de la période de la houle pour plusieurs hauteurs de houle.

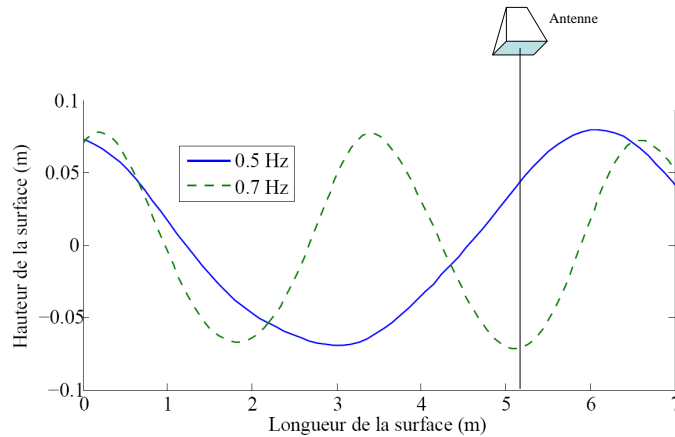


FIG. 3.30 – Fréquence de passage des creux pour deux houles : $T_1 = 1.43$ s ($f_1 = 0.7$ Hz) et $T_2 = 2$ s ($f_2 = 0.5$ Hz).

simulées et celles mesurées en fonction du temps. Nous apercevons une diminution de la corrélation entre les deux surfaces en fonction de la hauteur significative de la houle. Cette diminution est due au fait que la surface du bassin sera plus chahutée (plus perturbée) lors de la génération des vagues de hauteurs significatives de plus en plus importantes. Cette perturbation est due au phénomène non linéaire au niveau de la réflexion sur la plage absorbante, ainsi qu’au fossé existant entre le batteur et la surface libre du bassin [28]. L’écart entre les résultats de mesures et de simulations observé sur la figure 3.31 varie entre 0.2 dB et 1 dB. De tels écarts sont acceptables si on se réfère à la littérature où des écarts de 2 à 3 dB paraissent raisonnable pour des mesures électromagnétiques prises par des radars embarqués sur des satellites. Cependant, il était intéressant et plus réaliste de présenter le coefficient de corrélation pour des hauteurs de la surface données

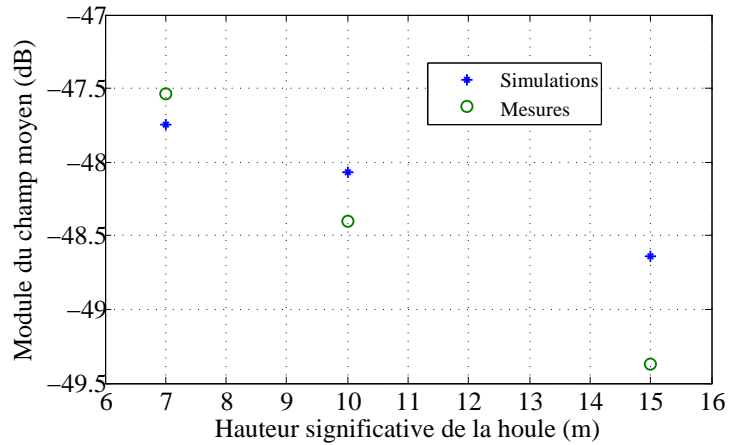


FIG. 3.31 – Module du champ moyen rétrodiffusé calculé par l’OP et mesuré en fonction de la hauteur significative de la houle : $f_p = 0.7$ Hz ($T = 1.43$ s), $\theta_i = 0^\circ$ et $h = 6$ m.

en fonction de l’abscisse du bassin, mais nous sommes limités par les données de la sonde qui ne fournit que des mesures temporelles à la position où elle est placée.

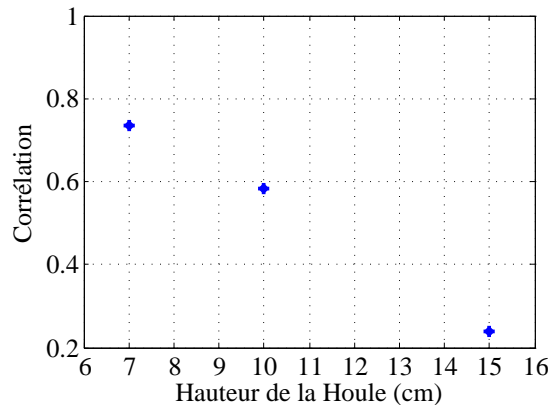


FIG. 3.32 – Coefficient de corrélation entre deux houles irrégulières simulée et mesurée en fonction de la hauteur significative de la houle H_s : $f_p = 0.7$ Hz ($T = 1.43$ s).

