



HAL
open science

Gain des antennes et réflectivité des cibles en ondes de surface

Quentin Herbette

► **To cite this version:**

Quentin Herbette. Gain des antennes et réflectivité des cibles en ondes de surface. Electromagnétisme. Sorbonne Université, 2021. Français. NNT : 2021SORUS250 . tel-03605564

HAL Id: tel-03605564

<https://theses.hal.science/tel-03605564>

Submitted on 11 Mar 2022

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

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



École doctorale n° 391 : Sciences mécaniques, acoustique, électronique et robotique de Paris

Rapport de Thèse

pour obtenir le grade de docteur délivré par

Sorbonne Université

Spécialité doctorale “Électronique”

présentée et soutenue publiquement par

Quentin HERBETTE

le 03 décembre 2021

Gain des antennes et réflectivité des cibles en ondes de surface

Directeur de thèse : **Marc HÉLIER**

Co-encadrants de thèse : **Muriel DARCES, Stéphane SAILLANT, Florent JANGAL**

Jury

Mme Valérie Vigneras,	Professeur, INP Bordeaux	Rapporteur
Mme Geneviève Mazé-Merceur,	Directeur de Recherche, CEA-CESTA	Rapporteur
Mme Hélène Roussel,	Professeur, Sorbonne Université	Examinatrice
M. Régis Guinvarc’h,	Professeur, CentraleSupélec	Examinateur
M. Philippe Pouliguen,	Responsable de domaine scientifique, AID	Examinateur
M. Florent Jangal,	Responsable d’études, DGA	Examinateur
M. Gilbert Auffray,	Chef d’unité, ONERA	Examinateur
M. Marc Hélier,	Professeur, Sorbonne Université	Examinateur
Mme Muriel Darces,	Maitre de Conférence, Sorbonne Université	Invitée
M. Stéphane Saillant,	Ingénieur, ONERA	Invité
M. Alain Reneix,	Directeur de Recherche CNRS, XLIM	Invité

Table des matières

1	Introduction	4
1.1	Contexte	4
1.1.1	Intérêt des radars HF	4
1.1.2	Radars à ondes de ciel	6
1.1.3	Radars à ondes de surface	8
1.2	Travaux précédents	10
1.3	Objectifs de la thèse	15
1.4	Contenu de ce manuscrit	15
2	Caractérisation d’antennes HF en extérieur par mesures en champ proche	18
2.1	Introduction	18
2.2	Solution technique	20
2.2.1	Synchronisation émission-réception	20
2.2.2	Sonde de champ proche	24
2.2.3	Drone utilisé et positionnement par GPS	26
2.2.4	Charge utile développée	28
2.3	Caractérisation d’un monopôle à 13.5 MHz	31
2.4	Caractérisation d’une structure métamatériau adaptée à la bande HF	37
2.4.1	Mesure à l’échelle 1/100	37
2.4.2	Mise en œuvre du système en HF	40
2.4.3	Résultats et comparaisons à des simulations	43
2.4.4	Évaluation du gain à partir de mesures radars	52
2.5	Limitation du système	55
2.6	Conclusion	56
3	Surface Équivalente Radar	58
3.1	Introduction	58
3.2	Propagation en ondes de surface	63
3.2.1	État de l’art	63
3.2.2	Comparaison de trois modèles de propagation	68
3.2.3	Effet de l’état de mer	76
3.2.4	Effet de la variation de l’indice de réfraction atmosphérique	78
3.2.5	Conclusion	78
3.3	Adaptation de la Surface Équivalente Radar à la propagation en ondes de surface	81
3.3.1	Application de la définition classique de la SER pour une propagation en ondes de surface	81
3.3.2	Modification de la formulation de la SER	83
3.3.3	Modélisation et caractérisation de cibles navales	88
3.3.4	Conclusion	93

3.4	Intégration dans l'équation radar	94
3.4.1	Adaptation de l'expression du gain des antennes à la propagation en ondes de surface	94
3.4.2	Simulation et application à l'équation radar	98
3.4.3	Conclusion	101
3.5	Conclusion	102
4	Perspective : Évaluation de la SER d'une cible navale par transformée champ proche-champ lointain	103
4.1	Introduction	103
4.2	Évaluation du champ diffracté à grande distance par transformée champ proche-champ lointain	104
4.3	Conclusion	112
	Conclusion générale	114
	Listes des publications	117
	Annexes	119
A	Mesures complémentaires réalisées sur le métamatériau en HF	120
B	Formules de Bannister	123
C	Applications des formules de Bannister pour différentes fréquences	127
D	Applications du modèle de Rotheram pour différentes fréquences	130
E	Applications de l'équation parabolique pour différentes fréquences	132
F	Répartition du champ incident en fonction de l'état de mer selon la fréquence	135
G	Influence de la partie immergée de la coque des bateaux	137
H	Formule complète de compensation pour la variation du champ	140
I	Calcul de la SER σ_{SW} pour un bateau de pêche à 4 fréquences différentes	142
	Bibliographie	142

Chapitre 1

Introduction

1.1	Contexte	4
1.1.1	Intérêt des radars HF	4
1.1.2	Radars à ondes de ciel	6
1.1.3	Radars à ondes de surface	8
1.2	Travaux précédents	10
1.3	Objectifs de la thèse	15
1.4	Contenu de ce manuscrit	15

1.1 Contexte

1.1.1 Intérêt des radars HF

L'utilisation opérationnelle des radars HF (3-30 MHz) débute dans les années trente, et sera amplifiée lors de la Seconde Guerre mondiale. Un célèbre système de défense aérienne exploitant des radars de ce type est la « Chain Home Type 1 » mise en place par les britanniques [1]. Ce système fonctionnait principalement dans la partie haute de la bande HF (20-30 MHz) et permettait la détection des avions de la Luftwaffe pénétrant leur espace aérien. Cette innovation technologique a grandement aidé à la victoire des Alliés lors de la bataille d'Angleterre. Cependant, l'utilisation de la bande HF était surtout justifiée par les limites technologiques de l'époque et n'était pas orientée vers l'exploitation de ses capacités « transhorizon » (qui permettent de détecter des cibles placées loin derrière l'horizon radioélectrique). En effet, la technologie du klystron et du magnétron, permettant l'utilisation de la partie la plus haute du spectre électromagnétique, était encore peu répandue à l'entrée en guerre.

Au sortir de la Seconde Guerre mondiale, le développement des programmes américain et soviétique de missiles balistiques lors de la guerre froide a eu pour conséquence d'accroître la demande en radar de veille de longue portée. L'exploitation des capacités transhorizon des radars HF a alors débuté. Les Américains souhaitaient déployer un ra-

dar de ce type en Turquie pour couvrir l'ouest de l'URSS : le Cobra Mist sera finalement déployé en Angleterre pendant moins d'une dizaine d'années à cause de nombreux problèmes techniques. Un des systèmes les plus célèbres exploitant la bande HF est le Duga-1 (figure 1.1), un radar quasi-monostatique installé près de Tchernobyl, en Ukraine, qui a été utilisé jusqu'à l'effondrement du bloc soviétique.



FIGURE 1.1 – Partie du récepteur du Duga-1 @Buzzly

Avec l'apaisement des tensions à la sortie de la guerre froide et la mise en place de constellations de satellites pour les systèmes d'alerte précoce [2], les investissements des leaders américains et russes dans la production de radars transhorizon diminuèrent fortement. Cependant certains pays, au vu des coûts prohibitifs de développement et de mise en orbite des systèmes satellitaires, ont continué le développement de radars transhorizon, notamment la Chine qui emploie un nombre élevé de ces radars pour la surveillance de la mer de Chine [3]. Le contrôle des espaces maritimes est une cause importante de l'utilisation actuelle des radars transhorizon.

En effet, bien que le contrôle des ressources marines et sous-marines jusqu'à 200 milles marins (370 km) ait déjà été mis en place par certains États, il a fallu attendre 1982 et l'article 55 de la Convention des Nations Unies sur le droit de la mer pour voir l'apparition de la base juridique internationale de la Zone Économique Exclusive (ZEE). Les articles encadrant la ZEE stipulent que l'État côtier possède des droits souverains aux fins d'exploration, d'exploitation et de conservation des ressources naturelles, biologiques ou non, des eaux, fonds marins et sous-sols concernés dans la limite de 200 milles marins (370 km) au-delà de ses côtes (figure 1.2). La surveillance de ces zones est un enjeu important pour tous les pays, et particulièrement ceux possédant de grandes surfaces côtières et donc de grandes ZEE. En effet, ces territoires peuvent faire face à des actes malveillants comme la pêche illégale, des actes de piraterie ou encore de la contrebande de biens ou de l'immigration illégale. Aujourd'hui encore, la majorité de la surveillance de ces zones est réalisée grâce à des avions, des navires ou des systèmes placés sur des satellites, des moyens radars micro-ondes, etc. Cependant, la zone de surveillance de ces moyens est limitée, environ 10 000 km² contre approximativement 100 000 km² pour les radars à ondes de surface, et leurs coûts combinés sont importants.

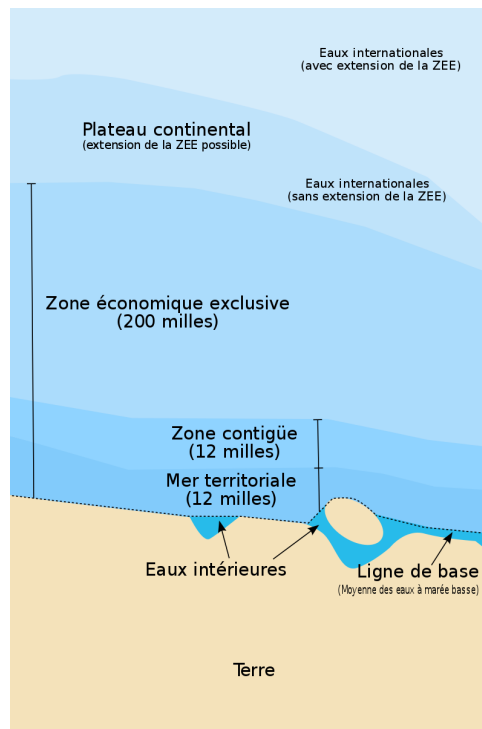


FIGURE 1.2 – Délimitation de la zone économique exclusive @Wikipedia

Cet enjeu de surveillance à grande échelle étant primordial pour de nombreux pays possédant une ligne de côte importante et sous tension, notamment la France qui possède la deuxième Zone Économique Exclusive au monde en termes de surface, les recherches sur les radars transhorizon sont importantes. Plusieurs démonstrateurs de ces radars, utilisant la bande HF, ont été conçus par l’Onera. D’autres domaines d’application, notamment l’océanographie et l’anti-furtivité, ont contribué au développement des radars HF. On peut classer les radars transhorizon suivant deux familles.

1.1.2 Radars à ondes de ciel

La première famille regroupe les radars HF à ondes de ciel (par exemple le Duga-1). Ils utilisent la propriété qu’a l’ionosphère de réfléchir les ondes électromagnétiques d’une fréquence contenue dans la bande HF, entre 3 et 30 MHz. L’ionosphère est définie comme la partie ionisée de la haute atmosphère, qui correspond à la zone comprise entre environ 60 et 1000 km d’altitude. La présence de particules chargées est due à la photo-ionisation engendrée par le rayonnement solaire. La structure et les propriétés de l’ionosphère sont donc fortement dépendantes de l’activité solaire et des particules présentes selon l’altitude. On divise l’ionosphère en trois couches : D, E et F. La couche F, en journée, est divisible en deux sous-couches : F1 et F2. La différenciation des couches est réalisée par l’altitude et la densité d’électrons associée. Les ondes électromagnétiques interagissent avec les particules chargées et, dans le domaine de la bande HF, cela permet aux ondes d’être réfléchies vers le sol. Les travaux sur cette partie de l’atmosphère sont assez abondants dans la littérature. La compréhension et la simulation de l’ionosphère font encore l’objet de travaux au sein de l’Onera, particulièrement sur le développement de modèles

comportementaux du fouillis ionosphérique [4]. Le principe de fonctionnement du radar est illustré ci-dessous (figure 1.3).

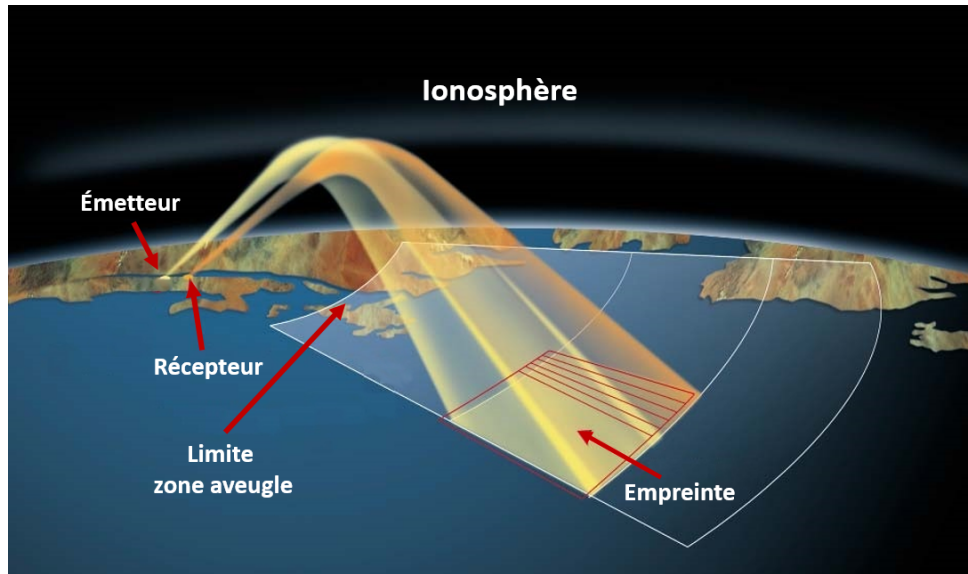


FIGURE 1.3 – Illustration du fonctionnement d'un radar HF à ondes de ciel @Onera

Le principe de réflexion sur l'ionosphère a d'abord été utilisé pour les communications HF à longue distance au début du XX^e siècle. Ces systèmes de communications sont toujours utilisés, notamment pour la radiodiffusion en ondes courtes ou pour les communications de secours. Puis les radars HF à ondes de ciel ont commencé à émerger au milieu du XX^e siècle.

Durant les années quatre-vingt-dix, un démonstrateur de radar transhorizon a été développé par l'Onera, en France. Il s'agit du radar NOSTRADAMUS, qui est installé sur une ancienne base de l'OTAN à Dreux [5]. Ce démonstrateur est composé de 288 antennes bicônes disposées suivant trois branches (figure 1.4). Le choix de cette structure permet de couvrir 360° en azimut et de contrôler le diagramme de rayonnement en élévation.



FIGURE 1.4 – Géométrie du réseau d'antennes et antennes bicônes utilisées pour le radar NOSTRADAMUS

Ce type de radar peut être utilisé pour la détection d'aéronefs ou de bateaux. Des détections d'avions au-dessus de la Méditerranée et de bateaux croisant au large de la Corse ont déjà été réalisées. Avec des conditions favorables de l'ionosphère, cette détection

peut s'effectuer jusqu'à plus de 2000 km. Un des inconvénients de ces radars est la présence d'une zone aveugle correspondant à la première réflexion ionosphérique. L'ionosphère, dont l'état varie au cours de la journée, n'a pas le même comportement en fonction de la fréquence. Aussi une certaine agilité en fréquence est nécessaire afin d'obtenir les meilleures performances en portée radar. De plus, cette agilité est requise pour éviter les nombreux brouillages présents en HF.

1.1.3 Radars à ondes de surface

La seconde famille de radars HF est celle des radars à ondes de surface (ROS). Ces derniers utilisent la propagation des ondes de surface à l'interface air-mer pour réaliser des détections au-delà de l'horizon radioélectrique [6]. L'atténuation des ondes de surface est moindre que sur terre grâce à la valeur élevée de la conductivité de la mer. L'utilisation opérationnelle de ces radars est plus récente et le site d'implantation d'un ROS est nécessairement proche des côtes. Le principe de leur utilisation est illustré ci-dessous (figure 1.5).

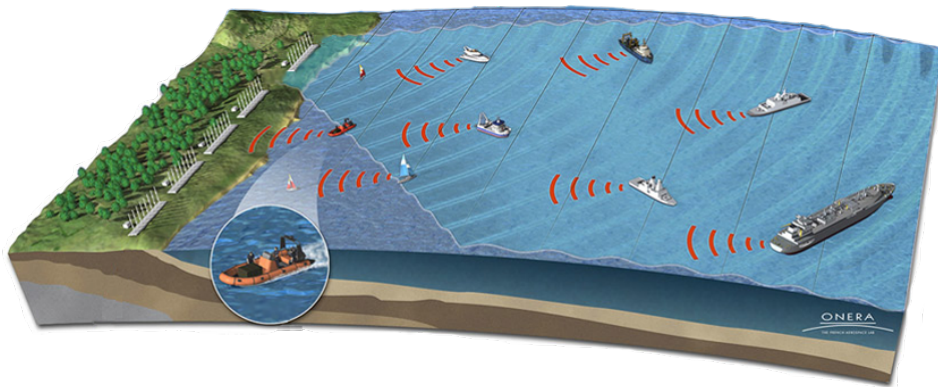


FIGURE 1.5 – Détection de cibles à l'aide d'un radar HF à ondes de surface

Ces ondes de surface se propageant à l'interface air-mer permettent non seulement des applications exclusivement radar, mais aussi certaines applications spécifiques à l'océanographie [7]. En effet, l'interaction entre l'onde et la surface de la mer permet de récupérer des informations sur les courants et sur la hauteur des vagues. Le phénomène exploité pour les relevés océaniques, avec un radar HF, est la diffusion de Bragg. Elle rend compte de la diffraction des ondes par les trains de vagues ayant une longueur d'onde de l'ordre de la moitié de celle des ondes de surface. Comme on peut le voir sur la figure 1.6, l'énergie rétrodiffusée par les raies de Bragg présente un décalage fréquentiel de : $f_b = 0.102\sqrt{f}$, où f représente la fréquence porteuse du radar. Des relevés de paramètres océaniques sont aussi possibles avec les radars à ondes de ciel. Des essais pour l'alerte précoce de tsunami sont aussi en cours [8].

Le fouillis de mer constitue un problème important, car celui-ci empêche la détection de cibles présentant un décalage Doppler similaire à celui d'une raie de Bragg. De plus,

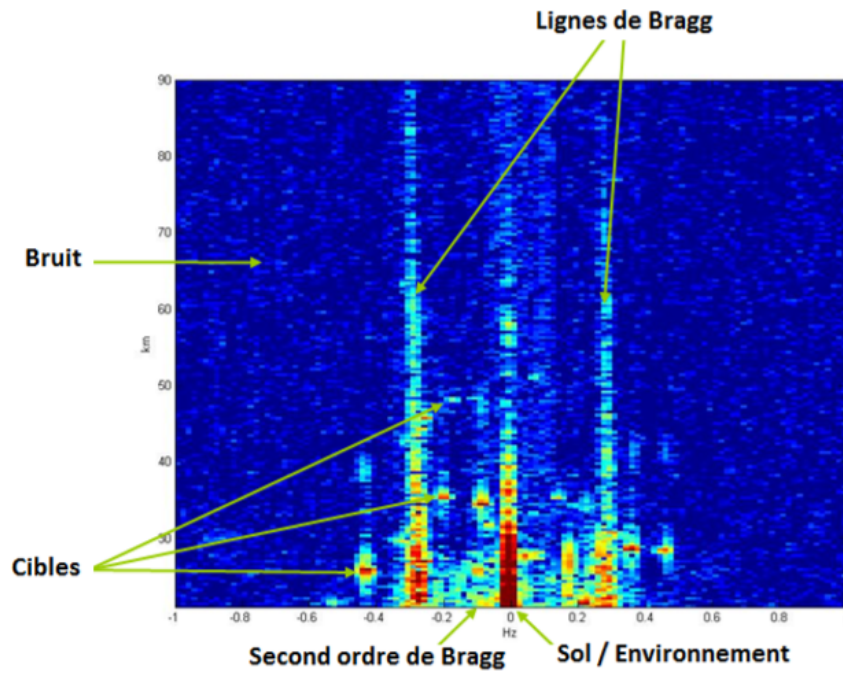


FIGURE 1.6 – Image Doppler-Distance présentant les raies de Bragg @Onera

si nous cherchons des bateaux placés à une distance égale à la distance de l'ionosphère par rapport à l'antenne, nous pouvons rencontrer un problème lié au retour de l'onde par réflexion ionosphérique. Celui-ci se présente sous la forme d'un étalement sur une gamme Doppler importante et sur une distance considérable.

Plusieurs démonstrateurs de ROS ont été installés par l'Onera, premièrement à Biscarosse (figure 1.7), puis sur l'île du Levant [9]. Lors des dernières campagnes de mesures, des détections de navire d'une longueur de 200 m jusqu'à une distance de 300 km, et d'embarcations de 9 m au-delà d'une distance de 100 km ont été effectuées. Ce dernier système utilisait un réseau synthétique d'antennes afin d'avoir une meilleure résolution angulaire, permettant ainsi de séparer des cibles angulairement proches les unes des autres.



FIGURE 1.7 – Antenne bicône d'émission et site de réception à Biscarosse @Onera

1.2 Travaux précédents

Ce travail de recherche bénéficie des résultats de travaux de thèses antérieures. Lors de l'exploitation du premier radar à ondes de surface de l'Onera à Biscarosse, plusieurs difficultés ont pu être observées. Tout d'abord les antennes utilisées sont du même type que celles déployées pour les radars à ondes de ciel. Or les diagrammes de rayonnement recherchés pour les deux types de radars sont très différents. Les antennes pour les radars à ondes de ciel doivent rayonner dans une direction définie par des angles de zénith compris entre 10 et 30 degrés. Pour les radars à ondes de surface, l'excitation d'une forte onde au niveau de l'interface entre la mer et l'air est souhaitable. Le second problème, déjà évoqué dans la partie précédente est le fort fouillis ionosphérique, difficile à prédire et à traiter, présent lors de l'exploitation des ROS. En effet, si l'ionosphère permet des détections à très grandes distances pour les radars à ondes de ciel, elle est une cause de brouillage intense dans le cas des radars à ondes de surface. La description du comportement du fouillis ionosphérique a donc été le sujet des recherches de Marie-José Abi Akl [4]. Ses travaux ont principalement porté sur le développement d'un module de calcul de fouillis ionosphérique pour un futur simulateur de radar HF. Ceci a conduit à l'élaboration d'un modèle de fouillis prenant en compte des fluctuations rapides de la densité électronique de l'ionosphère.

Afin de répondre à ces différents problèmes, des recherches ont été lancées, en partenariat avec le laboratoire GeePs (Génie Électrique et Électronique de Paris), anciennement laboratoire d'Électronique et Électromagnétisme (L2E). Celles-ci ont d'abord porté sur l'optimisation du rayonnement des antennes pour les ROS avec l'étude des conditions permettant de lancer une puissante onde de surface, cela dans le but d'améliorer le bilan radar et de limiter le fouillis ionosphérique. La figure 1.8 illustre la géométrie du problème considéré.

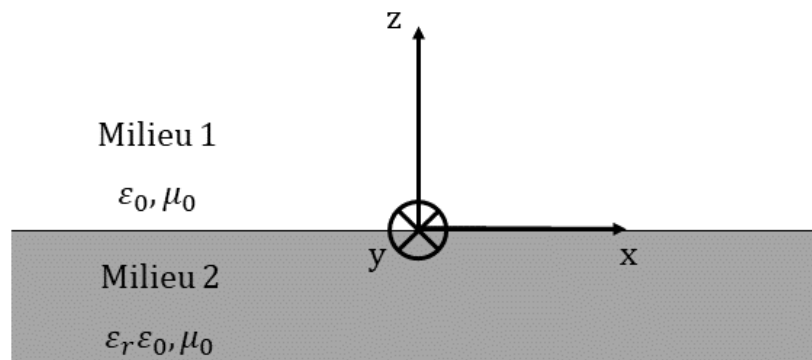


FIGURE 1.8 – Géométrie du problème

Le premier milieu est de l'air (permittivité ε_0) et le second est un diélectrique à pertes, de conductivité σ et de permittivité diélectrique relative ε_{rr} . La permittivité relative

complexe est alors :

$$\underline{\varepsilon}_r = \varepsilon_{rr} + j \frac{\sigma}{\omega \varepsilon_0} \quad (1.1)$$

où ω est la pulsation électrique. Il a pu être démontré, en 2011, en utilisant une décomposition de Kistovitch du champ, que seule une interface de permittivité négative permettait de propager une unique onde de surface [10]. Plus précisément, il est nécessaire d'avoir, pour le second milieu, une permittivité relative inférieure à $\varepsilon_{rr} = -1$ et une conductivité la plus faible possible. Afin d'obtenir un métamatériau avec de telles propriétés, une structure périodique est utilisée. Il existe dans la littérature un grand nombre de structures périodiques de type métamatériau pour divers domaines d'applications, notamment en térahertz et en optique [11][12]. Les structures habituelles sont les surfaces corruguées, celles dites « champignons » et les structures uni-planaires. Ces structures, selon leur géométrie, peuvent présenter une bande passante dans laquelle l'onde de surface est plus ou moins confinée. L'étude de ces structures a constitué le sujet de la thèse de Luca Petrillo [13].

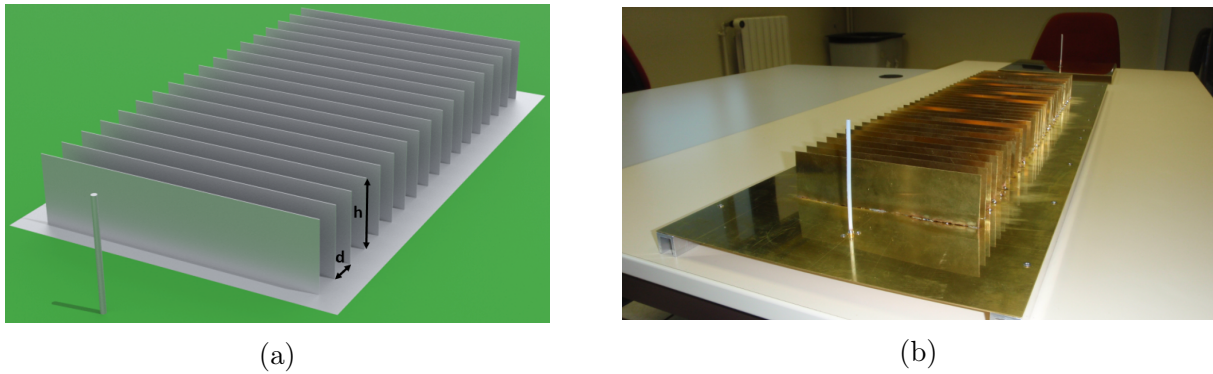


FIGURE 1.9 – (a) Géométrie de la surface corruguée (b) Maquette du premier métamatériau réalisé à 1.1 GHz

Un premier métamatériau a été réalisé (figure 1.9b). La structure périodique choisie est une surface corruguée qui permet de guider une onde évanescente, dans la direction z , confinée au niveau de l'interface. Cette structure est constituée d'une succession de panneaux métalliques verticaux connectés à un plan de sol [14]. En modifiant les paramètres géométriques des panneaux, les propriétés diélectriques apparentes du métamatériau sont transformées. Les différents paramètres de la structure sont d la longueur d'un motif, somme de l'épaisseur e d'un panneau et de la distance a entre deux panneaux successifs, et h est la hauteur des panneaux. L'excitation de la structure est effectuée à l'aide d'un monopole placé devant elle.

Il est nécessaire d'optimiser les paramètres géométriques de la métastructure pour lui conférer les performances désirées. Afin de déterminer ces paramètres, la relation de dispersion pour une onde TM confinée est utilisée, avec l'hypothèse que $a < d \ll \lambda_0$ (λ_0 la longueur d'onde dans le vide) et que la dimension de la structure selon l'axe y est supposée quasi infinie. Cette relation est donnée par :

$$\sqrt{k_x^2 - k_0^2} = \frac{a}{d} k_0 \tan k_0 h \quad (1.2)$$

k_0 est le nombre d'onde dans le vide et k_x est le nombre d'onde associé à la propagation selon l'axe x . L'équation (1.2) tend vers l'infini pour $k_0 = \frac{\pi}{2h}$ (ou $h = \lambda/4$). Aussi, puisque $k_z = j\gamma = j\sqrt{k_x^2 - k_0^2}$, avec k_z le nombre d'onde selon l'axe z , une onde fortement confinée peut être excitée. Afin de rendre possible la réalisation de cette structure en UHF puis en HF, l'épaisseur des panneaux doit être raisonnable. Par exemple, fixons le ratio $\frac{a}{d}$ de telle manière à ce qu'il soit le plus proche possible de 1. Pour avoir une onde fortement confinée il faut maximiser la valeur de γ , il est donc nécessaire dans ce cas d'adapter la valeur de h . Dans le cas de la figure 1.10 nous fixons $\frac{a}{d} = 1.001$, la constante de propagation γ est tracée selon la fréquence pour trois valeurs de h , en utilisant l'équation (1.2).

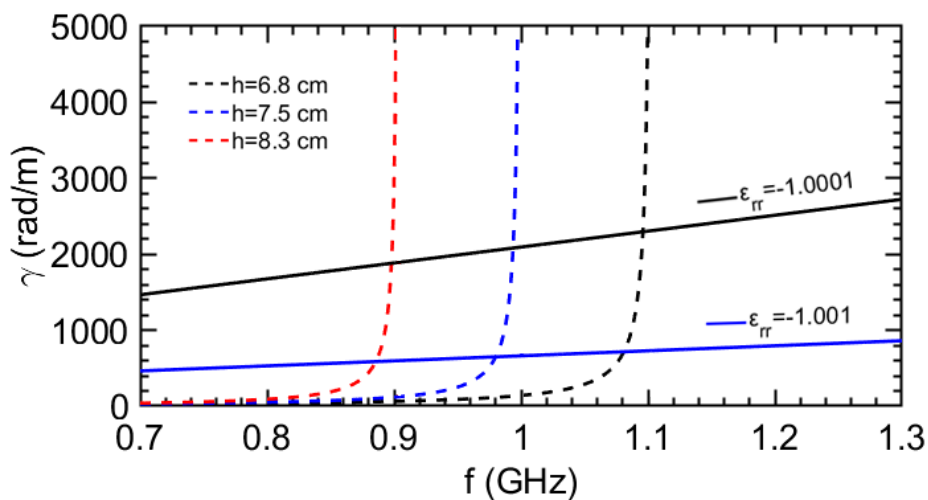


FIGURE 1.10 – Application de l'équation (1.2) pour différentes valeurs de h et de l'équation (1.3) pour différentes valeurs de ϵ_{rr}

Dans le cas particulier d'une onde évanescente confinée, il a été montré que le nombre d'onde k_x peut aussi être décrit avec l'équation (1.3).

$$k_x = k_0 \sqrt{\frac{\epsilon_{rr}}{1 + \epsilon_{rr}}} \quad (1.3)$$

Les deux droites pleines tracées sur la figure 1.10 correspondent à l'application de l'équation (1.3) pour deux valeurs de ϵ_{rr} . L'intersection entre ces lignes et les trois courbes tracées avec l'équation (1.2) donne les valeurs de γ selon les valeurs souhaitées pour la fréquence d'utilisation et la permittivité équivalente ϵ_{rr} de la structure.

Afin de valider le bon fonctionnement de la structure et la présence d'une onde confinée à l'interface, des mesures utilisant le système de thermographie infrarouge EMIR [15] de l'Onera ont été réalisées [16]. L'onde se propage selon l'axe des x . Les résultats sont présentés sur la figure 1.11, la première correspond au monopole seul (figure 1.11a) et la seconde (figure 1.11b) au monopole associé à la structure métamatériau. On vérifie ainsi que l'amplitude du champ électrique est plus importante à l'interface avec le plan

de masse en présence de la métastucture, aussi l'onde est bien confinée.

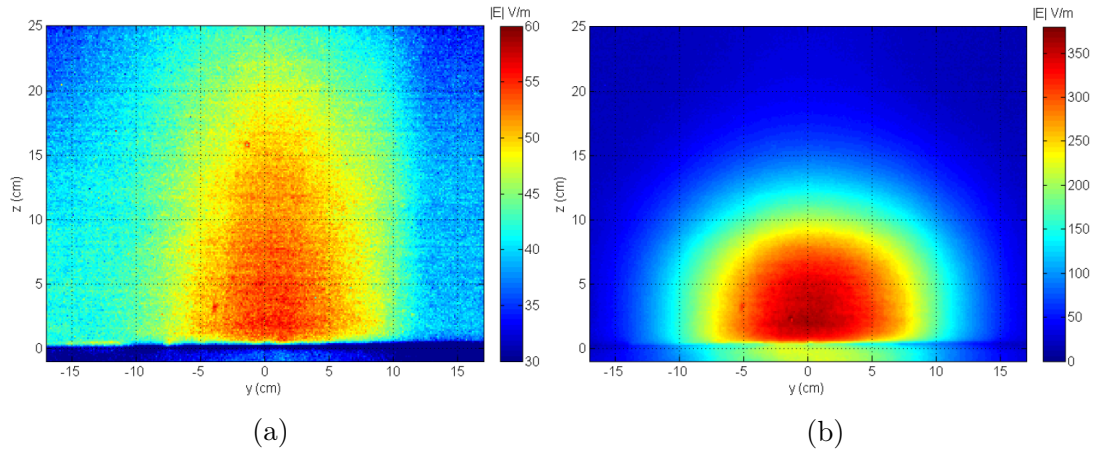


FIGURE 1.11 – Mesures réalisées avec la technique EMIR. Le monopole rayonne seul au-dessus de la structure en PEC (a) Le monopole est associé à la surface corruguée (b) @Onera

L'un des buts de ces études est de caractériser le rayonnement de cette antenne dans la bande de fonctionnement du radar réel, c'est-à-dire la bande HF. Il existe deux difficultés importantes qui rendent difficilement praticable ces mesures. La première est la taille considérable des antennes. La seconde est la forte influence de leur environnement sur leur rayonnement. Ces deux difficultés rendent impossible l'utilisation de méthode classique de caractérisation en chambre anéchoïque. Par ailleurs, les mesures directes en champ lointain, qui doivent être réalisées au-delà de la distance dite de Fraunhofer, sont difficiles et très coûteuses. Une solution possible est donc d'effectuer une mesure en champ proche, suivie d'une transformation champ proche-champ lointain.

Les recherches sur la technique appropriée de transformation ont été menées lors de la thèse de Nicolas Payet portant sur la « Caractérisation d'antennes HF par mesures en champ proche » [17]. Ces travaux ont permis de mettre au point un code d'identification de sources. Le concept est basé sur la détermination d'un ensemble de dipôles élémentaires équivalents rayonnant le même champ que l'antenne sous test. Afin de prendre en compte toutes les composantes du champ, c'est-à-dire l'onde de ciel composée du champ direct et du champ réfléchi, et l'onde de surface, le rayonnement des dipôles est exprimé par les formules de Bannister [18], qui sont une extension en champ très proche des formules de Norton [19].

Afin de réaliser la transformation, il est nécessaire de connaître les trois composantes des champs électrique et magnétique, en amplitude et en phase. La mesure des six composantes prendrait un temps considérable. Pour contourner cette difficulté, une approximation en onde plane est utilisée. En effet, il a été montré [20] que le champ magnétique pouvait être déterminé à partir du champ électrique seul.

Le champ proche électrique est alors mesuré sur une surface S_M fermée et centrée sur l'antenne sous test, comme illustré sur la figure 1.12. La surface considérée est un cylindre de rayon r_{SM} et de hauteur h_{SM} , le nombre de points de mesure est N_M . Les sources

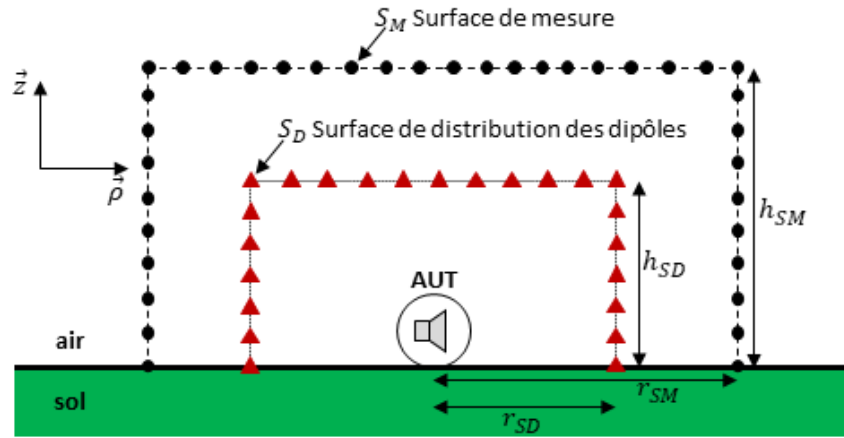


FIGURE 1.12 – Surfaces utilisées pour la transformée champ-proche champ-lointain

équivalentes sont aussi disposées sur une surface cylindrique, notée S_D , de rayon r_{SD} et de hauteur h_{SD} , incluse dans la surface S_M . Le nombre de points sur cette surface S_D est N_D . En chaque point de cette surface, trois dipôles élémentaires électriques sont placés selon les trois directions des vecteurs unitaires d'une base cartésienne. À chaque point de mesure de la surface S_M , le champ électrique est la somme de toutes les contributions des $3N_D$ dipôles.

L'application d'une méthode de moments à l'équation intégrale caractéristique du problème permet d'écrire le système linéaire suivant :

$$\begin{bmatrix} E_{S_M} \\ H_{S_M} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} D_E \\ D_H \end{bmatrix} \begin{bmatrix} P_{S_D} \end{bmatrix} \quad (1.4)$$

Dans l'équation (1.4), E_{S_M} et H_{S_M} regroupent les composantes des champs électrique et magnétique, de taille $3N_M$. Ici, H_{S_M} est calculé directement à partir du champ électrique E_{S_M} . D_E et D_H sont les matrices correspondant à l'expression des fonctions de rayonnement des dipôles équivalents placés sur la surface S_D . P_{S_D} représente les moments dipolaires inconnus des dipôles. Une décomposition en valeurs singulières de la matrice de propagation globale, associée à un critère sur la puissance totale rayonnée par l'antenne [21], à travers la surface S_M , est utilisée pour déterminer le vecteur inconnu P_{S_D} . Cette méthode permet de diminuer le conditionnement de la matrice à inverser. Une fois le vecteur des moments dipolaires obtenu, le champ rayonné à grande distance, comprenant l'onde de surface, peut facilement être calculé (équation (1.4)).

En parallèle de ces travaux, Nicolas Bourey s'est intéressé, au cours de sa thèse, à la propagation du champ au-delà du métamatériau [22]. En effet, si celui-ci génère une forte onde confinée, il convient d'étudier l'effet, sur la propagation, de la discontinuité liée à la longueur finie de la métasurface (phénomène de diffraction possible). Aussi, Nicolas Bourey a travaillé sur la définition d'une transition permettant d'atténuer l'effet de la

rupture d'impédance. Il a pu être montré que, malgré la discontinuité, l'onde de surface se propage sans modification majeure de ses caractéristiques et assure bien l'augmentation du gain de l'antenne d'émission. L'ajout de transitions permet en outre d'élargir la bande de fonctionnement du métamatériau et d'augmenter, à nouveau, le gain de l'antenne d'émission. Les différents points théoriques abordés dans ces travaux ont pu être démontrés expérimentalement en bande UHF grâce aux mesures EMIR.

1.3 Objectifs de la thèse

Dans la partie précédente, on a rappelé qu'un travail important sur l'amélioration du rayonnement des antennes d'émission avait déjà été réalisé grâce à une structure métamatériau. Dans ce contexte, l'utilité de mener une caractérisation en champ proche a été mise en évidence avec les travaux de Nicolas Payet. L'étape suivante est maintenant d'effectuer une caractérisation en extérieur sur une structure conçue pour fonctionner en bande HF. Le premier objectif de cette thèse est ainsi de définir et de mettre en œuvre un système de mesure en champ proche approprié pour vérifier le bon fonctionnement de cette structure sur site opérationnel.

Depuis plusieurs années, de nombreux travaux de recherches traitant des radars HF ont été réalisés à l'Onera, entre autres en collaboration avec le GeePs. Cependant, certains aspects liés à la propagation en ondes de surface, mise en œuvre avec les radars à ondes de surface, restent encore à étudier. Ceci rend la classification des cibles peu aisée, car en plus de la fluctuation des pertes de propagation, deux termes de l'équation radar, utilisée pour réaliser le bilan de puissance d'un radar, le gain des antennes et la Surface Équivalente Radar (SER), ne sont pas bien définis. Effectivement, dans le cas de la propagation des ondes de surface à l'interface entre l'air et la mer, l'onde incidente sur la cible ne peut pas être considérée comme plane et homogène. Ainsi, l'amplitude du champ électromagnétique ne suit pas la loi de décroissance habituelle, inversement proportionnelle à la distance. Dans ce cas, les définitions classiques du gain et de la SER, établies pour une propagation en espace libre, ne sont théoriquement plus applicables. Le deuxième objectif de ce travail de thèse est donc de redéfinir la notion de SER et de gain pour une propagation en ondes de surface.

1.4 Contenu de ce manuscrit

Après cette introduction, le deuxième chapitre de ce manuscrit traitera de la caractérisation d'antennes HF en extérieur par mesures en champ proche. Dans un premier temps, un exposé du problème et un état de l'art des solutions existantes seront proposés au lecteur. Les solutions techniques pour concevoir le système de mesure, et résoudre plus particulièrement le problème de la synchronisation émission-réception, seront détaillées. Le système de mesure ainsi développé a premièrement été validé lors de la caractérisation

d'un monopole adapté à 13.5 MHz. Sa mise en œuvre et les résultats de ces mesures seront présentés et commentés. Ensuite, la caractérisation de la structure métamatériau, exposée dans l'introduction, et adaptée à la bande HF, sera abordée. Tout d'abord, des mesures réalisées dans une chambre semi-anéchoïque du GeePs à 1.1 GHz [23] ont permis d'estimer les performances attendues portant sur le confinement du champ à l'interface et le gain résultant, défini par rapport à un monopole seul. Ensuite, les expérimentations réalisées en extérieur à échelle 1 seront détaillées et les résultats obtenus seront comparés à des simulations. Avant de conclure sur la mise en œuvre de ce système de mesure, les limitations de celui-ci seront évaluées et différentes perspectives d'évolutions du matériel seront discutées.