3.5.2.b Réponse électromagnétique en fonction de la période de la houle

De la même manière, nous présentons sur la figure 3.33 les résultats du champ calculé et mesuré, en fonction de la période de la houle ayant une hauteur significative $H_s = 15$ cm. Une bonne concordance est observée entre les résultats de simulations et ceux de mesures.

D’autre part le champ décroît en fonction de la période de la houle et ceci pour la même raison que dans le cas d’une houle régulière.

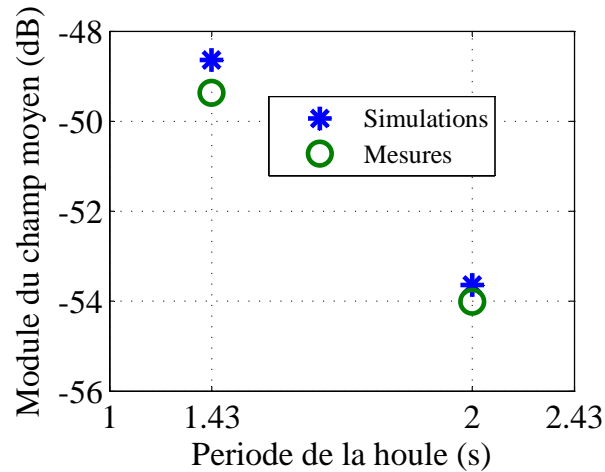


FIG. 3.33 – Module du champ moyen rétrodiffusé calculé par l’OP et mesuré en fonction de la hauteur significative de la houle : $f_p = 0.7$ Hz ($T = 1.43$ s), $\theta_i = 0^\circ$ et $h = 6$ m.

3.5.2.c Histogrammes du module du champ

Les figures 3.35 et 3.34 présentent les histogrammes des modules du champ moyen calculés par l’OP et mesurés par le diffusionmètre pour différentes hauteurs significatives d’une houle irrégulière. La fréquence centrale de la houle $f_p = 0.7$ Hz ($T = 1.43$ s). Les antennes sont situées à 6 m de la surface du bassin et leur inclinaison est nulle.

Les résultats du calcul présentent une bonne concordance avec ceux des mesures pour les

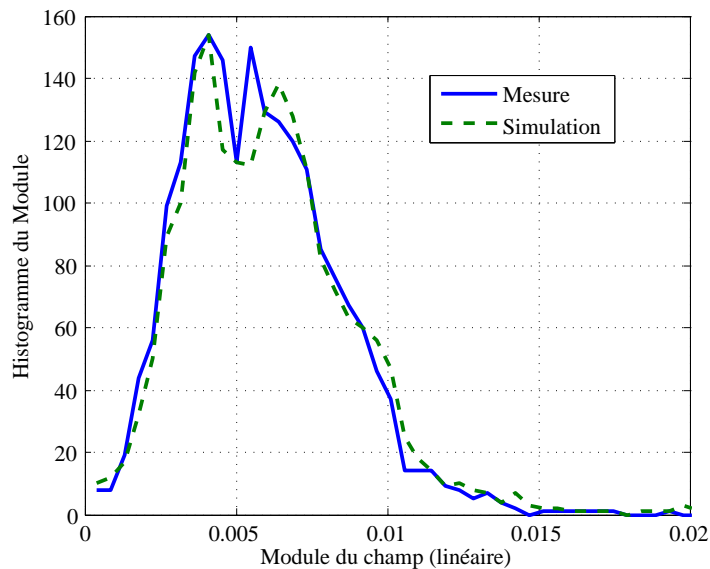


FIG. 3.34 – Histogrammes des modules du champ calculé et mesuré pour une houle irrégulière : $H_s = 7$ cm, $f_p = 0.7$ Hz ($T = 1.43$ s), $h = 6$ m et $\theta_i = 0^\circ$.

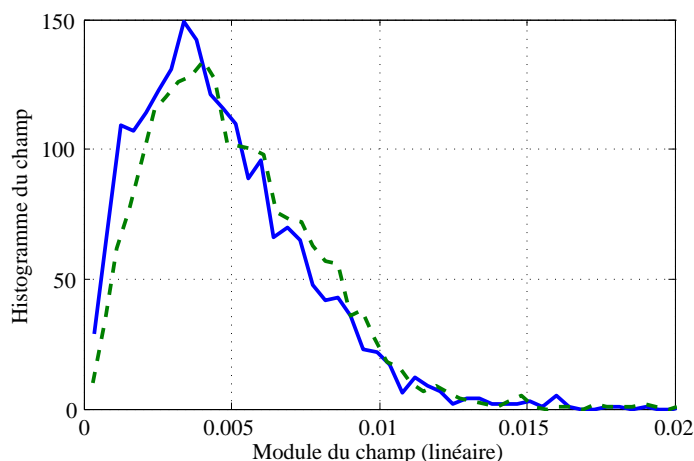


FIG. 3.35 – Histogrammes des modules du champ calculé et mesuré pour une houle irrégulière : $H_s = 15$ cm, $f_p = 0.7$ Hz ($T = 1.43$ s), $h = 6$ m et $\theta_i = 0^\circ$.

différentes hauteurs significatives des houles. Ceci permet d'assurer la validité de notre choix de la méthode asymptotique représentée par l'optique physique. Cependant nous attribuons la différence observée entre les résultats par la présence des vaguelettes se propageant à la surface du bassin qui ne sont pas prises en compte par le simulateur électromagnétique.