Le troisième chapitre sera consacré à la Surface Équivalente Radar (SER), et plus largement à l'équation radar, telle qu'appliquée dans l'exploitation des radars HF à ondes de surface. Ce travail s'intéressera tout d'abord à la propagation en ondes de surface à partir d'un état de l'art approfondi sur ce mode de propagation particulier. Cette étude bibliographique a permis de mettre en évidence des modèles de propagation reposant sur des méthodes de calcul différentes. Trois de ces modèles, jugés les plus pertinents pour ces travaux de thèse, ont été sélectionnés et comparés. Le premier modèle est celui de Bannister [18], qui résulte d'une extension des travaux de Norton. Cette méthode de calcul analytique met en œuvre les intégrales de Sommerfeld et suppose une Terre plate. Le deuxième est celui de Rotheram [24], modèle de propagation de référence pour l'Union Internationale des Télécommunications. Enfin, le troisième est basé sur une méthode numérique de résolution par transformée de Fourier de l'équation parabolique 2D [25]. Les effets de la mer et de la variation de l'indice de réfraction atmosphérique seront commentés. On s'intéressera ensuite à l'adaptation de la définition de la Surface Équivalente Radar à la propagation en ondes de surface. Les rares travaux relatifs à la SER dans ce mode de propagation et publiés seront présentés et analysés. La nécessité de modifier la formulation de la SER sera ensuite mise en évidence à travers l'application de la définition classique de la SER au cas d'une propagation en ondes de surface étudié en simulation. Grâce à l'analyse réalisée sur la propagation en ondes de surface, différentes modifications seront appliquées pour proposer une redéfinition de la SER. Cette nouvelle formulation sera appliquée à la caractérisation de différentes cibles navales. Ensuite, l'étude portera sur les autres termes de l'équation radar et plus spécifiquement sur le gain des antennes. Des simulations de scènes complètes permettront de démontrer l'intérêt de ces nouvelles définitions par comparaison avec les formulations classiques.

Enfin, le quatrième chapitre de ce manuscrit mettra en perspective les apports des essais des mesures du chapitre deux et les conclusions théoriques du chapitre trois. Un projet d'évaluation de la SER d'une cible navale sur site opérationnel, par transformée

champ proche-champ lointain, sera présenté. Enfin, une conclusion générale permettra de dresser un bilan des travaux entrepris et des perspectives ainsi ouvertes.

Chapitre 2

Caractérisation d'antennes HF en extérieur par mesures en champ proche

2.1	Introduction	18
2.2	Solution technique	20
2.2.1	Synchronisation émission-réception	20
2.2.2	Sonde de champ proche	24
2.2.3	Drone utilisé et positionnement par GPS	26
2.2.4	Charge utile développée	28
2.3	Caractérisation d'un monopôle à 13.5 MHz	31
2.4	Caractérisation d'une structure métamatériau adaptée à la bande HF	37
2.4.1	Mesure à l'échelle 1/100	37
2.4.2	Mise en œuvre du système en HF	40
2.4.3	Résultats et comparaisons à des simulations	43
2.4.4	Évaluation du gain à partir de mesures radars	52
2.5	Limitation du système	55
2.6	Conclusion	56

2.1 Introduction

La difficulté de la caractérisation du rayonnement des antennes HF, qu'elles soient utilisées pour de la communication ou de la détection radar, est bien connue et la littérature scientifique regorge de travaux traitant de ce sujet. Au cours du XX^e siècle, différentes techniques ont été développées [26]. Les mesures les plus aisées à réaliser sont celles en champ lointain. Cette zone commence lorsque les champs électrique E et magnétique H sont orthogonaux entre eux et à la direction de propagation. Dans cette zone, la répartition angulaire du champ est indépendante de la distance à l'antenne. Pour une antenne

de grandes dimensions devant la longueur d'onde, la distance r , par rapport à l'antenne, à partir de laquelle le champ lointain peut être considéré est :

$$r = \frac{2D^2}{\lambda_0} \quad (2.1)$$

avec D correspondant à la plus grande dimension de l'antenne et λ_0 la longueur d'onde dans le vide. Afin d'éviter l'effet du bruit radioélectrique ambiant, et pour des raisons de sécurité et de confidentialité, les caractérisations d'antennes sont généralement réalisées en chambre anéchoïque. Cependant, dans certains cas et en particulier avec des antennes HF, ces techniques ne sont pas appropriées. En effet, lors de l'utilisation de réseau de grandes dimensions, le respect de la distance minimale de Fraunhofer, définie par l'équation (2.1), est ardu (par exemple $r = 24$ km pour le Duga-1). Or, il est courant avec l'utilisation d'un radar transhorizon d'employer des réseaux de plusieurs centaines de mètres [27]. De plus, dans le cas des antennes HF, l'environnement d'utilisation a un impact fort sur la répartition du champ rayonné. Dans le passé, des caractérisations ont pu être menées grâce à des équipements embarqués sur des avions, hélicoptère ou ULM [28][29], mais le coût de ces expérimentations est exorbitant, et elles ne fournissent pas de gain absolu. Une solution possible consiste à réaliser des mesures en champ proche, suivies d'une transformation champ proche-champ lointain. Les transformations champ proche-champ lointain ont été mises en œuvre à partir de la seconde moitié du XX^e siècle [30]. Il en existe plusieurs, les plus connues étant la décomposition modale [31] et la méthode des courants équivalents sur des surfaces de Huygens [32]. Généralement les techniques développées sont applicables à des antennes supposées en espace libre. Dans le cas de l'utilisation des antennes HF, la propagation est dépendante du sol. Afin de déterminer le champ à grande distance de l'antenne, il est nécessaire d'intégrer l'environnement lors de la transformation champ proche-champ lointain. C'est pour répondre à ses difficultés que les travaux de Nicolas Payet ont été initiés [17]. Ils ont débouché sur un algorithme de transformation champ proche-champ lointain adapté à cette bande de fréquences. C'est avec la volonté d'exploiter cet algorithme et le logiciel qui le met en œuvre pour caractériser le rayonnement des antennes de radars HF en extérieur qu'a commencé ce travail de thèse. L'objectif est donc d'effectuer des mesures de champs proches en bande HF sur différentes structures rayonnantes afin de leur appliquer ensuite une transformation champ proche-champ lointain pour en déduire le champ lointain rayonné par l'antenne, à une distance donnée.

La question de la caractérisation des antennes en extérieur et en champ proche ou lointain n'est pas originale et exclusive à l'utilisation de la bande de fréquence HF. Par exemple, lors de l'intégration de radars sur des navires ou d'antennes relais de télécommunications dans des milieux urbains, il est nécessaire de vérifier si les performances de ces équipements correspondent à celles déterminées lors du dimensionnement des systèmes. La difficulté est de déplacer une sonde d'acquisition du champ électrique ou du champ magnétique autour de l'antenne, qui peut être de grandes dimensions, sans trop perturber

le champ électromagnétique à l'endroit de la mesure. Il se trouve que dans les années 2000, et grâce à la forte baisse des coûts de la miniaturisation de l'électronique, les drones commerciaux ont émergé. D'abord cantonnés au domaine de la cinématographie et de la prise de vues aériennes, ils ont commencé à être utilisés pour les recherches scientifiques dans de nombreux domaines. Naturellement, leur utilisation s'est répandue dans le domaine de l'électromagnétisme, que ce soit pour y intégrer des radars à pénétration de sol [33], des radars à synthèse d'ouverture [34] ou des systèmes de caractérisation d'antennes.

L'apparition de drones comme positionneurs pour des systèmes de caractérisation d'antennes a débuté durant la première partie des années 2010, notamment avec les travaux novateurs de Giuseppe Virone [35] sur la détermination du champ lointain rayonné par des antennes VHF utilisées dans le cadre du projet "Square Kilometre Array". Afin d'effectuer des transformations champ proche-champ lointain, les champs électrique et magnétique doivent être déterminés sous leur forme complexe. Or la détermination de la phase est ardue, car sa mesure passe ordinairement par une référence d'horloge commune entre l'émission et la réception.

2.2 Solution technique

2.2.1 Synchronisation émission-réception

Le fonctionnement des radars à ondes de surface se situe généralement dans le bas du spectre de la bande HF [3 – 15 MHz]. Cela signifie que la période du signal est comprise dans l'intervalle [66.6 – 333.3 ns]. Afin d'avoir une précision sur la phase inférieure à 10 % de la période lors de la mesure, valeur d'erreur maximale déterminée en mesure UHF, il est nécessaire d'avoir une précision de l'ordre de la dizaine de nanosecondes. Ceci nécessite de réaliser une synchronisation de ce niveau entre les différents systèmes. Le problème de la synchronisation d'horloges entre plusieurs équipements est courant, mais celle-ci est généralement mise en œuvre pour des dispositifs placés à des positions fixes.

Dans ce cas, de nombreuses solutions existent. Généralement les différents appareils devant être synchronisés sont reliés à une horloge commune et un GPS fournit la datation. Pour certaines applications, la synchronisation entre les éléments doit être extrêmement précise, inférieure à la nanoseconde. De plus, la stabilité de phase de celle-ci sur une longue période est importante. Ce problème constituant un réel obstacle pour certains travaux scientifiques ou industriels, des équipes de chercheurs ont développé des outils "open hardware", tels que le "white rabbit project" [36]. Il permet de réaliser une synchronisation inférieure à la nanoseconde pour plus de 1000 nœuds différents. Ce système a été mis en place pour différents grands projets de recherche. Par exemple, la distribution de l'horloge pour la synchronisation des appareils de mesures du CERN, celle du KM3NeT [37] (*CubicKilometre Neutrino Telescope*) et d'autres projets scientifiques ont été réalisés à l'aide du "white rabbit project". Des limitations évidentes existent pour ce type de solution, car il est nécessaire de câbler les différents éléments ensemble. De plus, le protocole

utilisé suppose une distance fixe et un canal de propagation stable. Ceci est impossible à respecter lorsque les équipements sont trop éloignés ou s'ils se déplacent. Utiliser ce type de moyen pour une application engageant un drone est impossible. L'étude de différentes solutions à ce problème est présentée dans cette partie.

La première solution envisagée est d'utiliser deux horloges atomiques afin de fournir une même horloge de référence à l'émission et la réception. L'utilisation d'horloges de ce type permet d'avoir une référence en fréquence précise et le signal généré par l'horloge, généralement un signal à 10 MHz, est utilisé comme référence pour les outils de numérisation ou de synthétisation de signal. En utilisant cette méthode, il convient non seulement que les deux horloges aient la même fréquence, mais il est aussi nécessaire qu'elles soient en phase. En raison des instabilités en fréquence, faibles, mais indissociables de l'utilisation d'horloges, une dérive sur la phase entre les signaux apparaît inéluctablement à long terme. Pour d'autres applications, l'unité de recherche de l'Onera a fait l'acquisition de deux horloges atomiques, E10-Y de Quartzlock, de dimensions réduites et donc potentiellement embarquables. L'analyse des performances de ces horloges a permis de montrer que la stabilité à court terme, mesurée sur 100 secondes et caractérisée par la déviation d'Allan, est correcte (6×10^{-12}). Bien que cette valeur soit a priori suffisante pour notre application, la stabilité à long terme est fortement dégradée. Elle peut excéder 200 ns pour une journée d'utilisation, ce qui rend impossible l'utilisation pratique de ces horloges. Il serait en effet nécessaire de les appairer régulièrement. De plus, les vibrations et les chocs peuvent affecter sévèrement le fonctionnement de ces équipements. Or, ceux-ci sont difficiles à éviter dans une application engageant un drone.

Ce type de procédé, afin d'être utilisable, nécessite donc une correction des deux horloges pour les appairer régulièrement. Ces solutions existent et se basent généralement sur une régulation grâce aux systèmes GPS (*Global Positioning System*). En effet, les satellites de la constellation utilisée pour le système GPS contiennent plusieurs horloges au césium de grandes précisions. Celles-ci sont en permanence vérifiées et corrigées pour correspondre au temps UTC (*Universal Time Coordinated*), ce qui permet d'utiliser un récepteur GPS pour générer une impulsion synchronisée sur plusieurs systèmes. Ainsi en principe, le GPS serait en mesure de fournir une date et une horloge de référence. En pratique, la connexion au GPS peut parfois s'avérer hasardeuse : le système peut être soumis à du brouillage, les conditions météorologiques peuvent avoir un impact, enfin l'environnement, milieu urbain dense par exemple, dans lequel est utilisé l'équipement peut engendrer une faible précision à court terme. C'est pour cette raison qu'il est rare d'utiliser un récepteur GPS seul. Il est le plus souvent associé à un oscillateur asservi au signal GPS. Ce type de montage est nommé GPSDO (*GPS disciplined oscillator*). La stabilité à court terme est assurée par l'oscillateur et l'erreur à long terme est corrigée par le GPS. Certains travaux [38] se sont intéressés aux performances atteignables par ces systèmes. Ils ont montré que pour des récepteurs placés à des positions fixes, l'erreur est

en moyenne inférieure à 50 ns. Une erreur de cet ordre, même si sa valeur est extrêmement faible, reste trop importante pour notre utilisation. Au vu de la difficulté d'effectuer une synchronisation de haute précision [39], il a fallu se pencher sur des alternatives permettant de nous affranchir de cette contrainte.

Le défi de la synchronisation se pose, car la connaissance de la phase du champ est indispensable pour la transformation champ proche-champ lointain. Afin de s'affranchir de cette connaissance, des recherches sont menées sur la détermination de la phase à partir de mesures d'amplitudes. Deux approches sont possibles, la première repose sur l'utilisation de deux sondes coplanaires scannant simultanément l'amplitude du champ proche sur une surface [40]. La seconde utilise une seule sonde relevant l'amplitude sur plusieurs surfaces englobant l'antenne sous test associée à un algorithme de reconstruction de phase [41][42].

La première solution utilise les informations obtenues par les deux sondes pour retrouver la phase du signal à chaque point. Ensuite, grâce à l'équation (2.2) il est possible de déterminer la différence de phase entre deux points de mesures.

$$\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = \arctan \frac{M_1'' - |V_1|^2 - |V_2|^2}{M_1' - |V_1|^2 - |V_2|^2} \quad (2.2)$$

où V_1 et V_2 sont les signaux complexes reçus simultanément par les deux sondes coplanaires et $M_1'' = |V_1 + jV_2|^2$, et $M_1' = |V_1 + V_2|^2$.

Enfin, pour déterminer le déphasage entre l'excitation et les points de mesure, la phase d'un des points est déterminée de manière arbitraire. Il suffit ensuite d'utiliser les différences de phase $\Delta\varphi$ entre les points de mesures pour retrouver les phases à chaque point. Le défaut principal de cette solution est le choix arbitraire de la phase pour un des points de mesure. Dans certains cas, un écart par rapport à la valeur réelle risque d'entraîner de fortes erreurs sur le champ lointain déterminé par transformation. De plus, l'utilisation de deux sondes de champ proche est difficile, car le poids et l'encombrement des équipements pour être embarqués sur un drone sont trop importants.

La seconde solution envisageable nécessite l'utilisation d'une seule sonde de champ proche. Cette approche repose sur une grande quantité de données, généralement obtenues sur deux surfaces ou plus. Ensuite, un algorithme adapté à la reconstruction de phase du champ est utilisé. Sous réserve d'avoir développé un algorithme de ce type, un système de mesure embarqué sur un drone est réalisable. Une équipe espagnole est pionnière dans ce type d'expérimentation [43]. Elle applique cette technique à des antennes fonctionnant aux longueurs d'onde centimétriques. Compte tenu des longueurs d'onde utilisées, le problème du positionnement du drone est particulièrement important. En conséquence, deux systèmes complémentaires de positionnement sont nécessaires pour le drone. Le premier est un système de positionnement GPS RTK (*Real Time Kinematic*), dont le fonctionnement sera détaillé plus loin, permettant d'avoir un positionnement du drone de l'ordre du

centimètre. Le second équipement est un altimètre laser permettant d'acquérir la position du drone selon l'altitude. Afin d'obtenir l'information sur l'amplitude du champ, les auteurs utilisent un détecteur de puissance, système classique pour récupérer l'information sous forme d'un signal numérique. En faisant converger les informations de position et d'amplitude vers un Raspberry Pi, les informations sont stockées avant d'être envoyées vers une station au sol grâce à une antenne Wifi. Grâce à cela, il est possible de reconstruire l'amplitude du champ proche rayonné sur une surface de mesure. Afin de déterminer le champ lointain rayonné par l'antenne sous test, une méthode modifiée de reconstruction des sources est utilisée [44]. Ici, un algorithme réalisant une minimisation d'une fonction coût est employé, cette fonction liant l'amplitude des champs mesurés à la distribution des courants équivalents. Le nombre requis de surfaces de mesure n'est pas forcément important, cependant la précision de la méthode est liée aux nombres de surfaces de mesures. Cette technique de mesure est avantageuse, car elle est matériellement simple à mettre en place. Cependant, l'intégration d'un algorithme de reconstruction de phase au sein du code préexistant de transformation champ proche-champ lointain ne rentre pas dans ce travail de thèse.

La mise en œuvre d'une numérisation à bord d'un drone, permettant de récupérer l'information sur la phase, est complexe. En effet, les contraintes de poids, d'alimentation, d'encombrement et plus particulièrement de performances des outils de numérisation et de synchronisation, rendent difficile la réalisation d'un tel système. Une autre possibilité serait l'utilisation d'une mesure indirecte du champ proche à l'aide d'un petit élément diffractant (dipôle, par exemple). Elle permettrait de ne pas avoir à faire de relevé de champ électrique sur le drone tout en conservant l'information sur la phase et l'amplitude. En maîtrisant les paramètres de la source d'excitation et en relevant le champ rétrodiffusé, le champ au niveau de l'élément diffractant peut être retrouvé à l'aide du principe de réciprocité. C'est le principe de la technique de la diffusion modulée [45]. Afin de séparer le champ diffracté par l'élément diffractant des réflexions liées à l'environnement, la sonde qui est utilisée est modulée par un signal à basse fréquence. La modulation peut être effectuée de deux manières. La première est réalisée en effectuant une rotation de l'objet diffractant, généralement un dipôle [46], la seconde est de charger le dipôle à son centre avec une diode PIN dont l'impédance varie, grâce à un signal électrique [47]. Cependant, la mise en place d'une telle technique en extérieur et avec un drone est un réel défi technologique.

Finalement, la méthode que nous avons sélectionnée est de récupérer, au sol, les informations sur le champ proche grâce à un câble. L'utilisation d'un simple câble coaxial est impossible, car le champ induit sur celui-ci risquerait de fortement fausser les relevés. De plus, le poids important d'un tel câble rendrait difficile son levage par le drone. La solution est d'utiliser une fibre optique pour récupérer le signal au sol. En effet, la lumière n'est pas perturbée par les ondes radioélectriques et le poids d'une fibre optique est bien inférieur à celui d'un câble coaxial.

2.2.2 Sonde de champ proche

La mesure à réaliser est donc un relevé en champ proche, au moyen d'un drone servant de positionneur. Le système de mesure est conçu autour d'une sonde de champ proche embarquée. Une présentation de cet équipement innovant, permettant des mesures non perturbatrices, est nécessaire. En effet, l'utilisation d'une sonde de champ proche classique pourrait engendrer un couplage entre la sonde et l'antenne sous test. Ce couplage risquerait d'altérer les valeurs de champ relevées par la sonde. Le relevé du champ ne peut donc pas être réalisé avec une sonde classique, sauf en effectuant une correction de sonde, méthode qui n'a jamais été mise en œuvre pour une propagation en ondes de surface. Lorsque la sensibilité voulue de la sonde est faible (supérieure à 50 mV/m) et que l'on souhaite utiliser celle-ci pour mesurer des valeurs importantes de champ, on utilisera des systèmes exploitant des cristaux sensibles à l'effet Pockels. Cet effet électro-optique désigne l'apparition d'une biréfringence du cristal proportionnelle au champ électrique appliqué à celui-ci. Cela signifie que la lumière issue d'un laser verra ses propriétés physiques (amplitude, phase, état de polarisation) modulées de différentes manières par le cristal. Une fois détectées, ces différences permettent de retrouver les valeurs de champ électrique. Les cristaux généralement utilisés sont du niobate de lithium ou de l'arséniure de gallium [48][49]. Le signal lumineux est ensuite transmis, via une fibre optique à un appareil distant où il est converti en un signal électrique. Lorsque la sensibilité du dispositif n'est pas critique, ce type de sonde est très intéressant. En effet, c'est le seul qui soit entièrement fabriqué avec des matériaux non métalliques.

La seconde approche a recours à des éléments d'optoélectronique actifs tels que les LED ou des lasers, associés à une petite antenne de réception. Le champ induit un signal aux bornes de l'antenne contenue dans la sonde, et c'est ce dernier qui vient moduler les équipements d'optoélectroniques [50][51]. Le signal lumineux est ensuite envoyé, via une fibre optique, à un boîtier de réception. L'utilisation d'une photodiode et d'un amplificateur permet de récupérer le signal. Ce type de sonde permet d'atteindre des sensibilités plus élevées que celles des sondes à base de cristaux. Cependant, un problème important apparaît : l'utilisation d'éléments actifs nécessite une alimentation. Or la présence d'un câble d'alimentation perturberait le champ rayonné par l'antenne sous test et aurait un impact sur la précision de la mesure. Certains ont pensé à utiliser des batteries placées au niveau de la sonde, mais le problème reste présent, car les batteries peuvent altérer le champ mesuré [50]. Une des améliorations a été de placer de très petites cellules photovoltaïques dans la sonde. Grâce à ce dispositif, l'apport d'énergie pour alimenter les éléments actifs est assuré par un laser et une fibre optique supplémentaire dédiée [51]. Ceci permet donc de se passer totalement de câbles électriques, ce qui assure une plus grande discrétion vis-à-vis du champ rayonné.