Une bonne concordance est observée entre les résultats du simulateur et ceux mesurés par le diffusiomètre sur le bassin de houle lorsque l'inclinaison des antennes est proche de 0 degré. Cependant, nous observons une différence entre les résultats lorsque l'angle d'incidence augmente. Cette différence est due à la présence des vaguelettes se propageant sur la surface libre du bassin. Il apparaît que l'effet de ces vaguelettes est de plus en plus important lorsque l'inclinaison des antennes augmente. Nous allons dans la suite reproduire les effets de ces vaguelettes théoriquement et nous présenterons un exemple de comparaison entre le champ calculé pour une houle régulière "perturbée" sur laquelle nous ajoutons des ondulations et celui mesuré par le diffusiomètre.

3.5.3 L'influence de l'ajout de perturbations de hautes fréquences à la houle sur sa réponse électromagnétique

Comme nous l'avons introduit, les houles traitées par le simulateur électromagnétique sont décrites par une simulation hydrodynamique du mouvement du batteur. Elles sont données sous forme d'une matrice $Z(t, x)$ donnant l'élévation de la surface à chaque position le long du bassin et dans un intervalle de temps de 70.1 secondes. Les simulations des houles données par $Z(t, x)$ ne tiennent pas compte des vaguelettes se propageant à la surface du bassin. Ces vaguelettes sont dues au fossé existant entre les volets du batteur

et la surface lorsqu'ils sont en mouvement et à la réflexion sur la plage absorbante. Il en résulte que les résultats du calcul du champ électromagnétique présentent une différence qui est particulièrement sensible dans certains des cas qui ont été présentés.

Les vaguelettes observées sur la surface du bassin sont caractérisées par de faibles amplitudes et de hautes fréquences par rapport aux houles se propageant à la surface du bassin. Elles sont modélisées donc par une sommation de surfaces sinusoïdales de faibles amplitudes et de hautes fréquences (3 - 20 Hz). Les fréquences de ces vaguelettes peuvent être déterminées à partir du calcul de la transformée de Fourier (FFT) des différentes mesures prises par la sonde S_2 .

Nous présentons sur la figure 3.36 trois houles simulée, perturbée et mesurée en fonction du temps. Les houles ont une hauteur crête-creux $H = 25$ cm une période $L = 3.19$ m ($T = 1.43$ s).

Sur la figure 3.37, nous présentons les réponses électromagnétiques mesurée (a) et calculée pour une houle régulière sans et avec perturbation (respectivement en (b) et (c)) en fonction du temps et entre les instants 30 et 60 secondes. Sur la figure 3.37, nous observons

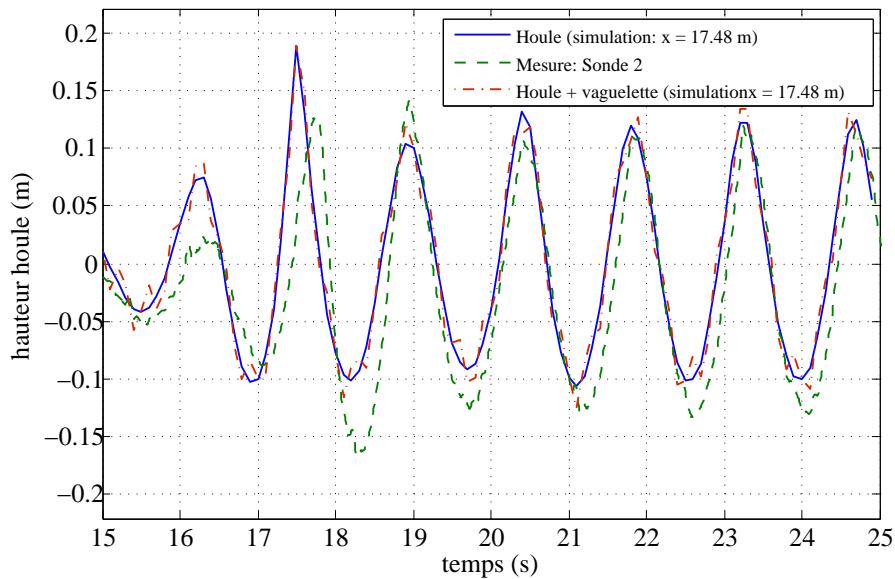


FIG. 3.36 – Houles régulières simulée, perturbée et mesurée : $H = 25$ cm et $L = 3.19$ m ($T = 1.43$ s).