La sonde qui est ici utilisée, de type EFS 105 d'enprobe, est basée sur cette approche. La sonde commercialisée est issue de prototypes conçus en laboratoires, et dont le fonctionnement a été décrit dans plusieurs articles [52][53]. Les différentes innovations ont porté

sur l'amplification du signal dans la sonde, ainsi que sur la source de lumière alimentant les cellules photovoltaïques [54][55]. Les premières sondes réalisées ne comportaient pas d'étage amplificateur et présentaient donc une sensibilité plus faible. La sonde n'était pas alimentée par un laser, mais par la lumière d'une lampe à arc, cette lumière était ensuite concentrée et injectée dans une fibre optique pour alimenter les différents éléments actifs. Les auteurs ont remplacé ce système par un laser permettant d'obtenir un meilleur rendement énergétique. Ils ont enfin placé un amplificateur à la sortie du dipôle qui sert d'antenne de réception de très faible dimension électrique. Le principe de fonctionnement est illustré sur la figure 2.1.

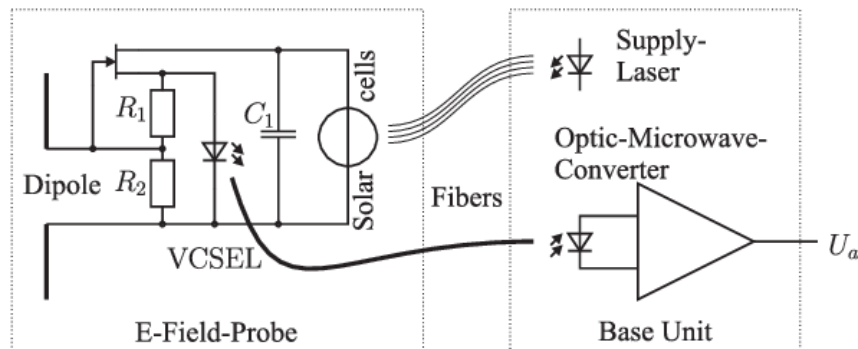


FIGURE 2.1 – Structure de la sonde EFS-105

La sonde de champ, bien que de petites dimensions, comporte de nombreux éléments. Comme on l'a vu, un dipôle de petite taille électrique est utilisé comme antenne de réception au sein de la sonde. Un amplificateur à drain commun réalisé avec un HEMT (*High electron mobility transistor*) y est connecté. Les éléments optoélectroniques sont une diode laser à cavité verticale émettant par la surface (VCSEL) et des cellules photovoltaïques permettant d'alimenter les différents éléments actifs de la sonde.

Le champ électrique capté par le dipôle génère un signal électrique, qui est amplifié par le HEMT, et qui module le courant alimentant le laser VCSEL. La lumière émise par celui-ci est alors elle-même modulée par ce signal. La sonde est reliée à la base de réception via deux jeux distincts de fibres optiques. Le premier est utilisé pour propager la lumière servant à illuminer les cellules photovoltaïques. Le second sert à propager le signal lumineux généré par le laser. Ce dernier signal est converti en un faible courant par une photodiode dans le boîtier de réception. Ce signal électrique est alors fortement amplifié par un amplificateur à transimpédance. Une vue schématique simplifiée de la sonde est présentée sur la figure 2.2a, ainsi qu'une photo de la sonde utilisée (figure 2.2b). Il est à noter que le dipôle est fabriqué en matériau céramique qui a, par la suite, été métallisé. Enfin, pour le protéger, la sonde est dotée d'un radôme.

Le champ électrique ambiant va nécessairement induire un champ électrique sur les différents éléments métalliques de la sonde. Les mesures en champ proche sont donc affectées. Cependant, les auteurs ont constaté lors de mesures que la rétrodiffusion du champ était suffisamment faible pour ne pas être prise en compte. Le dipôle étant très petit devant la longueur d'onde pour des fréquences inférieures à 3 GHz, le système présente

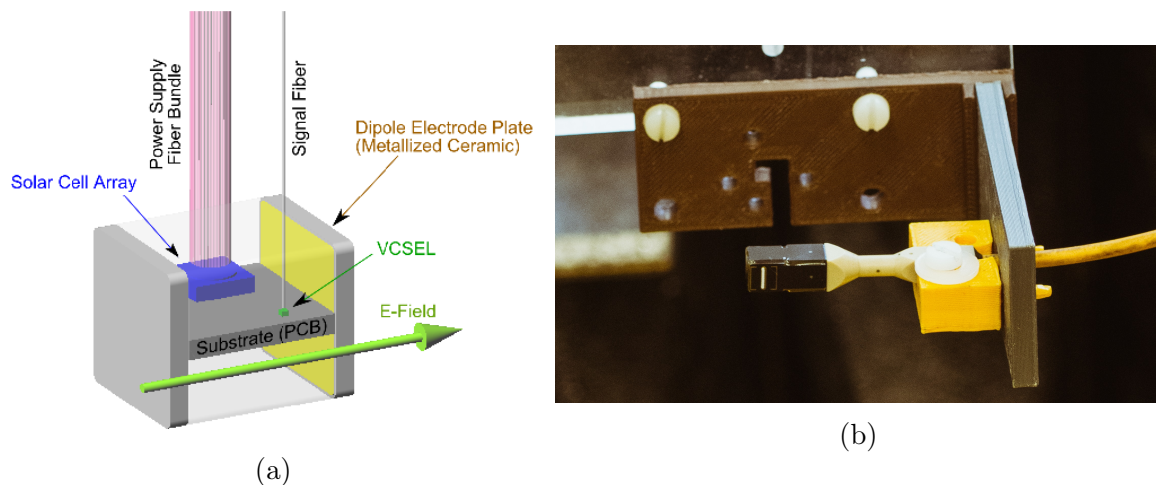


FIGURE 2.2 – Schéma simplifié de la sonde (a) Photo de la sonde utilisée (b)

un faible facteur d'antenne, quasiment constant sur la bande de fréquence d'utilisation du système [300 kHz–3 GHz]. La connaissance de ce facteur d'antenne permet de restituer l'amplitude réelle du champ en corrigeant les valeurs obtenues. Une des caractéristiques principales de la sonde développée par enprobe est sa grande sensibilité. En effet, pour une fréquence de travail autour de 10 MHz, celle-ci est d'environ $13 \mu\text{V}\text{m}^{-1}\text{Hz}^{-1/2}$. En contrepartie, la sonde sature pour des valeurs de champs relativement faibles, de l'ordre de 30 V/m. Cette limitation est principalement liée à l'utilisation du VCSEL qui devient non linéaire pour des valeurs de champs trop importantes. Pour éviter tout dommage matériel, il est nécessaire de prédéterminer correctement le couple (puissance d'excitation, distance) qui permettra d'atteindre une valeur de champ inférieure à la valeur de saturation.

2.2.3 Drone utilisé et positionnement par GPS

Le drone utilisé ici est un Matrice 600 pro, visible sur la figure 2.3, commercialisé par la société DJI, leader mondial des drones de loisir. L'utilisation d'un drone de ce type comme porteur de la sonde de champ proche se fait avec des limitations évidentes. Tout d'abord, afin d'avoir une autonomie suffisante pour les mesures, l'ensemble des équipements emportés ne doit pas peser plus de 5.5 kg. Cela permet d'assurer un vol de 15 minutes avec un vent inférieur à 8 m/s.

Par ailleurs, la précision sur les coordonnées des points de mesure est totalement dépendante de la précision de la position du drone. Celle-ci est normalement assurée par GPS. Ce type de positionnement permet une précision suffisante pour la majorité des utilisations civiles. Cependant, pour les relevés de champ électrique, nous avons pu déterminer que la précision nécessaire devait au moins être égale à $\pm \frac{\lambda}{30}$ (± 1 m à 10 MHz). Le constructeur certifie que la précision horizontale du drone est de $\pm 1,5$ m. Le problème de précision sur le positionnement est relativement commun et des techniques reposant sur des équipements de géomètres ont été mises au point [35]. Une solution simple à



FIGURE 2.3 – DJI Matrice 600 Pro

mettre en œuvre est d'utiliser un système GPS RTK (*Real Time Kinematic*) fournissant une précision en temps réel de l'ordre du centimètre.

La méthode classique de positionnement GPS utilise la trilatération avec quatre satellites différents, trois pour les coordonnées et un pour l'horodatage. De façon simplifiée, la distance entre un satellite et le récepteur est obtenue en multipliant le temps de propagation par la vitesse de propagation. Afin d'obtenir le temps de propagation, le récepteur génère un code binaire de référence identique à celui qu'il devrait recevoir de la part du satellite à un instant T . Ce code est un "Pseudo-Random-Noise signal" à une fréquence de répétition de 1,023 MHz, permettant une précision d'environ 3 m. L'intervalle de temps entre ce mot de référence, et le mot effectivement reçu constitue le temps de propagation.

Le système RTK n'utilise pas le code modulant, mais le décalage en phase de la porteuse ($L_1 = 1575$ MHz ou $L_2 = 1227$ MHz) entre le signal attendu et celui reçu. Le calcul réalisé est ici plus complexe et porte sur la levée de l'ambiguïté entière qui correspond au nombre de longueurs d'onde. L'utilisation de la porteuse permet d'atteindre une précision centimétrique. En pratique, le système RTK utilise une base, qui sert de référence au positionnement, et un objet mobile, ici le drone. La précision centimétrique obtenue concerne la position relative du drone par rapport à la station de base. Si l'on souhaite une position absolue possédant une précision centimétrique, alors il est nécessaire d'utiliser un point géodésique comme point de référence pour la station de base. Ce point géodésique désigne un point dont la position a été précisément déterminée. Ceux-ci sont particulièrement nombreux en France et leurs lieux d'implantations peuvent être obtenus sur le site de l'IGN (Institut national de l'information géographique et forestière). Le choix a donc été fait d'équiper le drone avec un système GPS RTK.

2.2.4 Charge utile développée

Comme évoqué précédemment, c'est la sonde de champ proche qui est au cœur de la réalisation de la charge utile. Cet équipement n'est pas conçu pour être embarqué, et ceci se traduit par un poids important de 2,575 kg. De plus, son encombrement est élevé, car le boîtier de la sonde occupe un volume de $230 \times 300 \times 82 \text{ mm}^3$. Sa tension d'alimentation doit être comprise entre 9 et 30 V_{DC} et sa consommation est de 250 mA/h. Le boîtier à embarquer est présenté sur la figure 2.4.



FIGURE 2.4 – Boîtier de sonde de champ proche d'enprobe

Le signal généré par le boîtier de la sonde est donc récupéré via une fibre optique. Ceci nécessite d'embarquer un convertisseur opto-électronique à bord du drone. L'Onera utilise déjà de tels équipements pour convertir les signaux reçus sur les antennes des radars à ondes de surface. Un convertisseur opto-électronique a un fonctionnement relativement simple. La lumière émise par un laser est modulée par le signal électrique et transportée par une fibre optique. L'Onera utilise ce procédé, car l'atténuation engendrée par la fibre optique est faible (environ 1 dB/km) et, de plus, la fibre est neutre par rapport aux perturbations possibles dues aux ondes radioélectriques. Le convertisseur a une plage de fonctionnement de 500 kHz à 500 MHz, et sa consommation est de 10 mA/h. En ne gardant que la partie utile de l'équipement, il a été possible de réduire ses dimensions à $120 \times 60 \times 35 \text{ mm}^3$, et le poids à 0,2 kg.

Le convertisseur, la sonde et son boîtier de réception sont les seuls éléments électroniques à être embarqués sur le drone. La tension de fonctionnement du convertisseur fixe la tension d'alimentation à 12 V_{DC} . La consommation des deux éléments combinés est d'environ 260 mA/h. Afin de ne pas affaiblir l'autonomie du drone, il a été décidé de ne pas prélever l'énergie nécessaire à l'alimentation sur ses propres batteries. Une batterie 12 V d'aéromodélisme ayant une capacité de 5800 mA · h est utilisée. Elle permet largement d'être autonome sur une journée de manipulation. Le poids de la batterie est de 0,44 kg.

La structure du drone utilisé est principalement composée de fibre de carbone. Malheureusement le fabricant, DJI, ne communique pas les propriétés électriques de ce matériau. Or, si sa conductivité électrique est élevée, le drone va, par sa présence, changer les conditions aux limites et donc déformer le champ électromagnétique rayonné par l'antenne sous test. Cela signifie que, si la sonde de champ proche n'est pas à bonne distance du drone, les valeurs relevées seront inexactes. Des logiciels de simulation électromagnétique ont été utilisés afin de déterminer la distance minimale à placer entre le drone et la sonde. Le

pire cas, celui d'une structure de drone en conducteur électrique parfait, a été envisagé. Pour avoir une erreur négligeable, il a été déterminé qu'une distance minimale de 70 cm était nécessaire entre la sonde et le drone. Pour des raisons pratiques liées aux contraintes d'atterrissage, la sonde doit donc être placée sur l'un des côtés du drone.

Une fois les différents éléments du système de mesure déterminés, son intégration au drone a pu être réalisée. La figure 2.5 illustre la charge utile constituée par le boîtier de sonde de champ proche, le convertisseur opto-électronique et la batterie.

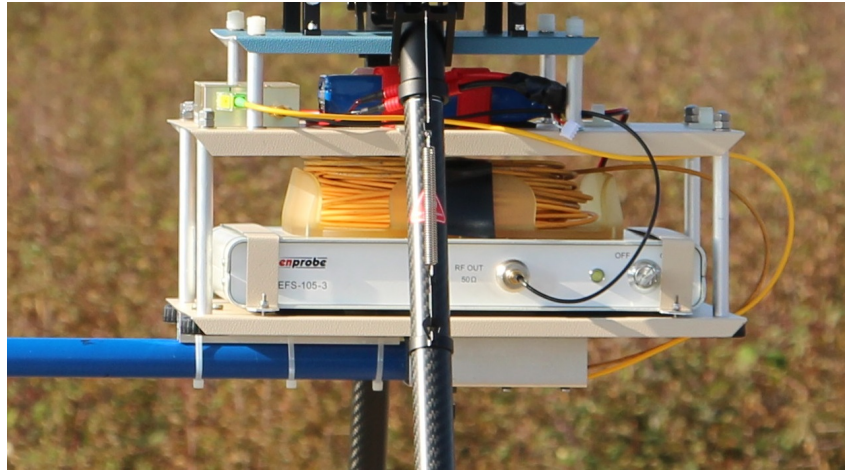


FIGURE 2.5 – Charge utile réalisée et placée sous le drone

Le support de la sonde doit permettre de la placer dans trois orientations différentes afin de récupérer les trois composantes du champ électrique. Concevoir un mécanisme permettant de changer l'orientation pendant le vol risquait d'être complexe et d'ajouter du poids, c'est pourquoi il a été décidé de réaliser un vol pour chaque orientation de la sonde. La performance en positionnement est assez grande pour que l'erreur de positionnement entre les trois vols n'affecte pas les mesures. La figure 2.6 présente le support de la sonde. Il apparaît clairement une légère différence de position pour la mesure de E_ρ et de E_z , mais celle-ci n'est pas gênante compte tenu des longueurs d'onde utilisées, et est négligée. Aussi, la sonde doit être déportée pour en éloigner les perturbations liées principalement aux pièces métalliques. Ceci exclut évidemment de fabriquer un support contenant des parties métalliques. En outre, le support de la sonde doit permettre de la protéger contre les chocs. Il a été réalisé en Plexiglas et ses accessoires (vis, etc.) sont en nylon. Il y a deux positions pour le montage de la sonde. La position inférieure permet d'obtenir deux des trois orientations (\vec{e}_z , \vec{e}_φ) de la sonde en réalisant une rotation de cette dernière. La dernière orientation (\vec{e}_ρ) est obtenue avec la position supérieure du support. Pour écarter la sonde du drone, un tube rigide en plastique d'une longueur de 70 cm ayant un diamètre de 25 mm est utilisé.

L'ensemble de la charge utile et du drone est présenté sur la figure 2.7. Le système final pèse 4,1 kg. La charge due à la fibre varie évidemment en fonction de la longueur emportée par le drone, mais elle sera au maximum, pour 150 m déroulés, de 1 kg. Il a été nécessaire de limiter la longueur de fibre transportée par le drone lors de la planification

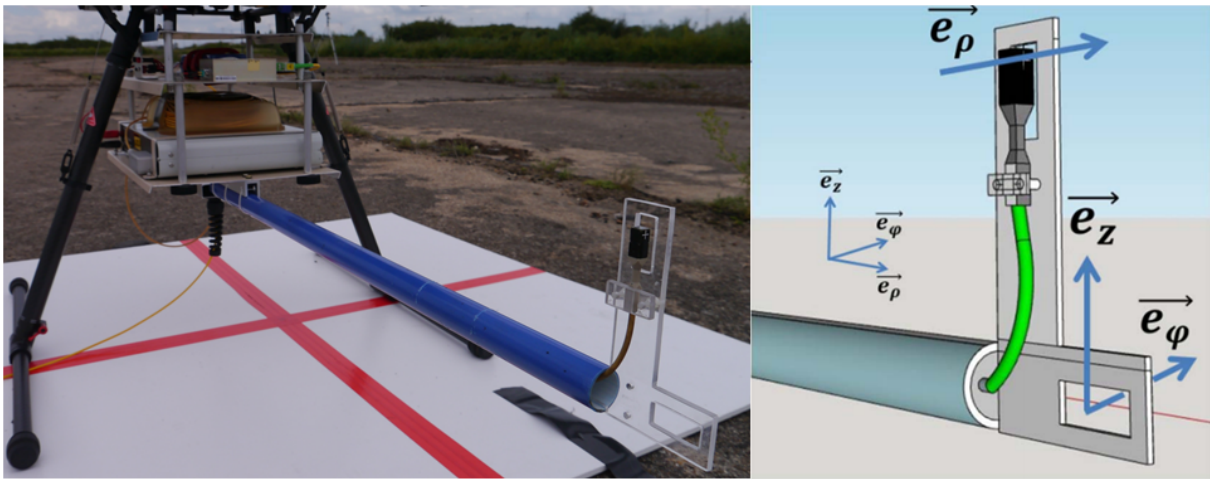


FIGURE 2.6 – Positionnement de la sonde

du vol pour réduire le poids de la charge utile. Avec un maximum de 75 m de câble emporté, le poids total est de 4,6 kg. Avec cette charge utile, l'autonomie du drone varie entre 15 et 20 minutes en fonction des conditions de vents rencontrées.



FIGURE 2.7 – Drone équipé du système de mesure

2.3 Caractérisation d'un monopôle à 13.5 MHz

L'utilité finale du système de mesure est de caractériser le métamatériau adapté à la bande HF. Auparavant, afin de valider le système de mesure, un premier test sur une antenne classique a dû être réalisé. L'essai a consisté en la détermination du champ proche rayonné par un monopôle adapté à la fréquence de 13.5 MHz. On rappelle que l'environnement d'utilisation des antennes HF va avoir un impact fort sur leur rayonnement. La mesure a été réalisée sur le site de Nostradamus, le radar transhorizon à ondes de ciel opéré par l'Onera. Nostradamus est implanté sur le site de l'ancienne base aérienne de l'OTAN de Dreux-Louvilliers construite en 1953. Cette grande base aérienne accueillit principalement des escadrons du "60th Troop Carrier Wing" mettant en œuvre des avions de transport. À partir de 1961, elle fut utilisée pour des avions de reconnaissance. Mais, le 21 février 1966, Charles de Gaulle rendit public le retrait de la France du commandement intégré de l'Organisation du Traité de l'Atlantique Nord. Par conséquent, le site revint à la France qui décida de ne plus l'utiliser comme base aérienne. Durant la décennie 90, le démonstrateur de radar transhorizon a donc pu y être construit par l'Onera et utilisé au profit de l'Armée de l'air. Il est possible de voir sur la figure 2.8 le lieu d'implantation du radar. L'essai a eu lieu sur la voie de circulation restante, à l'ouest de la base. Une part importante de la base est aujourd'hui occupée par un parc photovoltaïque de 130 ha.