toujours deux niveaux de maxima, les plus grands sont de l'ordre de 0.015 correspondant à la contribution d'un creux et les plus petites de l'ordre de 0.005 correspondant à la contribution d'une crête. Les courbes donnant les résultats de calcul pour la houle perturbée (c) sont plus chahutées que celles pour une houle non perturbée (b). Ainsi les résultats d'une houle simulée perturbée sont plus cohérents avec ceux issus de la mesure (a). Cependant, nous observons que les pics du champ mesuré (a) et calculé pour une houle perturbée (c) ne se situent pas au même endroit et ceci parce que les vaguelettes de l'expérimentation

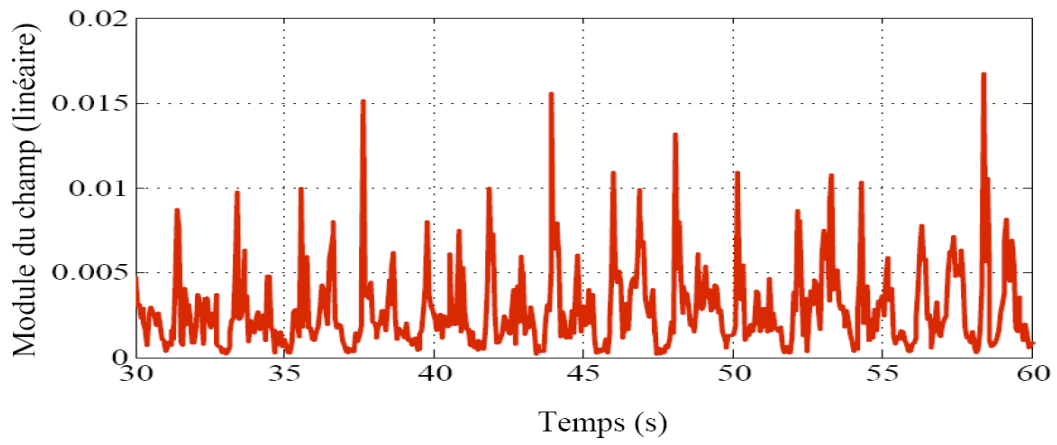
ne sont pas forcément situées au même endroit que celles modélisées. Par contre nous retrouvons la même allure pour les deux courbes (mesures en (a) et simulation (c)).

3.6 Conclusion

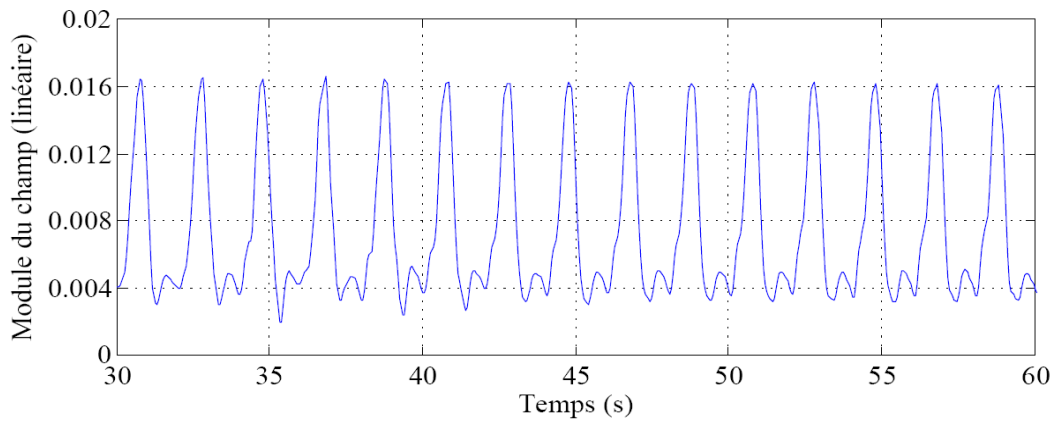
Dans ce chapitre, nous avons présenté les résultats du simulateur électromagnétique que nous avons développé durant le travail de la thèse et qui calcule la réponse électromagnétique des houles contrôlées de types régulière et irrégulière. Le calcul est fait par l'approximation de l'optique physique et la méthode des moments en fonction des caractéristiques de la houle (hauteur crête-creux et périodes) et l'angle d'observation des antennes colocalisées. Ces deux méthodes présentent une bonne concordance dans l'intervalle des angles d'inclinaison des antennes entre -40° et 40° . Nous citons quelques conclusions tirées de ce chapitre :

Avant tout, le module du champ croît en fonction de la fréquence de la houle et il décroît en fonction de la distance crête-creux et de l'angle d'observation des antennes.