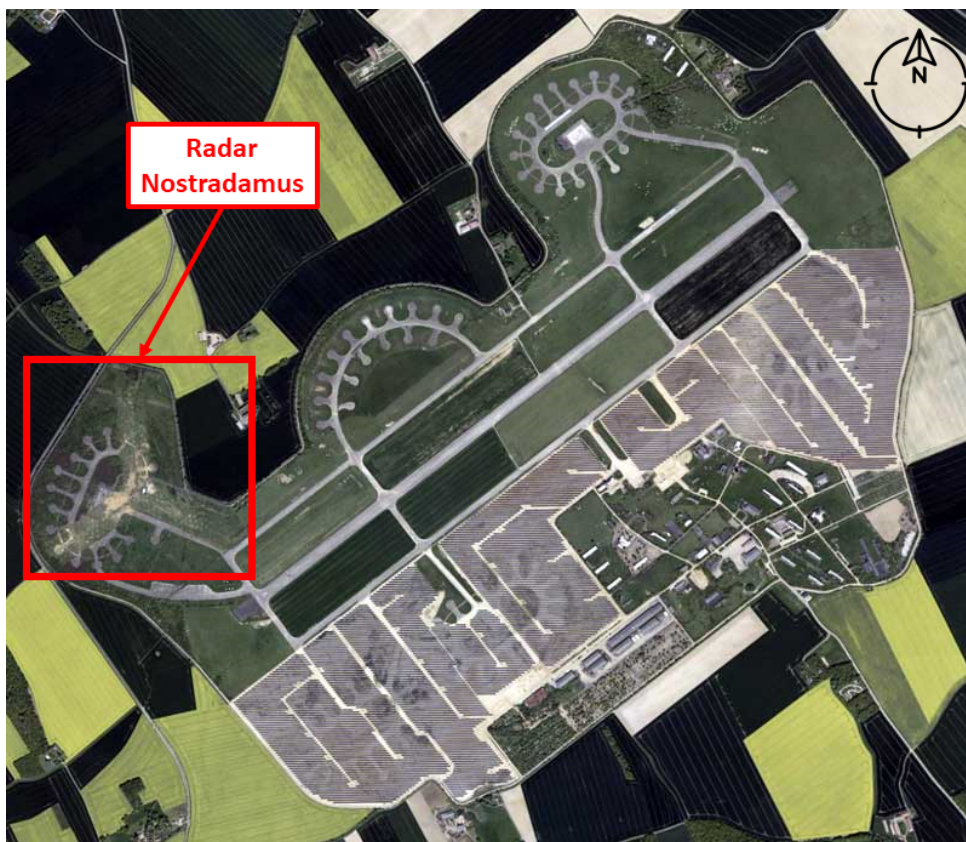


FIGURE 2.8 – Base aérienne de Dreux-Louvilliers (@IGN 2012)

Pour la mesure, un plan de sol grillagé de 25 m × 20 m a été installé sur le taxiway,



FIGURE 2.9 – Trajectoire du drone réalisée et site d'essai

l'antenne monopôle étant placée en son centre. Afin de minimiser les perturbations dues aux équipements de mesures, le matériel a été installé dans une camionnette et éloigné dans une « marguerite » (zone de stationnement des avions de forme florale, vue du ciel) à une centaine de mètres de l'antenne. L'objectif est de réaliser une transformation champ proche-champ lointain à partir des mesures effectuées à l'aide du drone. Il faut normalement faire une mesure sur une surface cylindrique afin d'alimenter le code. Mais, dans le cas du monopôle, il est possible de considérer l'antenne comme étant à symétrie de révolution. Alors, en effectuant l'acquisition du champ proche sur une seule génératrice du cylindre de mesure, il est possible de reconstruire les données de tout le cylindre. La trajectoire parcourue par le drone est illustrée sur la figure 2.9. Le cylindre généré a une hauteur de 9 m et un rayon de 27 m.

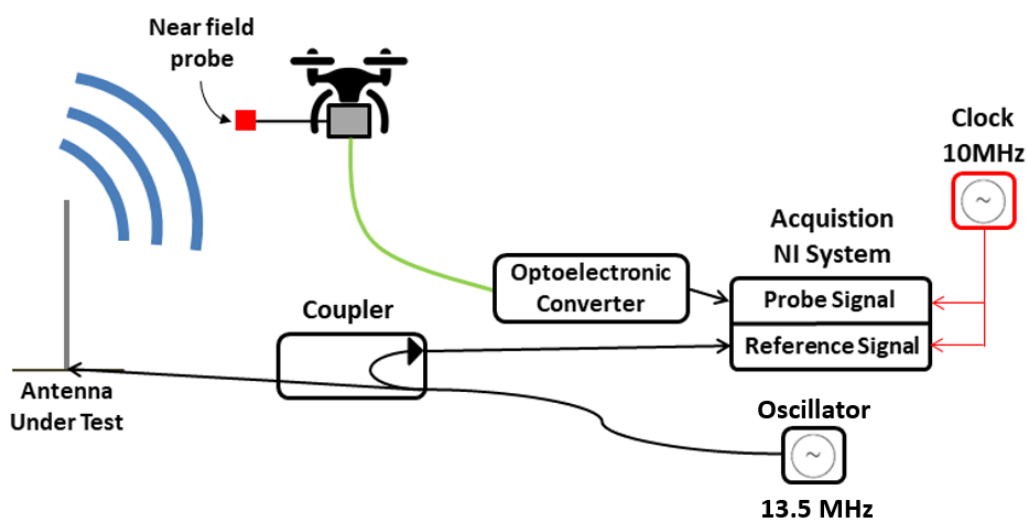


FIGURE 2.10 – Schéma fonctionnel de la caractérisation de l'antenne

Un schéma fonctionnel illustrant la mesure est présenté sur la figure 2.10. À l'aide du convertisseur électro-optique embarqué, l'information sur le champ électrique proche est convertie en un signal lumineux. Grâce à l'utilisation d'une longue fibre optique et d'un second convertisseur optoélectronique, il est reconverti, au niveau du sol, en un signal électrique. Les signaux émis et mesuré sont numérisés, en utilisant la même horloge, par un système de numérisation National Instruments. Ce dernier est utilisé comme référence pour la phase.

En consultant le livre de bord électronique du drone, il est possible de récupérer sa position GPS et donc celle de la sonde. Deux mesures successives ont été réalisées, une pour chaque composante de champ. Il est à noter la composante azimutale E_φ du champ électrique n'est pas relevée, car elle est nulle, ce qui a tout de même été vérifié expérimentalement. La figure 2.11 représente les deux trajectoires réalisées pour acquérir les composantes verticale E_z et radiale E_ρ , le pied de l'antenne étant à l'origine des axes. Ce sont les trajectoires utilisées pour les simulations.

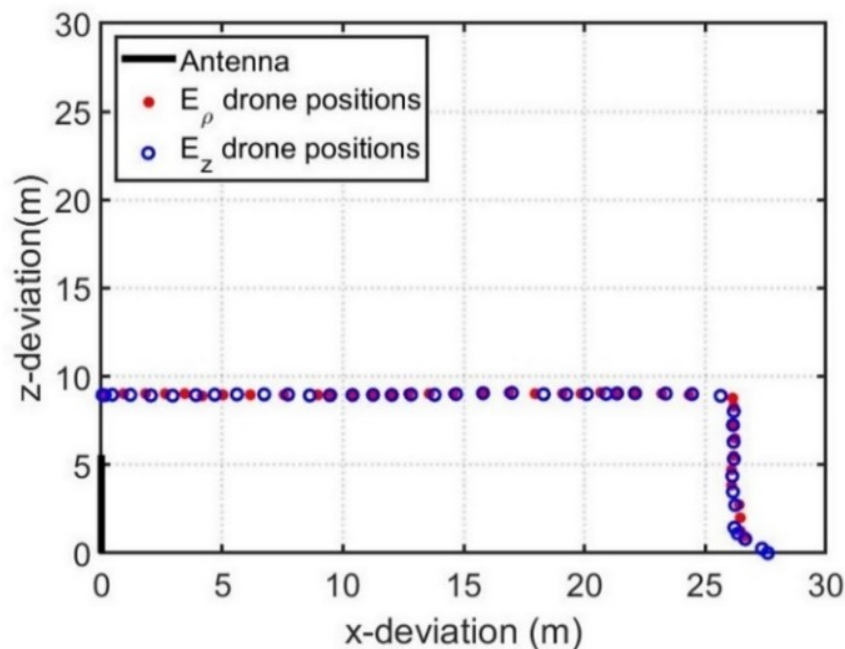


FIGURE 2.11 – Trajectoires réalisées pour les mesures des composantes du champ électrique

Les simulations ont été réalisées avec CST Studio (FIT) et FEKO (EFIE-MOM). Ces deux logiciels de simulations électromagnétiques permettent de déterminer le champ rayonné par l'antenne aux positions de la sonde. Pour les simulations, la scène a été simplifiée, le sol étant considéré homogène et en béton sous le plan de masse de l'antenne. Ceci est suffisant pour l'antenne monopôle, car son fonctionnement est relativement simple mais, comme on le verra plus loin, une modélisation plus fine de l'environnement a été nécessaire pour l'antenne à métamatériau. Le coefficient de réflexion S_{11} de l'antenne a été relevé afin de déterminer la puissance réelle fournie à l'antenne. Les comparaisons entre les mesures et les simulations sont absolues pour les valeurs d'amplitude de champ. En revanche, le retard électrique apporté par le câble coaxial et la fibre optique n'est pas

précisément déterminé. Ainsi, les comparaisons des phases sont réalisées en décalant les mesures avec un retard électrique arbitraire. Cette méthodologie n'induit pas de biais, car la connaissance de la phase absolue du champ électrique proche n'est pas nécessaire pour déterminer l'amplitude absolue du champ avec les transformations champ proche-champ lointain. L'axe des abscisses représente la distance totale parcourue par le drone (abscisse curviligne). Les 25 premiers mètres coïncident avec le déplacement selon l'axe x à altitude constante. Les 9 derniers mètres correspondent à la phase d'atterrissage du drone.

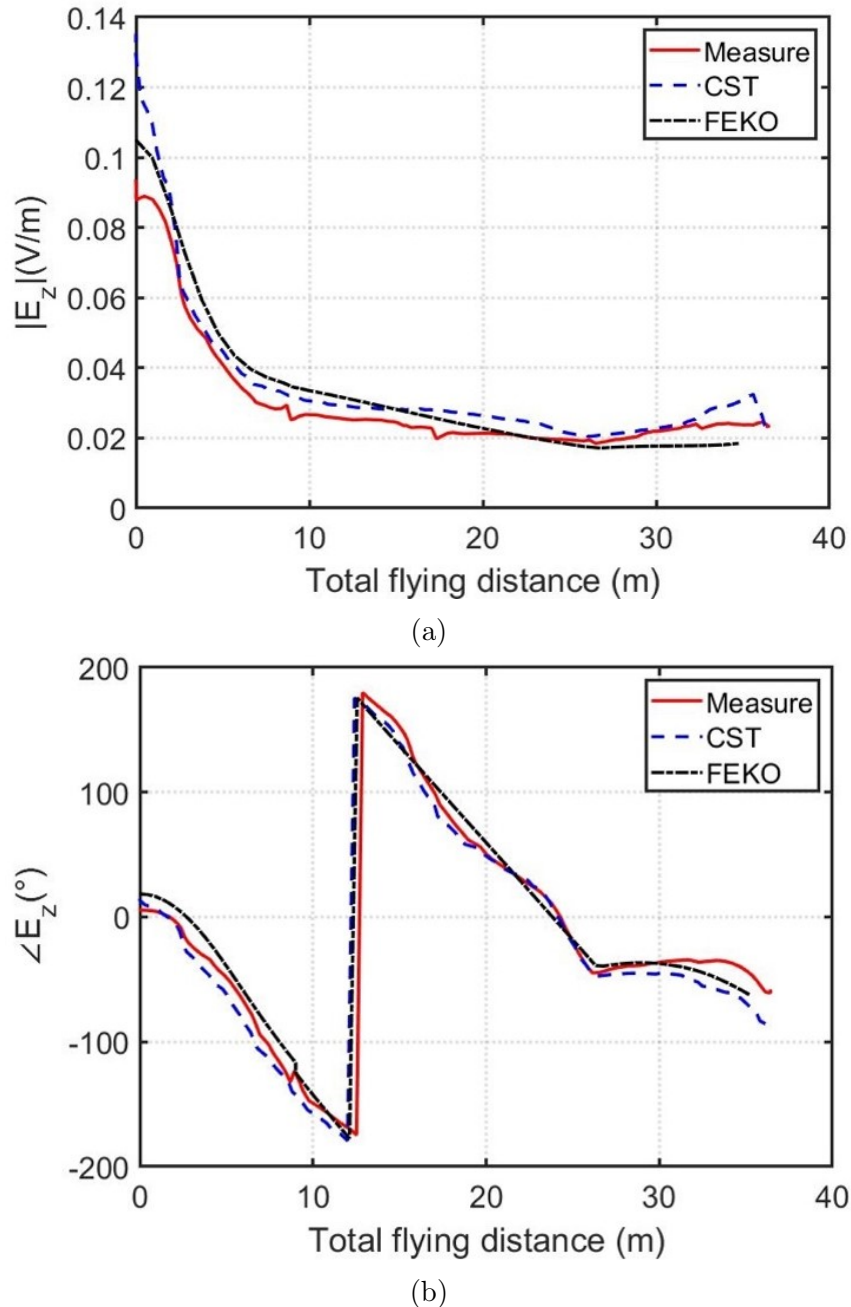


FIGURE 2.12 – Comparaisons entre les champs électriques mesurés et simulés E_z

La figure 2.12 représente la comparaison entre les champs mesurés et simulés pour E_z , en amplitude et en phase. Les valeurs sont cohérentes et les différences entre les simulations FEKO et CST peuvent être expliquées par les différentes méthodes de calculs mises en œuvre en simulations. En effet, FEKO permet de considérer une interface infinie, ici en

béton, alors que CST n'utilise pas ce type de méthode.

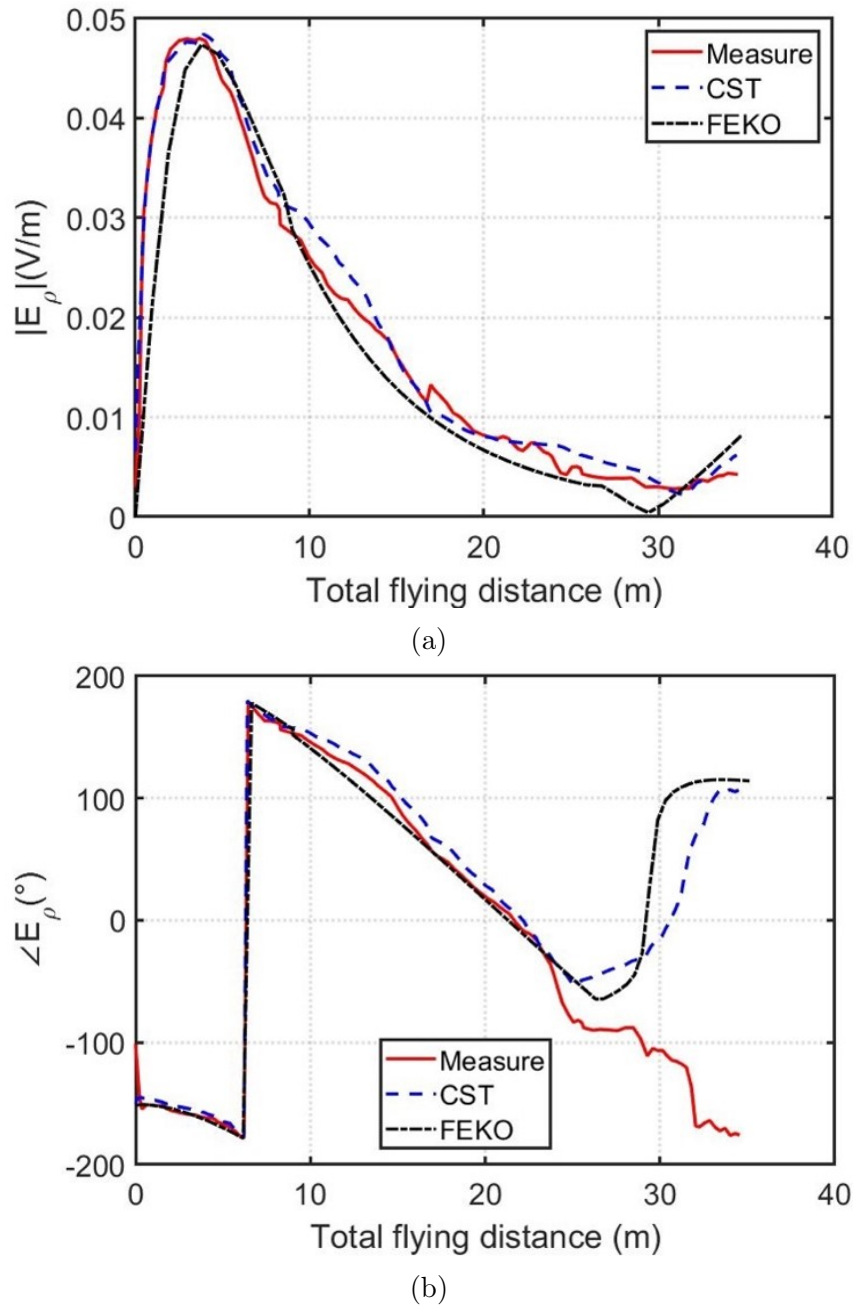


FIGURE 2.13 – Comparaisons entre les champs électriques mesurés et simulés E_ρ

Sur la figure 2.13, les mesures pour la composante radiale E_ρ du champ électrique sont comparées aux résultats de simulation. La mesure de l'amplitude est correcte, mais celle de la phase présente une forte différence dans la partie où le drone atterrit. Plusieurs raisons peuvent expliquer cela : l'hypothèse d'un sol homogène en béton a pu fausser les simulations, le sol ayant une grande importance pour le rayonnement. Comme les valeurs d'amplitudes associées à ces parties de la trajectoire sont faibles, et il est possible qu'un bruit ambiant ait faussé le relevé (émission parasite transitoire, par exemple).

Plusieurs mesures successives ont été effectuées, et les résultats obtenus sont similaires. Les mesures de champ proche, bien que difficiles à mettre en œuvre ont montré des résultats satisfaisants et reproductibles. Ces premiers relevés ont permis de valider le bon

fonctionnement du système de mesure. Ainsi une transformation champ proche-champ lointain a pu être effectuée. Le résultat est présenté sur la figure 2.14, et la mesure est comparée à des résultats de transformée réalisée à partir de données de simulation CST. La forme générale de la composante verticale du champ, obtenue à partir de la mesure, est correcte. On observe un décalage horizontal du maximum de champ de 5° et un écart relatif d'environ 6% sur la valeur de ce maximum.

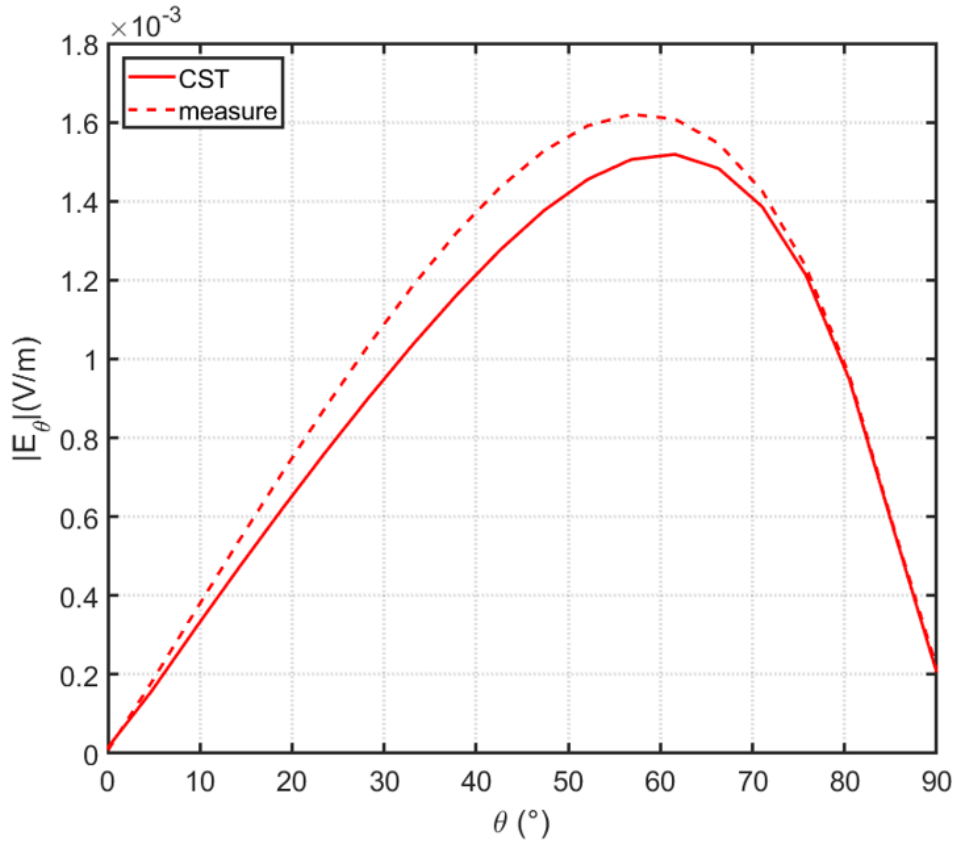


FIGURE 2.14 – Comparaison entre les champs lointains calculés pour un monopôle

2.4 Caractérisation d'une structure métamatériau adaptée à la bande HF

2.4.1 Mesure à l'échelle 1/100

Au sein de l'Onera, les recherches sur l'utilisation des métamatériaux pour améliorer le rayonnement des radars à ondes de surface ont d'abord été réalisées à 1.1 GHz, c'est-à-dire sur des maquettes à l'échelle du centième, en appliquant le principe de similitude. Ceci a permis de déterminer la structure optimale pour une mise en œuvre, à l'échelle unité, à moindres coûts. L'Onera dispose d'un système de caractérisation par imagerie infrarouge (EMIR) permettant de déterminer l'amplitude du champ rayonné par une antenne quelconque sur un plan. Pour effectuer les transformations champ proche-champ lointain, la détermination du champ doit se faire sur une surface englobant l'antenne et sa phase doit être définie. Pour cela, en 2016, une base de mesure UHF semi-anéchoïque a été mise en place au GeePs. Ce banc de mesure utilise aussi la sonde de champ proche EFS-105 d'enprobe. Elle est montée sur des rails motorisés permettant le déplacement de la sonde selon 3 axes. Grâce à un analyseur de réseau 2 voies, le coefficient de transmission S_{21} entre l'antenne sous test et la sonde de champ peut être déterminé. L'accès 1 excite l'antenne et l'accès 2 est connecté à la sortie analogique du boîtier de sonde de champ proche.

L'amplitude du champ électrique mesuré E_m est liée à la tension V_m de l'accès 2 et au facteur d'antenne AF de la sonde :

$$|E_m| = AF \cdot |V_m| \quad (2.3)$$

En utilisant la puissance envoyée sur l'antenne P_{in} et l'impédance Z_2 de l'accès 2, la puissance du signal reçu à l'accès 2 peut être déterminée :

$$|S_{21}|^2 \cdot P_{in} = \frac{|V_m|^2}{Z_2} \quad (2.4)$$

Finalement en prenant en compte le retard δ engendré par la fibre optique placée entre la sonde et le boîtier de sonde, il est possible, grâce à l'équation (2.5), de déterminer le champ électrique complexe E_m :

$$E_m = AF \cdot \sqrt{|S_{21}|^2 P_{in} Z_2} \cdot e^{j(\angle S_{21} + 2\pi f \delta)} \quad (2.5)$$

Ce banc de mesure, illustré sur la figure 2.15, a aussi permis de valider le logiciel de transformation champ proche-champ lointain pour des sols à pertes. Ici, le sol est métallique, car l'expérimentation ne porte que sur l'étude du confinement de l'onde au niveau de l'interface. L'étude de la propagation de cette onde sur un sol réel a déjà été effectué.

La première structure a déjà été présentée sur la figure 1.9. Seulement celle-ci n'était

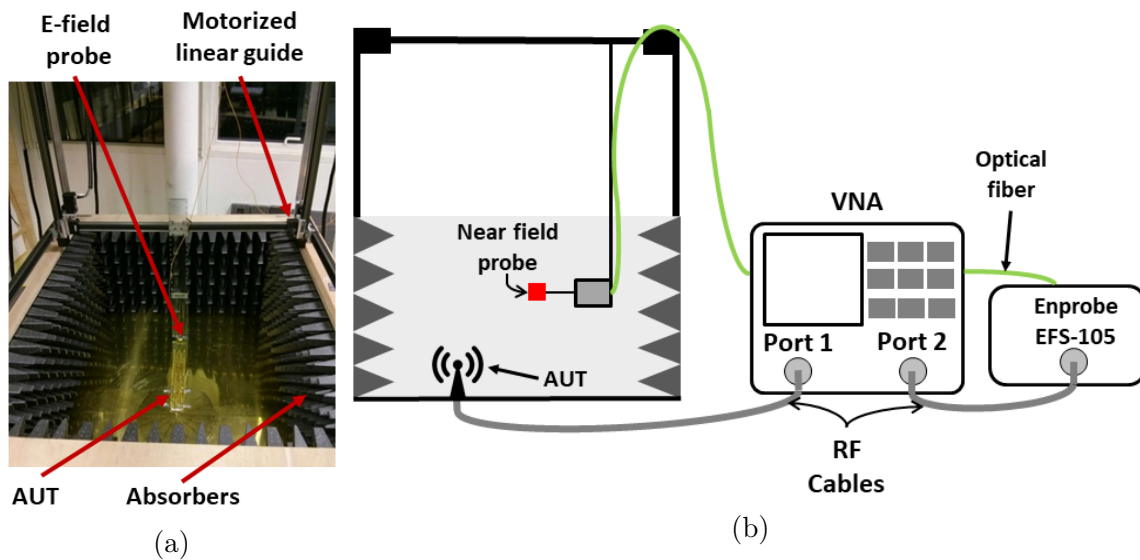


FIGURE 2.15 – Chambre UHF semi-anéchoïque et schéma fonctionnel du banc de mesure champ proche

pas encore optimisée pour une transposition en HF. Il a été nécessaire de la modifier pour alléger et réduire le coût de construction d'un éventuel prototype à l'échelle unité. Pour cela, les panneaux ont été ouverts et la largeur de la structure a été réduite. Les travaux de caractérisation de cette métasurface avec 3×18 panneaux, illustrée sur la figure 2.16, ont été réalisés par Nicolas Bourey [22].



FIGURE 2.16 – Métastructure légère réalisée pour une fréquence de 1.1 GHz

De plus, la fréquence de fonctionnement du prototype à échelle unité avait été initialement fixée à 11 MHz. Celle-ci a finalement été déplacée à 15 MHz, ce qui a permis de réduire les dimensions de la structure et donc la matière première nécessaire.

Comme indicateur de performance, on définit, avec l'équation (3.65), un gain en amplitude, mesuré à une distance de 745 mm ($\approx 2.5\lambda$) dans l'axe principal de l'antenne.

E_{meta_z} est le champ électrique rayonné par le monopôle associé au métamatériau et E_z est le champ électrique rayonné par le monopôle seul :

$$G_e = 20 \log \left(\frac{|E_{meta_z}|}{|E_z|} \right) \quad (2.6)$$

À l'extrémité du métamatériau, un gain d'environ une dizaine de dB est obtenu. Sur la figure 2.17 on peut observer, à partir des mesures, le gain de la structure conçue par Luca Petrillo ("*Full*") comparé à celui de la structure allégée ("*Open*"). Le gain est tracé en fonction de la hauteur Z en millimètre, avec le zéro au niveau de l'interface. Dans la zone d'intérêt, c'est-à-dire aux faibles hauteurs, la différence entre les deux structures est assez faible pour préférer l'utilisation de la structure légère ici appelée "*Open Structure*".

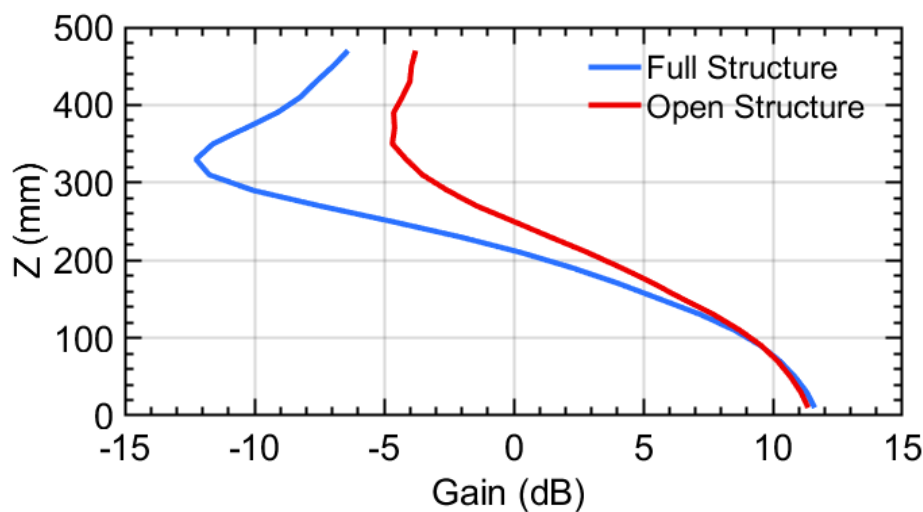


FIGURE 2.17 – Gain obtenu pour les structures dites "*Full*" et "*Open*" à 1.1 GHz.

Au vu du prix de la matière première pour la réalisation de la métastructure en HF, il a été décidé de réduire le nombre de panneaux à 13 rangées. En réutilisant la structure caractérisée par Nicolas Bourey, il a été possible de déterminer le gain attendu en mesure avec cette structure raccourcie. Il est d'environ 7 dB, ce qui est suffisant pour démontrer le bon fonctionnement du métamatériau en HF. Le bon confinement de l'onde au niveau de l'interface peut être observé sur la figure 2.18 grâce à une mesure au-dessus du métamatériau, dans un plan vertical parallèle à l'axe principal de la structure. Grâce à ces mesures, la longueur d'onde λ_x , dans la direction de propagation, correspondant au nombre d'onde k_x a pu être déterminée. Dans ce cas, il est possible, en utilisant l'équation 1.3 décrite dans l'introduction, d'évaluer la permittivité relative équivalente du métamatériau. Celle-ci a été déterminée à $\varepsilon_{rr} = -1.25$ à 1.1 GHz. Cette valeur, estimée, correspond bien à la valeur théorique attendue et traduit le bon confinement de l'onde à la surface.

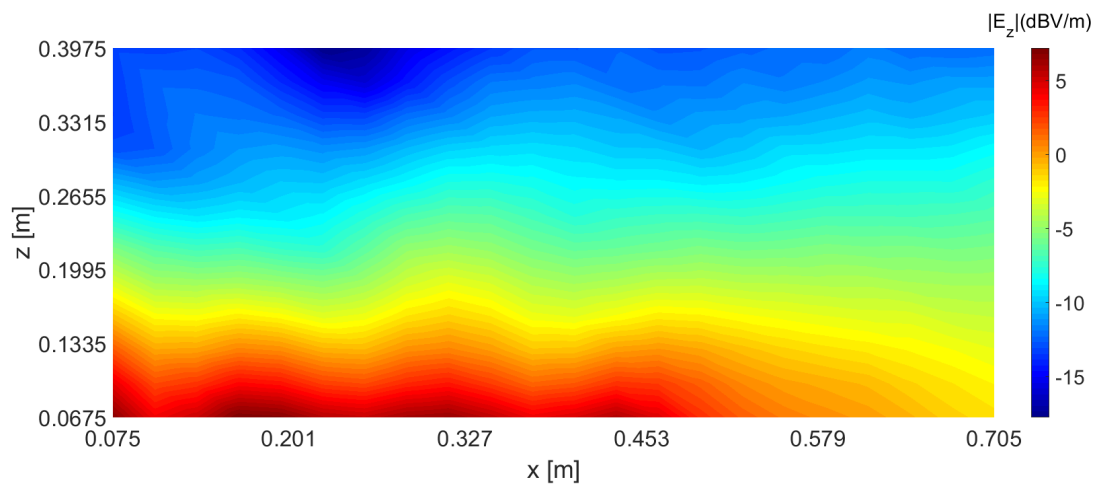


FIGURE 2.18 – Mesure dans un plan vertical de l'amplitude du champ E_z pour la structure à 13 panneaux à 1.1 GHz, pour une antenne recevant 15 dBm

2.4.2 Mise en œuvre du système en HF

Une fois la structure optimale déterminée, la construction de celle-ci, adaptée à la bande HF, a commencé. L'entreprise Tonna Access, dans le cadre du projet RAPID AC3M, a fabriqué la structure selon les dimensions présentées sur la figure 2.19. Celle-ci est constituée de 13 rangées de 3 panneaux et est adaptée à la fréquence de 15 MHz.

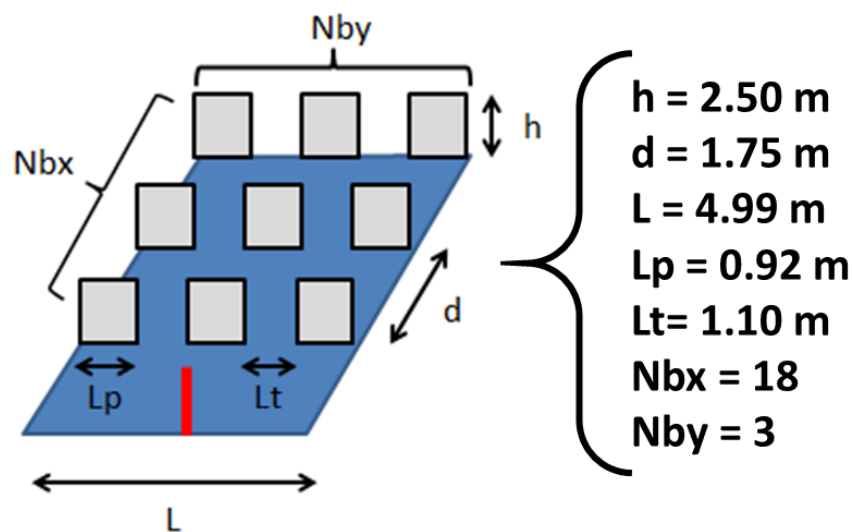


FIGURE 2.19 – Dimensions de la structure réalisée pour un fonctionnement en bande HF

Le résultat de la conception du métamatériau, visualisée en CAO, est représenté sur la figure 2.20. On remarque que les panneaux ne sont pas pleins, mais remplis avec du grillage métallique, ce qui permet de diminuer la masse de l'ensemble et de réduire sa prise au vent.

À nouveau les essais sur ce lanceur volumique d'ondes de surface 3D ont eu lieu sur le site du radar Nostradamus. Pour permettre le bon déroulement des mesures, le plan de sol métallisé a été agrandi. Ses dimensions ont été portées à 50 m de long et 25 m de large. La structure est construite en acier et a été prézinguée pour éviter une oxydation précoce.

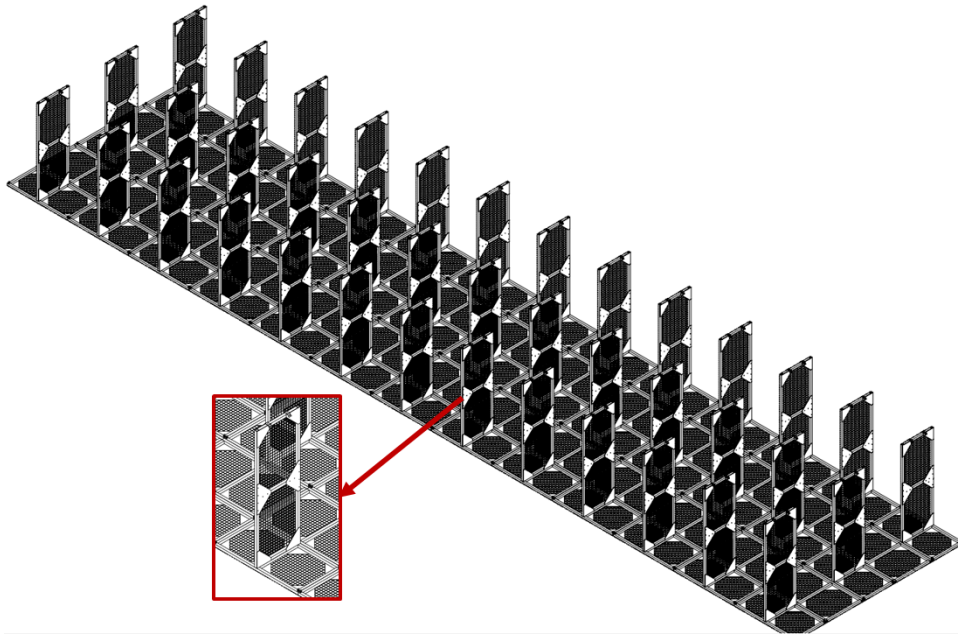


FIGURE 2.20 – Dessin CAO de la structure du métamatériau

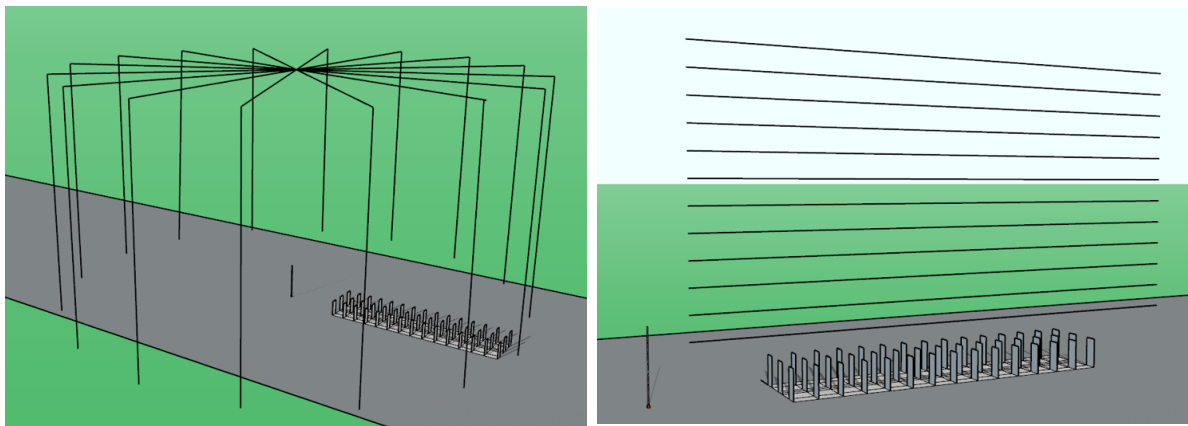
Le traitement appliqué aux matériaux est incomplet et ne dégrade pas la conductivité électrique des éléments constitutifs de la structure. Celle-ci a été déployée pendant le printemps 2019. Le métamatériau associé au monopôle est visible sur la figure 2.21.



FIGURE 2.21 – Métamatériau et monopôle (au fond) servant d'excitation

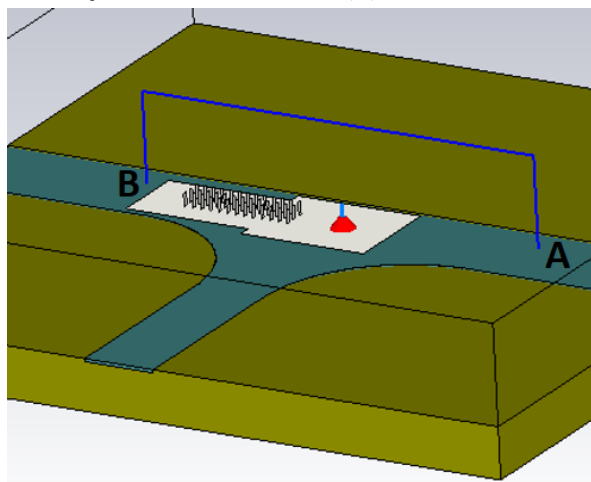
Différents types de mesures ont été réalisées, dont deux sont exploitées pour vérifier le bon fonctionnement de la structure d'émission. Les mesures selon des coordonnées cylindriques, représentées sur la figure 2.22a, sont celles ensuite utilisées pour réaliser les transformations champ proche-champ lointain. Les mesures suivant des lignes horizontales, représentées sur la figure 2.22b, permettent directement de vérifier en champ proche si la structure a un fonctionnement nominal. Enfin, des mesures de référence ont été réalisées (figure 2.22c). Celles-ci, relativement simples, ont permis de vérifier rapidement la répétabilité de l'acquisition et sont indispensables pour optimiser les simulations. Sur la

figure 2.22c, le trajet tracé en bleu (AB) est la trajectoire suivie par le drone. Celui-ci décolle du point A et atterrit au point B.



(a) Mesures sur un cylindre

(b) Mesures selon des lignes horizontales



(c) Mesure de référence

FIGURE 2.22 – Représentations 3D des trois types de mesures réalisées

Contrairement aux mesures effectuées sur le monopôle seul, les mesures ont ici été effectuées sur la totalité du cylindre englobant le système d'émission. La topographie du terrain est telle qu'une partie des mesures est entreprise au-dessus de la terre alors que l'autre l'est au-dessus du béton. Pour que les simulations soient cohérentes, l'environnement complet des mesures a été reproduit. La figure 2.22c fait apparaître le sol hétérogène modélisé sous CST MWS. La difficulté ici a été de déterminer les caractéristiques diélectriques du béton et de la terre. En effet, même si la mesure des paramètres diélectriques des matériaux a été envisagée, il est difficile de mettre en œuvre des caractérisations en bande HF. La solution a donc été d'utiliser des modèles de la littérature [56][57] permettant de définir les caractéristiques de ces matériaux dans la bande d'intérêt.

Les paramètres diélectriques à 15 MHz utilisés pour les simulations CST sont affichés dans le tableau 2.1. L'épaisseur du béton considéré est de 1 m, ce qui correspond aux relevés effectués sur le site d'essai.