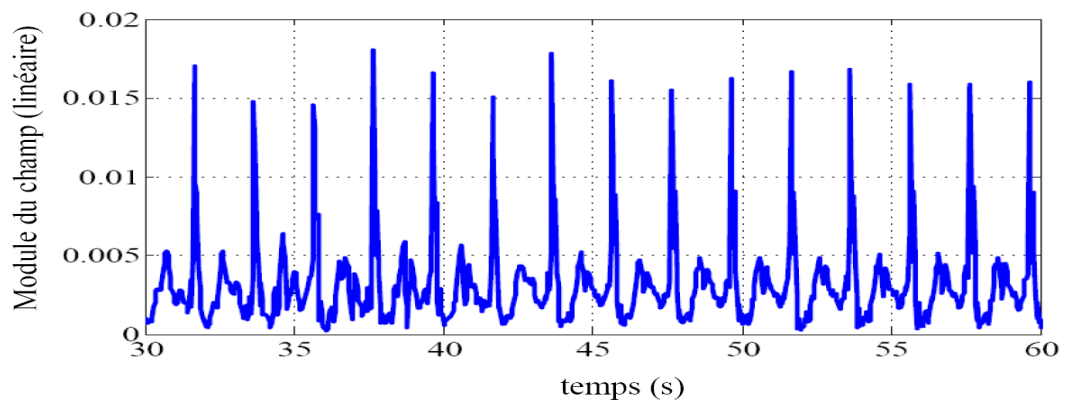
D'autre part, les résultats de calcul par l'OP des réponses électromagnétiques des différentes houles en fonction du temps sont comparés avec ceux de mesures sur le bassin de houle. Des bonnes concordances sont observées pour une inclinaison des antennes autour de zéro degré. L'écart entre les différents résultats pour des inclinaisons d'antennes plus grandes est attribué à la présence des vaguelettes dues aux effets des intervalles existant entre les volets du batteur et à la réflexion sur la plage absorbante qui ne sont pas pris en compte initialement dans le simulateur. Ces effets affectent la réponse électromagnétique de la houle. Pour cela, ces effets ont été intégrés dans le simulateur comme des sinusoides de faibles amplitudes et hautes fréquences que nous ajoutons sur les houles simulées ; les nouveaux résultats de calcul présentent plus de cohérence avec ceux de mesure par rapport aux résultats pour des houles traitées en absence de cette perturbation. Le cas traité est pour une inclinaison des antennes nulle. Il serait intéressant de traiter les cas pour lesquels les inclinaisons sont non nulles et tracer ensuite le champ moyen calculé pour une surface perturbée en fonction des angles d'inclinaison comme nous l'avons fait pour une houle régulière non perturbée et comparer ensuite les résultats de simulation avec la mesure. Dans ce cas, nous nous attendons à une similitude plus forte que celle entre les résultats de simulation électromagnétique pour une houle non perturbée et les mesures.



(a)



(b)



(c)

FIG. 3.37 – Module des champs calculés par l'OP pour une surface régulière mesurée (a), simulée sans perturbation (b) et simulée avec perturbation (c) : $H = 25$ cm, $L = 3.19$ m ($T = 1.43$ s), $\theta_i = 0^\circ$ et $h = 6$ m.

Conclusion et Perspectives

Dans ce mémoire, nous nous sommes intéressés à la diffusion des ondes électromagnétiques par la surface de la mer. Il s'agit de proposer un modèle simple adapté à l'étude des surfaces de mer présentant des houles régulières et irrégulières. Aussi, de valider des modèles électromagnétiques de diffusion par une surface rugueuse en les confrontant à des résultats expérimentaux.

Il est difficile de connaître avec certitude les conditions des expériences en milieu naturel. C'est pourquoi un banc de caractérisation a été mis en oeuvre sur le bassin de houle du laboratoire de Mécanique des Fluides de l'École Centrale de Nantes. Notre contribution a été de développer un simulateur qui calcule la réponse électromagnétique d'une houle, définie par son spectre à partir du mouvement du batteur la générant, puis de comparer les résultats de simulation avec ceux de l'expérimentation dans le bassin de houle.

Dans le premier chapitre, nous avons présenté les différents outils de modélisation permettant de résoudre le problème de la diffusion électromagnétique par une surface. Ce chapitre nous a permis d'introduire les caractéristiques électromagnétiques des antennes d'émission et de réception utilisées. Dans le cadre de la résolution numérique du problème, nous avons introduit l'équation de l'onde incidente émise par les antennes, les équations intégrales et les méthodes de résolution de ces équations. Les méthodes que nous avons choisies se basent sur l'approximation de l'optique physique (OP) et la méthode des moments (MmM). Le champ diffracté en zone lointaine par une surface rugueuse est aussi présenté et son calcul se base sur l'équation du Radar, également introduite. Enfin, la surface est décrite. Les surfaces étudiées sont à variation unidimensionnelle, avec soit des houles régulières, caractérisées par une amplitude (demi hauteur crête-creux) et une longueur d'onde, ou bien irrégulières suivant le spectre de Bretschneider, caractérisées par une hauteur significative et une fréquence centrale qui est la fréquence pic du spectre.

Dans un deuxième chapitre nous nous sommes focalisés sur la conception de l'expérimentation sur le bassin de houle dans le cadre du projet DIMBAHO (DIfusiomètre Micro-onde sur BAssin de HOule). Dans ce chapitre, nous avons introduit les différents dispositifs de mesures hyperfréquence et de mesure de la hauteur de la surface. Ensuite, les géométries des antennes de l'expérimentation et leurs dimensions sont présentées. A partir de ces

grandeurs, nous avons calculé le gain et le diagramme de rayonnement de ces antennes. Enfin, le batteur et la plage absorbante du bassin sont présentés dans le but de déterminer l'élévation de la houle générée dans le bassin. En effet, à partir du mouvement du batteur décrit mathématiquement, les hauteurs des houles sont déterminées en considérant une plage absorbante à l'extrémité du bassin opposée au batteur. Cependant les élévations des hauteurs simulées à partir du mouvement du batteur présentent une différence par rapport à celles mesurées par les sondes dans le bassin. Cette différence est attribuée à la réflexion de la vague sur la plage absorbante qui n'est pas idéale et aux interstices entre les différents volets du batteur.

Dans le troisième chapitre nous avons présenté le simulateur électromagnétique que nous avons développé. Ce simulateur calcule la réponse électromagnétique des houles régulières et irrégulières générées dans le bassin. Il couple à la fois des aspects électromagnétiques (modèles de diffusion et caractéristiques des antennes) et hydrodynamiques (caractéristiques de la houle).

Au début, une description des simulations est présentée dans le but de caractériser les différents paramètres d'entrée du simulateur, ainsi que les méthodes de calcul utilisées dans ce dernier. La comparaison des résultats de la méthode de l'OP et de la MdM nous a permis de valider la méthode approximative grâce à la méthode rigoureuse.

Ensuite, nous avons étalonné le simulateur électromagnétique en comparant la réponse électromagnétique simulée avec l'OP et la réponse électromagnétique mesurée dans le cas d'une surface de bassin calme. Nous avons alors introduit le coefficient de calibration qui prend en compte les pertes de liaison entre les antennes et l'analyseur vectoriel.

La réponse électromagnétique d'une surface régulière est ensuite étudiée en fonction des différents paramètres : les angles d'observation des antennes, la période et l'amplitude de la houle. Un bon accord est observé entre les résultats de simulation calculés par l'OP et ceux issus de l'expérimentation. La différence entre les résultats de simulation et ceux de mesure est attribuée à la différence entre les surfaces générées employées dans notre simulateur et celles qui existent réellement sous les antennes, à l'instant des prises de mesure. En effet, plusieurs éléments contribuent à cette différence. Citons l'effet des interstices entre les volets du batteur et la réflexion sur la plage absorbante non idéale qui créent des vaguelettes de hautes fréquences et de faibles amplitudes. La présence de ces vaguelettes crée une différence entre les champs calculé et mesuré. Nous avons donc cherché à recréer une surface qui soit similaire à celle existant dans le bassin en générant des vaguelettes que nous assimilons à des fonctions sinusoïdales à faibles amplitudes et hautes fréquences. Nous remarquons alors une amélioration de la similitude entre les réponses électromagnétiques mesurée et simulée.

Une perspective à court terme consiste à étudier l'influence des vaguelettes (somme de sinusoïdes), perturbant la surface du bassin, sur la réponse électromagnétique des houles

régulières et irrégulières ainsi qu'à mener des études statistiques sur les résultats de simulations de la réponse électromagnétique d'une houle à variation unidimensionnelle. A partir de ces études, nous pourrions définir un modèle théorique du champ qui présente les statistiques faites et entreprendre des analyses paramétriques plus détaillées.

Plus tard, il serait intéressant d'étudier aussi la réponse électromagnétique de la houle pour une configuration bistatique (les antennes ne sont plus colocalisées). En effet, ce cas présente la possibilité de positionner l'émetteur et le récepteur à volonté, ce qui permet d'explorer des configurations de réflexion permettant d'augmenter le volume d'informations disponibles sur la houle. Des expériences en bistatique sont prévues dans un avenir proche.