Matériaux	ε_{rr}	σ (S.m ⁻¹)
Terre	43.5	48.6×10^{-3}
Béton	10	2.3×10^{-3}

TABLE 2.1 – Paramètres diélectriques des matériaux considérés en simulation

2.4.3 Résultats et comparaisons à des simulations

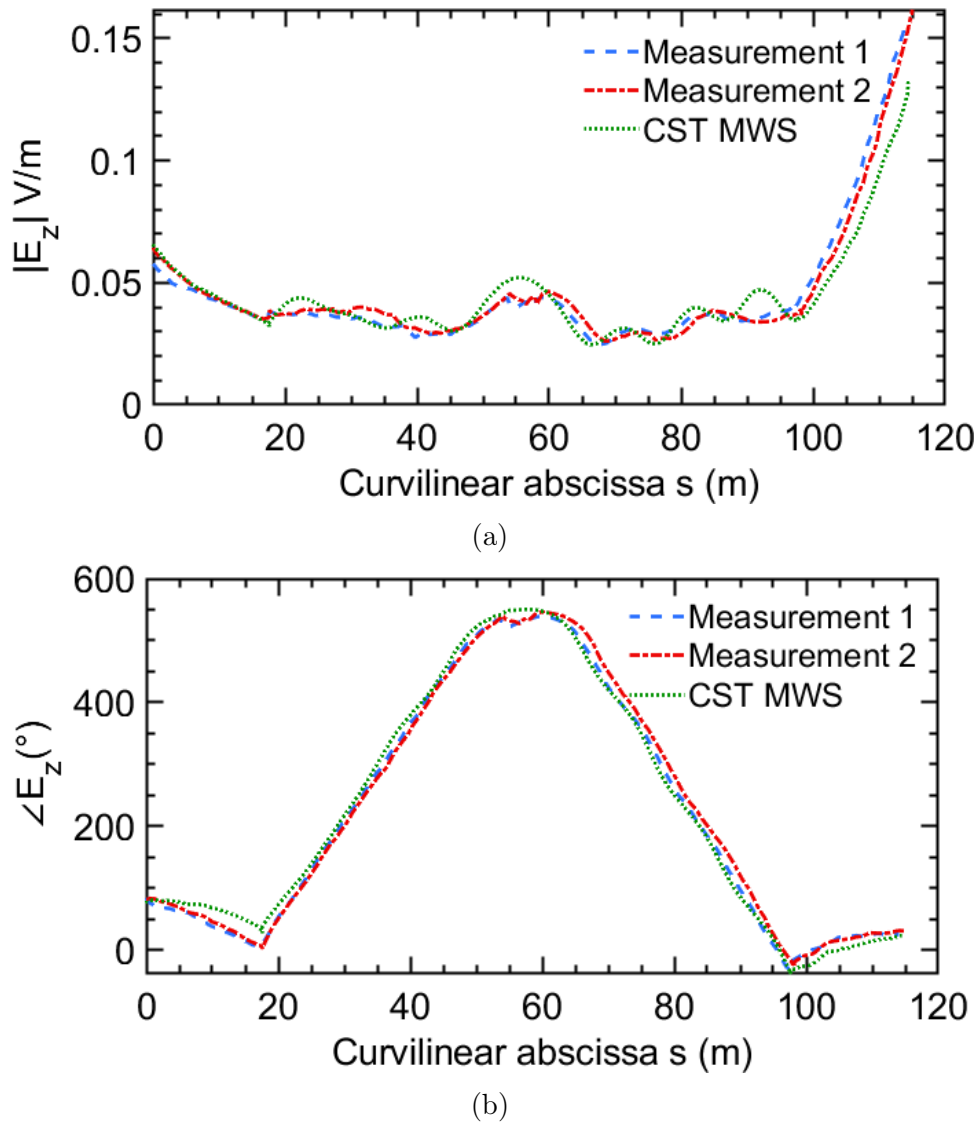


FIGURE 2.23 – Mesures de référence - Amplitude et phase du champ électrique vertical : comparaisons entre les mesures et les simulations, à 15 MHz pour une antenne recevant 15 dBm

Les premiers résultats obtenus sont ceux issus des mesures de référence. Ces mesures sont ici comparées avec des simulations où le trajet du drone a été fidèlement reproduit. Les mesures sont tracées en utilisant l'abscisse curviligne s (le point A correspond à $s = 0$ m et le point B à $s = 115$ m). On observe sur la figure 2.23 qu'il y a une bonne correspondance entre les mesures et les simulations pour le champ électrique vertical, en

amplitude et en phase. À distances égales du monopôle, il est à noter que le champ rayonné par la structure est plus important à l'avant du métamatériau. Des mesures similaires ont pu être obtenues pour la composante radiale du champ. On a vérifié que la composante azimutale du champ était négligeable, comme attendu. Elle n'a donc pas été prise en compte.

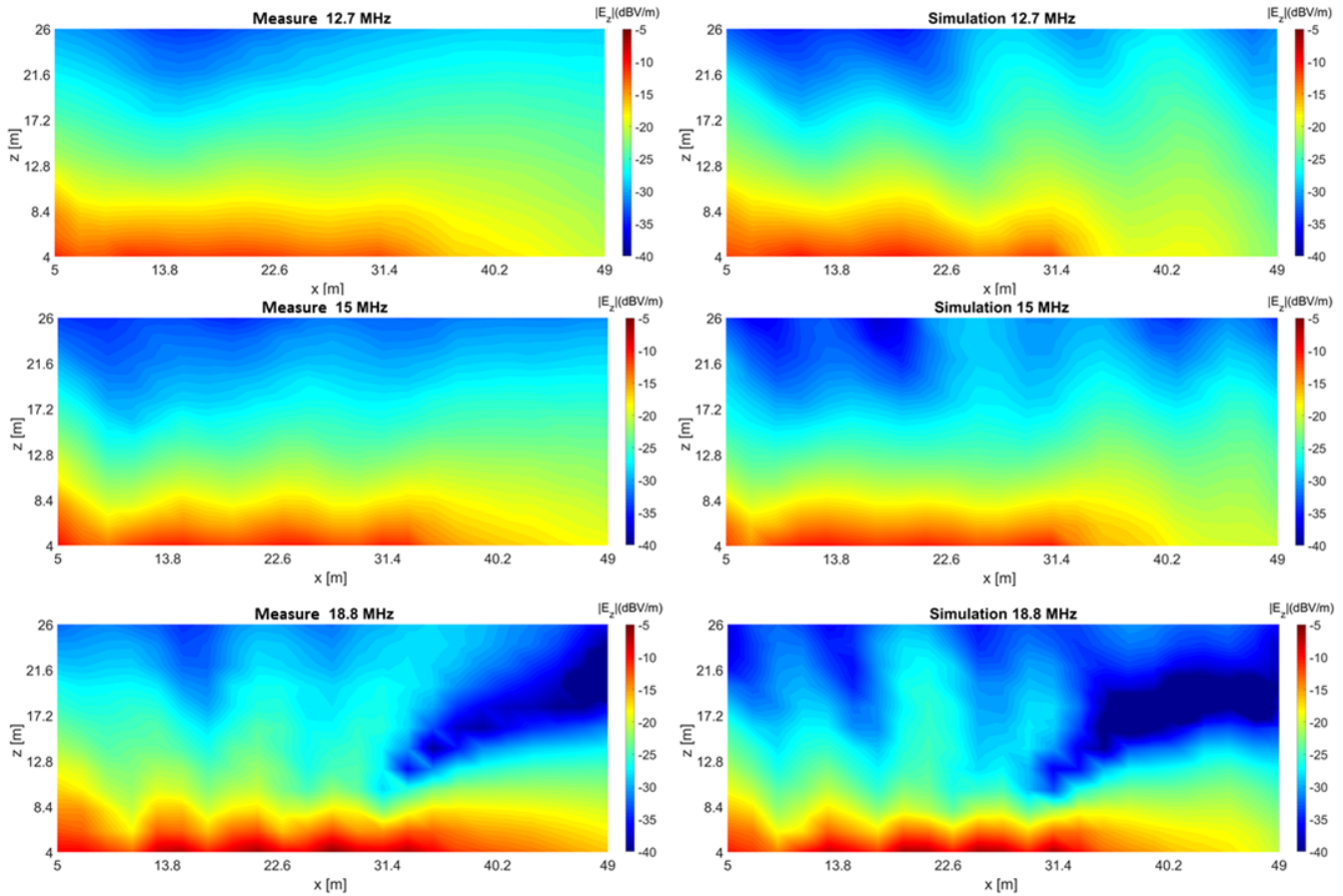


FIGURE 2.24 – Cartes du champ électrique $|E_z|$ relevé en mesure et comparé à la simulation pour trois fréquences

Les deuxièmes résultats sont ceux obtenus selon des lignes horizontales. Ces mesures ont été réalisées pour différentes fréquences [10.3 12.7 13.4 14.4 15 15.7 16.3 18.8] MHz afin de mettre en évidence la bande d'utilisation de la structure métamatériau. L'antenne a été adaptée à chaque fréquence, la puissance injectée est donc constante. Ici, seules les mesures réalisées à [12.7 15 18.8] MHz sont présentées et comparées à des simulations sur la figure 2.24 (la totalité des mesures et simulations est présentée en annexe A). Lors des simulations, seule la répartition du module du champ électrique dans un plan vertical ($y = 0$) au-dessus du métamatériau a été représentée. Sur ces figures, le confinement de l'onde au niveau du sol peut être observé. De plus, les cartes du champ en mesure et en simulation sont similaires. Les différences peuvent s'expliquer par une mauvaise évaluation de la position du drone en azimuth ou par l'interpolation effectuée pour visualiser les cartes de champs. En effet, le logiciel Matlab utilise une méthode d'interpolation bilinéaire pour définir les couleurs utilisées pour représenter les surfaces.

Les erreurs quadratiques moyennes pour les trois fréquences ont été évaluées et sont présentées sur le tableau 2.2. Ces niveaux d'erreurs sont environ de 10 dB inférieurs à l'amplitude moyenne du champ observé.

Frequency (MHz)	RMSE (dBV/m)
12.7	-38.4
15	-36.7
18.8	-30.6

TABLE 2.2 – Erreur quadratique moyenne pour les trois fréquences

En analysant la figure 2.24, il pourrait sembler que la structure, dimensionnée pour 15 MHz, présente de meilleures performances à 18.8 MHz. Cependant, l'application visée est celle du radar à ondes de surface, avec une ouverture azimutale du lobe principal d'environ 30° et une forte réduction du champ rayonné vers l'ionosphère. Ces différentes caractéristiques sont absentes à la fréquence de 18.8 MHz. Sur la figure 2.25 une comparaison issue de simulations réalisées à 15 MHz et à 18.8 MHz est présentée. En normalisant le champ, il est possible d'observer que le lobe principal est plus fin à 18.8 MHz qu'à 15 MHz. Par ailleurs, une utilisation à une fréquence supérieure à 15 MHz entraîne des pertes de propagations supplémentaires ce qui restreint l'utilisation du radar à ondes de surface à la partie basse de la bande HF.

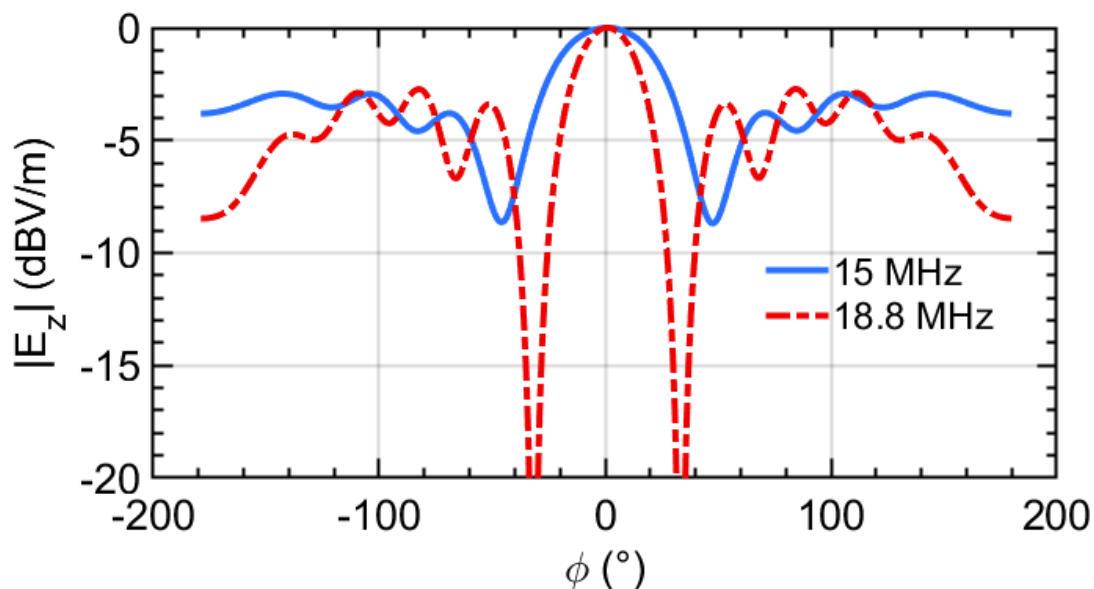


FIGURE 2.25 – Comparaison des diagrammes de rayonnement avec la structure métamatériau à 15 MHz et 18.8 MHz (à altitude nulle)

À partir de ces mesures, il a été, à nouveau, possible de déterminer la longueur d'onde λ_x et, à l'aide de l'équation (1.3), la permittivité équivalente du métamatériau pour les différentes fréquences (tableau 2.3). Ces résultats sont proches de $\varepsilon_{rr} = -1$ qui correspond à la condition recherchée pour rayonner une importante onde de surface.

Fréquences (MHz)	λ_x (m)	ε_{rr}
12.7	10.5	-1.25
15	9.2	-1.26
18.8	8.5	-1.39

TABLE 2.3 – Longueur d'onde mesurée au-dessus du métamatériau et permittivité équivalente

Enfin, les résultats expérimentaux permettant de réaliser les transformations champ proche-champ lointain sont les mesures en coordonnées cylindriques. Différents types de cylindres de mesure ont été parcourus par le drone. Ici, seules les mesures effectuées sur un cylindre de rayon égal à la hauteur ($r = z = 40$ m) sont analysées, car correspondant à une configuration optimale pour la transformation champ proche-champ lointain. Le champ électrique E_φ n'est pas mesuré, car considéré comme nul. Les deux cylindres de mesure choisis pour relever E_ρ et E_z sont illustrés sur la figure 2.26. Il est notable que malgré quelques positions erronées, la trajectoire suivie par le drone décrit correctement le cylindre.

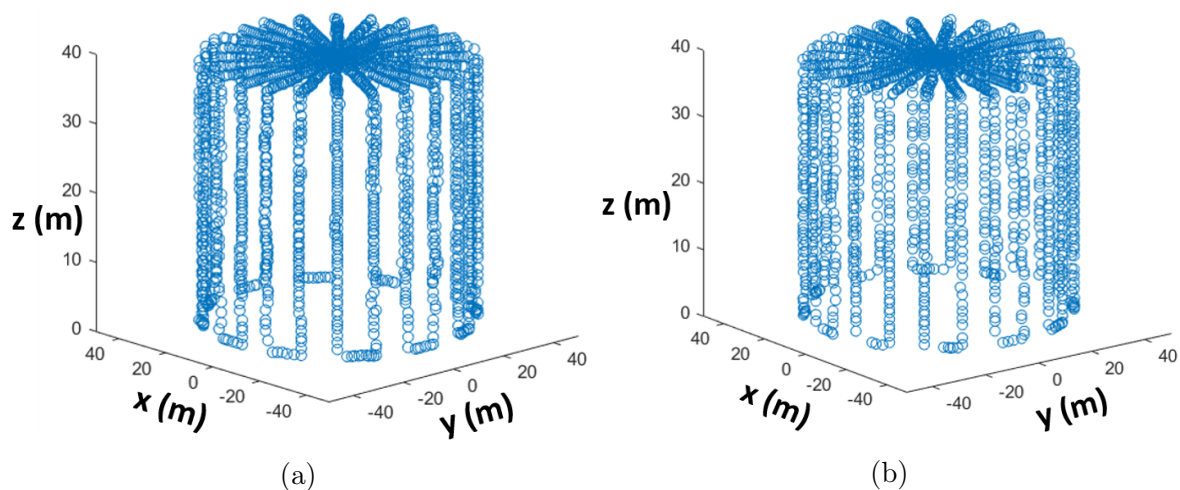


FIGURE 2.26 – Cylindres de mesure choisis pour les relevés de E_ρ et E_z

Afin de réaliser les transformations champ proche-champ lointain, il est nécessaire d'identifier des positions uniques associées aux mesures de E_ρ et E_z . Bien qu'il soit théoriquement possible d'utiliser des surfaces imparfaites pour calculer les transformées, il s'est avéré délicat d'utiliser directement les positions réelles du drone. En effet, il est nécessaire de déterminer la puissance rayonnée à travers la surface de mesure pour réaliser les transformées. Pour cela le cylindre est discrétisé par l'identification des triangles de Delaunay [58]. La procédure de calcul de ces triangles peut s'avérer coûteuse en temps s'il faut la réaliser pour chaque trajectoire de drone associée à chaque composante de champ mesurée. Nous avons donc profité des écarts faibles mesurés entre les positions réelles du drone à chaque mesure pour définir une trajectoire moyenne représentant les points de discrétisation d'un cylindre idéal. Ce cylindre est visible sur la figure 2.27.

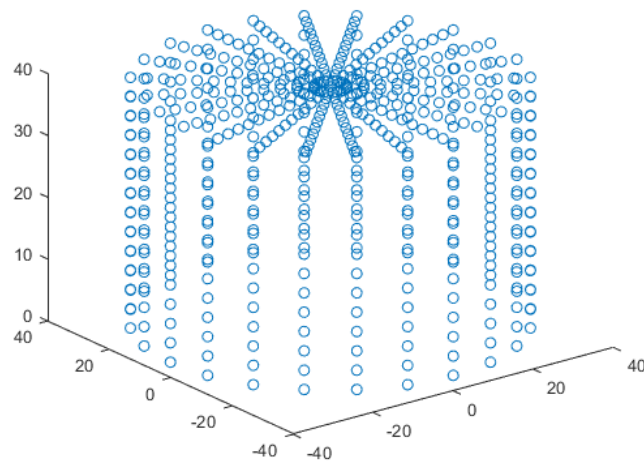


FIGURE 2.27 – Cylindre idéal utilisé pour les transformations CP-CL

Pour analyser les transformations champ proche-champ lointain réalisées, l'intérêt s'est porté sur la composante verticale E_θ du champ rayonné au niveau du sol à 300 m du centre du système d'émission. Afin de s'assurer de la validité des résultats obtenus, ces mesures sont comparées à des simulations réalisées sous FEKO et CST MWS.

Les simulations avec FEKO permettent de déterminer directement le champ électrique lointain à 300 m, mais le logiciel ne permet pas de définir un sol hétérogène, contrairement à CST. Ces simulations ont donc été réalisées pour un sol en terre homogène ($\epsilon_{rr} = 43.5$, $\sigma = 0.0486 \text{ S.m}^{-1}$).

Les simulations avec CST ont, en revanche, été réalisées dans des conditions de sol plus réalistes, identiques à celles de la figure 2.22c. L'exploitation des simulations est différente pour CST. En effet, le champ est ici déterminé sur le cylindre de mesure en champ proche, puis une transformation champ proche-champ lointain est réalisée. Les deux scènes de simulations sont visibles sur la figure 2.28.

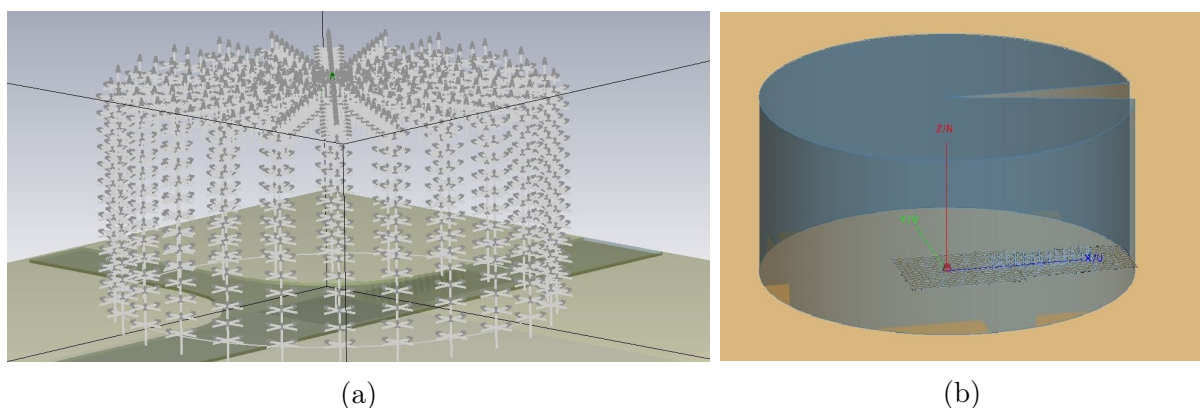
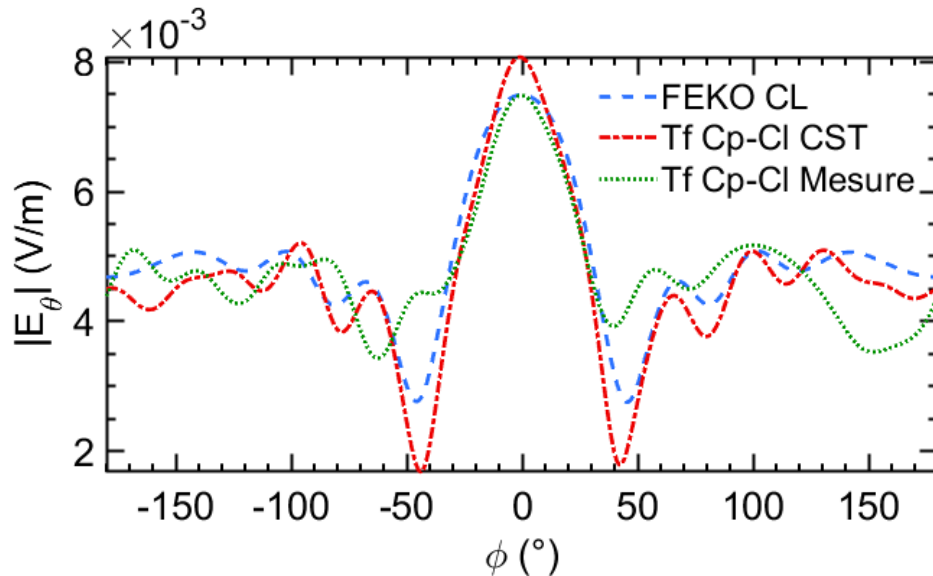


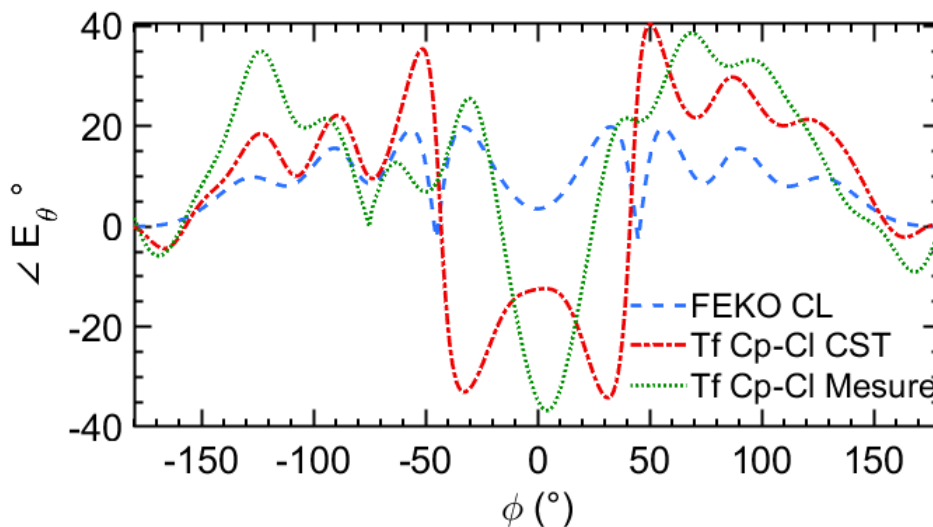
FIGURE 2.28 – Cylindres de mesure choisis pour les relevés de E_ρ et E_z (a) environnement CST (b) environnement FEKO

On peut observer sur la figure 2.29 les résultats, en phase et en amplitude, obtenus pour la transformation champ proche-champ lointain issus des mesures. Ils sont comparés aux données issues de simulations. Il est notable que la variation et le niveau du champ

électrique $|E_\theta|$ suivent sensiblement la variation et le niveau obtenus avec les simulations. Comme attendu, on observe bien ici que le métamatériau permet d'exciter une forte onde de surface au niveau du sol dans la direction principale du métamatériau $\varphi = 0^\circ$. La différence la plus importante porte sur les minima. Pour la phase, il existe de fortes différences notamment dans la région du lobe principal.