Aussi, il semble possible d'étendre l'étude au cas d'une surface bidimensionnelle (problème 3D) pour une configuration monostatique des antennes. Ce cas est plus général et représente mieux la surface du bassin pour le cas des houles irrégulières se propageant dans la direction du plan du dispositif hyperfréquence. En effet, contrairement à la houle régulière, la houle irrégulière est multidirectionnelle, représentant mieux la réalité.

De la même manière nous proposons d'étudier le cas du problème 3D (surface bidimensionnelle) pour une configuration bistatique afin d'avoir une banque d'information plus importante que pour le cas monostatique.

Bibliographie

- [1] Lord Rayleigh. On the dynamical theory of grating. *Proc. R. Soc. Lon. A*, 79 :399–416, 1907. [1](#), [6](#)
- [2] Lord Rayleigh. *Theory of sound*. Dover Publ., 1976. [1](#), [6](#)
- [3] G.Voronovich. Small-slope approximation for electromagnetic wave scattering at a rough interface of two dielectric half-space. *Waves Random Media*, 1994. [1](#)
- [4] J.A.Kong L.Tsang and K.H. Ding. Scattering of electromagnetic waves : Theories and applications. *John Wiley and Sons*, 2000. [1](#)
- [5] T.M.Elfouhaily and C.A. Guérin. A critical survey of approximate scattering wave theories from random rough surfaces. *Waves Random Media*, 14 :1–10, 2000. [1](#)
- [6] W. J. Pierson and L. Moskowitz. A proposed spectral form for fully developed wind seas based on the similarity theory of s. a. kitaigorodskii. *Geophysics*, 69(6) :5181–5190, 1964. [6](#)
- [7] Constantine A. Balanis. *Antenna Theory, third edition, Analysis and design*. John Wiley and Sons, Inc., New York, USA, third edition edition, 1982. [6](#), [7](#), [8](#), [10](#), [11](#), [24](#)
- [8] Paul F. Combes. *Microondes*. DUNOD, Paris, 1997. [8](#)
- [9] N. Dechamps. *Méthodes Numériques appliquées au calcul de la diffusion d'une onde électromagnétique par des interfaces rugueuses*. PhD thesis, Univ. Ecole polytechnique de l'université de Nantes - Nantes, 2004. [13](#), [14](#), [19](#), [51](#)
- [10] C. Bourlier. *Diffraction électromagnétique par des obstacles*, 12 2009. Notes de cours de Master REcherche. [14](#), [20](#), [41](#)
- [11] K. H. Ding L. Tsang, J. A. Kong and C. O. Ao. *Scattering of electromagnetics waves : numerical simulations*, volume 2. Wiley Series on remote Sensing, 2001. [15](#), [21](#)
- [12] K. H. Ding L. Tsang, J. A. Kong and C. O. Ao. *Scattering of electromagnetic waves : numerical simulations*. Wiley-Interscience, 2001. [15](#), [19](#)
- [13] F. Harrington. Field computation by moment methods. *IEEE Press, Piscataway , NJ*, 1993. [15](#)
- [14] F. Harrington. Field computation by moments methods. *IEEE Press, Piscataway, NJ*, 1993. [19](#)
- [15] L. Tsang and J. A. Kong. Scattering of electromagnetic waves in advances topics. *John Wiley and Sons, New York*, 2001. [19](#)

- [16] G. A. Deshamps. The gaussian beam as a bundle of complex rays. *Electron.Lett.*, 7(23) :684–685, 1971. [19](#)
- [17] M. Saillard and D. Maystre. Scattering from random rough surface : a beam simulation method. *J. Opt.*, 19 :173–176, 1988. [19](#)
- [18] E. I. Thorsos. The validity of the kirchoff approximation for rough surface scattering using a gaussian roughness spectrum. *J. Acoust. Soc.Am*, 83 :78–92, 1988. [19](#)
- [19] Marc A. Donelan and JR. Willard J. Pierson. Radar scattering and equilibrium ranges in wind-generated waves with application to scatterometry. *Journal of Geophysical Research*, 92 :4971–5029, 1987. [19](#)
- [20] T. Senior and V. Liepa. Backscattering from tapered resistive strips. *Antennas and propagation IEEE Transaction on [legacy, pre-1988]*, 32(7) :747–751, 1984. [20](#)
- [21] R. haupt and V. Liepa. Synthesis of tapered resistive strips. *Antennas and propagation IEEE Transaction on [legacy, pre-1988]*, 35(11) :1217–1225, 1987. [20](#)
- [22] Katsaros K Elfouhaily T, Chapron B and Vandemark D. A unified directional spectrum for long and short wind-driven waves. *J. Geophys*, 102(79) :781–15, 1997. [28](#)
- [23] D. Hinsinger. Modélisation et animation de la mer en temps réel. Master’s thesis, Laboratoire GRAVIR, 06 2001. [28](#), [29](#), [30](#)
- [24] W. J. Pierson and L. Moskowitz. A proposed spectral from for fully developed wind seas based on the similarity theory of s. a. kitaigorodskii. *J. Geophys*, 69 :5181–5190, 1964. [31](#)
- [25] S. Loin N. Déchamps F.Poulain, N. de Beaucoudrey. Diffusiomètre micro-ondes sur bassin de houle : banc de caractérisation monostatique. In *JNM 2007 : XVes Journées Nationales MicroOndes*, 05 2007. [37](#)
- [26] S. Loin N. Déchamps J.M. Rousset F. Poulain, N. de Beaucoudrey. Expérimentation sur bassin de houle d’un diffusiomètre micro-ondes monostatique. In *Innovations dans les techniques pour l’observation des côtes et des océans : senseurs, modélisation et systèmes*, 06 2007. [37](#)
- [27] N. Pinel. *Etude de modèles asymptotiques de la diffusion des ondes électromagnétiques par des interfaces naturelles - Application à une mer recouverte de pétrole-*. PhD thesis, univ. Nantes, Nantes, 2006. [41](#), [80](#)
- [28] F. Bonnefoy. *Modélisation expérimentale et numérique des états de mer complexes*. PhD thesis, Ecole Centrale de Nantes et univ. Nantes - Nantes, 2005. [42](#), [43](#), [44](#), [54](#), [55](#), [56](#), [57](#), [87](#)
- [29] Y. Brelet. *Diffusion des ondes électromagnétiques par une surface rugueuse monodimensionnelle sous incidences modérées et rasantes. Application au domaine maritime*. PhD thesis, univ. Nantes, Nantes, 2008. [81](#)

Résumé en français

Cette thèse s'inscrit dans le contexte de l'étude de la diffusion électromagnétique par une houle contrôlée. L'écho radar monostatique d'une houle générée dans un bassin de houle est étudié expérimentalement et théoriquement. La réponse électromagnétique de la houle dépend de sa forme, de ses caractéristiques diélectriques et des caractéristiques des antennes. Des comparaisons sont réalisées entre des données expérimentales, issues d'un diffusiomètre monostatique, et des résultats de simulation de modèles électromagnétiques, basés sur l'approximation de l'optique physique (asymptotique) et la méthode des moments (rigoureuse). Les houles traitées par le simulateur sont données à partir de la simulation du mouvement du batteur. Le bon accord, observé entre les résultats de calcul par les deux méthodes, permet de valider l'OP. Aussi, Un assez bon accord est observé entre les résultats théoriques et les mesures du champ. La différence observée est due à la présence des vaguelettes qui se propagent sur le bassin expérimental et qui ne sont pas prise en compte dans les simulations des houles. Ces vaguelettes sont dues à la réflexion sur la plage absorbante non idéale et aux intervalles existant entre les volets du batteur. Par suite, les vaguelettes observées sur la surface du bassin, sont modélisées et ajoutées sur l'exemple d'une houle régulière déjà étudiée. La réponse électromagnétique calculée de la houle régulière perturbée est plus cohérente avec celle issue de la mesure.

Titre et résumé en Anglais

MICROWAVE SCATTEROMETER TO CHARACTERIZE THE ELECTROMAGNETIC RESPONSE OF A CONTROLLED SWELL IN A WAVE TANK

In this work we focused on the electromagnetic wave scattering by a controlled swell. The microwave signal backscattered by a controlled swell in a wave basin is studied both theoretically and experimentally. The electromagnetic response of such a surface depends on its shape, its dielectric characteristics, and antennas characteristics and positions. Measurements acquired with a monostatic microwave scatterometer installed above a wave basin, in which regular and irregular waves are generated, are compared with simulation results obtained from two electromagnetic models, based on the Physical Optics approximation (PO) and the Method of Moments (MoM). The swells studied by the electromagnetic simulator are given by the paddle movement simulation. From both methods, a good agreement is observed between the results. Also, a good agreement is observed between theoretical and experimental results around the inclination angle 0° . Nevertheless, a difference is observed between results for highest angles. This is due to the propagation of short ripples on top of the desired long waves. Those ripples are generated both by the gaps existing between the wavemaker paddles and by the beach located at the end of the wave tank, where waves break in order to avoid reflection. These short ripples are modeled and added to an example of a regular surface. For regular surfaces with additional ripples, better agreement is then observed between the results.

Mots clés : Echo radar monostatique, Surface rugueuse, Diffusion électromagnétique, Houles régulières et irrégulières, Diffusiomètre micro-ondes, Optique Physique, Méthode des moments.

Discipline : Electronique