(a) Amplitude du champ à 300 m



(b) Phase du champ à 300 m

FIGURE 2.29 – Résultats des transformées champ proche-champ lointain

Plusieurs erreurs sont à l'origine de ces différences. En effet, le cylindre de mesure a été centré sur le monopôle, alors que, pour se placer dans les meilleures dispositions pour la transformation champ proche-champ lointain, celui-ci doit être centré sur le système d'émission comme l'expérience pratique acquise au laboratoire a permis de le déduire. De plus, la programmation des vols du drone semble avoir été légèrement erronée, le centre du cylindre étant légèrement décalé du monopôle. Enfin, il apparaît clairement que réaliser les mesures sur un sol hétérogène complique le bon déroulement de la transformation champ proche-champ lointain.

Au vu de ces résultats encourageants, bien qu'imparfaits, il a été décidé de réaliser de nouvelles mesures lors d'essais radars prévus en bord de mer pour octobre 2020. Le sol étant homogène et la conductivité du sol élevée (sable à proximité de la mer), les comparaisons avec les simulations devaient être plus favorables.

L'implantation, aux Salins du Midi d'Aigues Mortes, de la structure à métamatériau a permis d'évaluer, avec des mesures radars, le gain apporté par la structure par rapport à un monopôle seul. La structure, ainsi installée, est visible sur la figure 2.30.



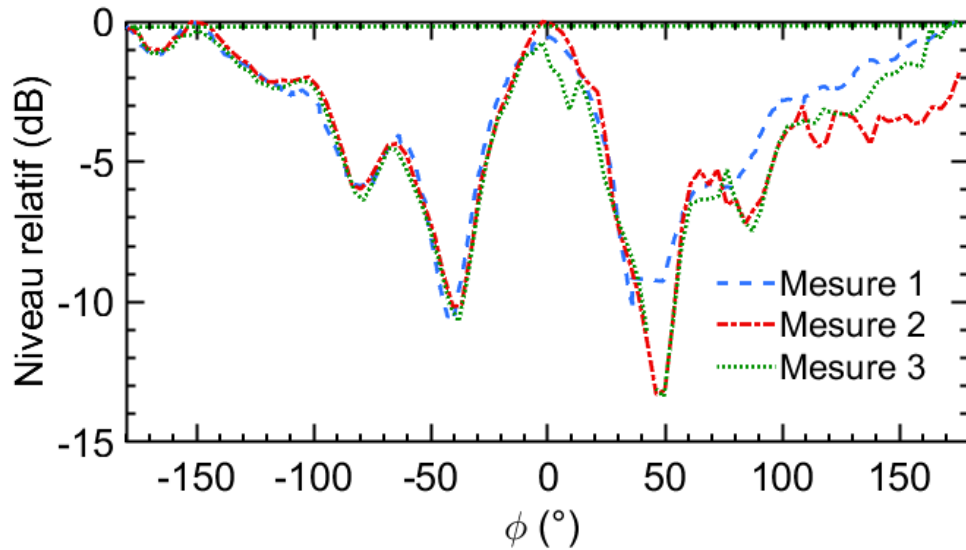
FIGURE 2.30 – Structure métamatériau installée aux Salins du Midi

Deux types de mesures ont été menés. Pour les essais radar, deux antennes, un monopôle seul et un monopôle associé au métamatériau sont alimentés simultanément par des signaux de type codes orthogonaux. Un réseau de réception fournit des niveaux sur les cibles, ainsi que sur les fouillis de mer et ionosphérique, ceci simultanément à partir des signaux des deux antennes d'émission, afin de comparer leurs gains.

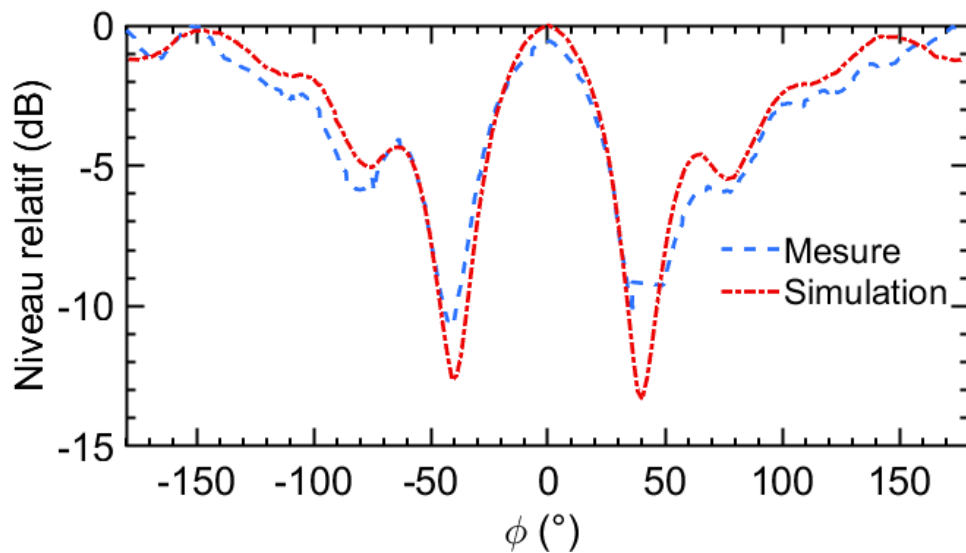


FIGURE 2.31 – Système d'émission monté sur le drone

Des mesures par drone, similaires à celles réalisées à Crucey étaient planifiées. Ces mesures devaient être effectuées avec le système de mesure en champ proche développé spécialement pour évaluer le champ rayonné par cette structure à l'échelle 1. Cependant, la période des mesures a coïncidé avec le passage de la tempête Barbara, ce qui a rendu impossible le déploiement de ce système, le risque d'accident étant trop élevé. Malgré ces conditions expérimentales difficiles, pour lesquelles il a été décidé de ne pas embarquer la sonde de champ sur le drone, des mesures avec un autre système ont pu être réalisées. Il est présenté sur la figure 2.31.



(a) Amplitude du champ à 300 m



(b) Phase du champ à 300 m

FIGURE 2.32 – Résultats des mesures réalisées avec le drone et comparés à des simulations

Avec ce système, l'antenne d'émission est embarquée sur le drone et la réception s'effectue sur le monopôle placé devant le métamatériau. Le signal d'excitation est généré grâce à un synthétiseur réglé à 14.756 MHz, la fréquence alors autorisée pour les mesures radars. Il est raccordé à un monopôle, de faible longueur électrique devant la longueur

d'onde. Ceci permet d'éviter un éventuel couplage entre la structure au sol et le drone. Pour effectuer un relevé de diagramme de rayonnement, en valeur relative par rapport au champ maximum, il faut se placer à grande distance de la structure métamatériau, soit au moins 300 m de celle-ci. En raison des conditions climatiques, il était impossible de se placer à une telle distance. Nous avons donc réalisé des mesures circulaires à 50 m de distance et à une altitude de 17 m. Ces mesures étaient centrées sur le centre du système de réception.

Puisque les mesures (figure 2.32a) ont été réalisées en champ proche de la structure, l'analyse seule de celle-ci ne permet pas de tirer de conclusions sur le gain du métamatériau. Il a donc fallu les comparer à des simulations où le trajet du drone a été fidèlement reproduit. On observe alors que le comportement, en champ proche, en mesure est bien celui attendu en simulation (figure 2.32b). La légère dissymétrie observée sur les minima est liée à des difficultés lors de l'évaluation du point GPS du centre de la structure d'émission.

2.4.4 Évaluation du gain à partir de mesures radars

L'implantation du site d'émission et de réception du ROS déployé au Salins du Midi est représentée sur la figure 2.33. Le réseau de réception, composé de 8 monopôles, est espacé de 3,3 km de l'émission afin d'éviter un fort trajet direct.



FIGURE 2.33 – Implantation du ROS au Salins du Midi

Les deux antennes d'émission, le monopôle seul et le monopôle associé au métamatériau sont espacés d'environ 30 m, les positions des antennes sont indiquées sur la figure 2.34.

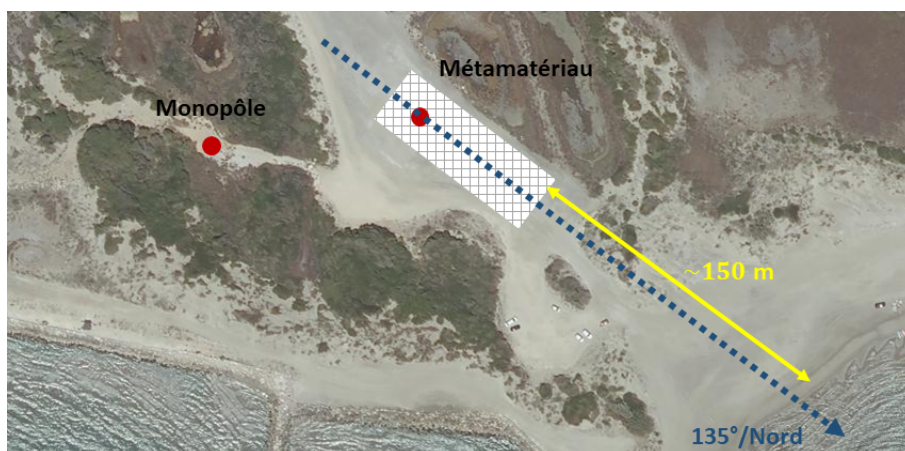


FIGURE 2.34 – Implantation des antennes d'émission du ROS aux Salins du Midi

Grâce aux mesures radars, réalisées par Michel Menelle de l'Onera, il a été possible d'évaluer les gains, en fonction de l'azimut, de la structure composée du monopôle et du

métamatériau. Les gains ont d'abord été évalués sur les raies de Bragg. Ces raies rendent compte de la diffusion de l'onde sur la crête des vagues. Lorsque la longueur d'onde de la houle est égale à la moitié de celle de l'émission, les contributions réfractées s'ajoutent en phase, c'est ce que l'on appelle les raies de Bragg. Ces échos étant cohérents, ils peuvent servir de référence pour mesurer les gains. Tout d'abord, les niveaux obtenus sur l'écho de la mer ont été évalués pour quatre essais, qui se sont déroulés sur quatre journées, en début et en fin de mesure. Le temps d'intégration de chaque mesure est de 60 s, puis 20 images sont sommées pour un temps global d'analyse de 20 minutes. La figure 2.35 présente ces niveaux, on remarque que l'analyse n'est pas réalisée pour un azimuth inférieur à -25° . Ceci est dû au choix du site d'implantation, les valeurs inférieures à -25° sont inexploitable, car la propagation s'effectue au-dessus de la terre.

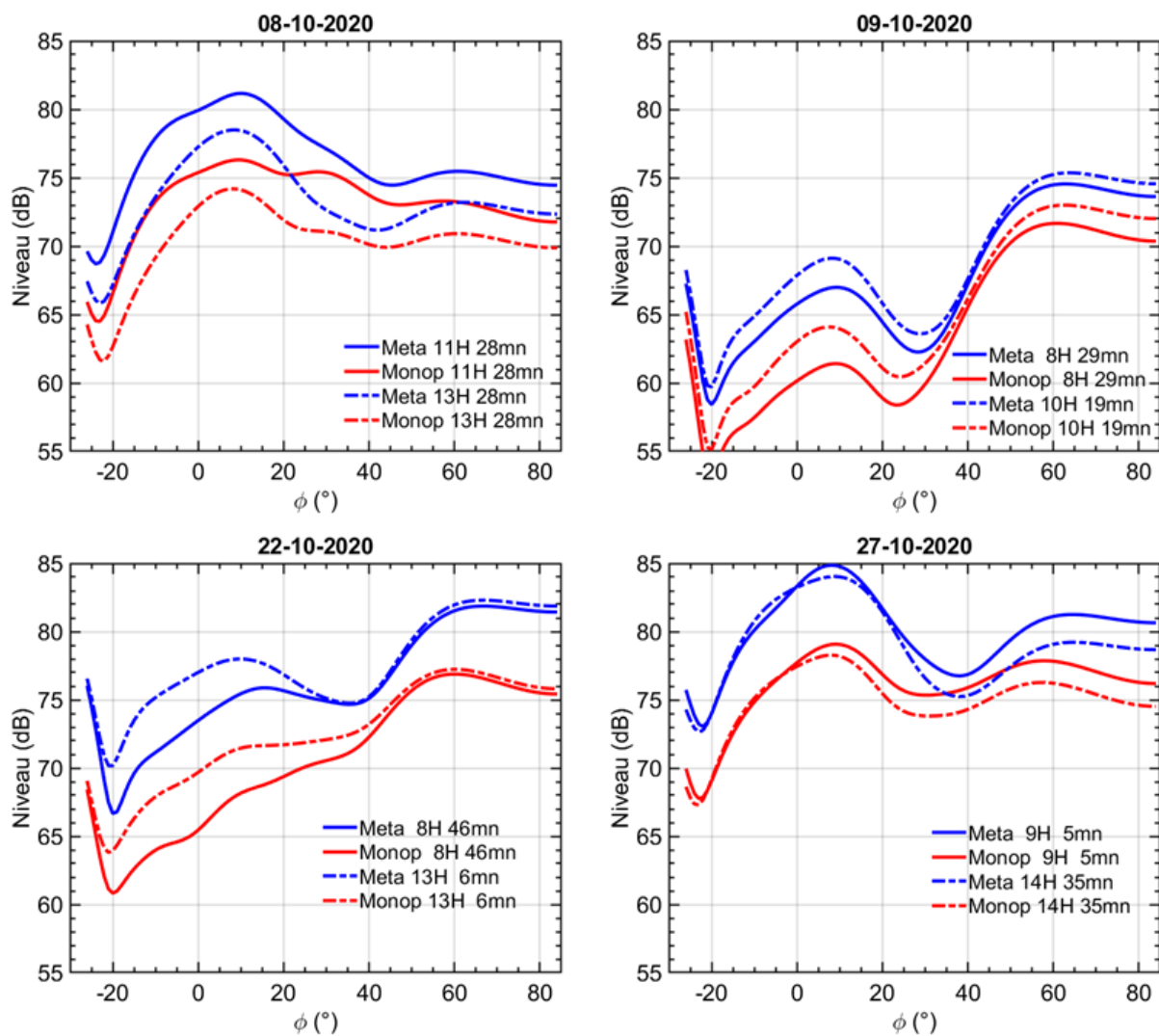


FIGURE 2.35 – Niveaux recueillis pour le fouillis de mer en 4 jours de mesures

Le gain de l'antenne à métamatériau, par rapport au monopôle, est obtenu en effectuant la différence des niveaux reçus sur les deux antennes. Les antennes d'émission étant co-localisées, la seule différence pour la puissance reçue est liée au diagramme de rayonnement de l'émission. Le gain est présenté sur la figure 2.36. Une variation d'environ ± 2 dB

est observée, mais une enveloppe globale se dessine et montre bien un gain dans la direction d'intérêt (azimut $\varphi = 0^\circ$). Cette variation s'explique principalement par la grande dynamique des niveaux reçus, environ 20 dB, en fonction de la force et de la direction du vent. Ainsi, la répartition non uniforme du fouillis, selon l'azimut, impacte fortement les niveaux rentrant par les lobes secondaires du réseau de réception.

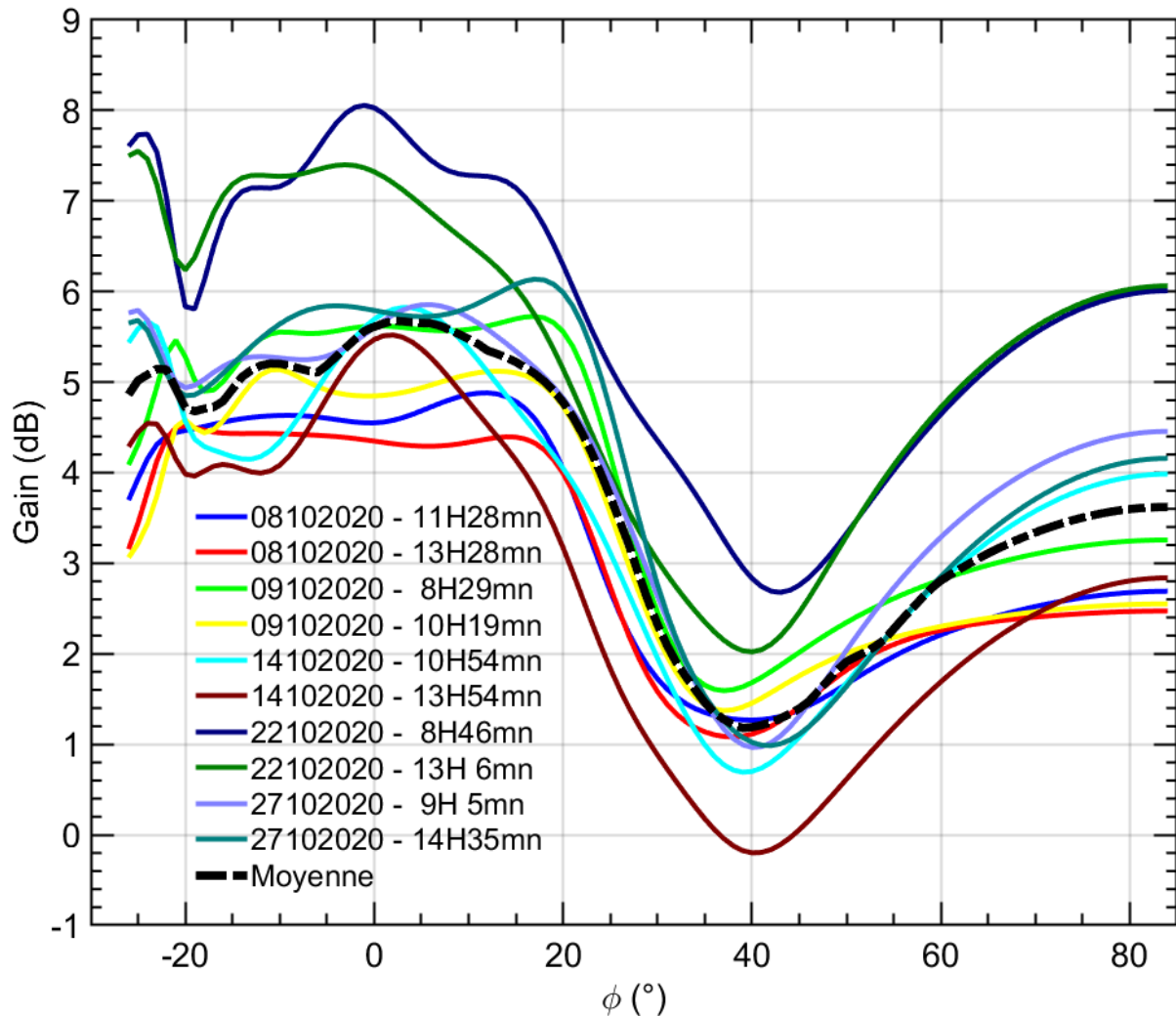


FIGURE 2.36 – Gain du métamatériau estimé sur le fouillis de mer

Le même type d'analyse a été réalisé pour des cibles navales. Les pistes communes obtenues pour les deux antennes d'émission permettent de comparer le niveau des plots (i.e. le niveau de l'écho des cibles). La figure 2.37 permet de comparer le gain moyen relevé sur les cibles à ceux obtenus pour le fouillis de mer et pour la simulation, où le sol considéré est une mer homogène. La forme générale des courbes est similaire en mesures et en simulation. Le maximum sur les courbes mesurées, de 5.5 dB, est environ d'1 dB inférieur au maximum théorique (6.5 dB). Il est à noter qu'on se trouve dans un cas classique des mesures radars en HF, avec de fortes variations des niveaux de fouillis et un nombre important d'inconnues rendant difficile la répétabilité des mesures, et donc de l'analyse. Ceci permet de souligner l'intérêt des caractérisations en champ proche des antennes afin de limiter les facteurs inconnus de l'environnement de mesure.

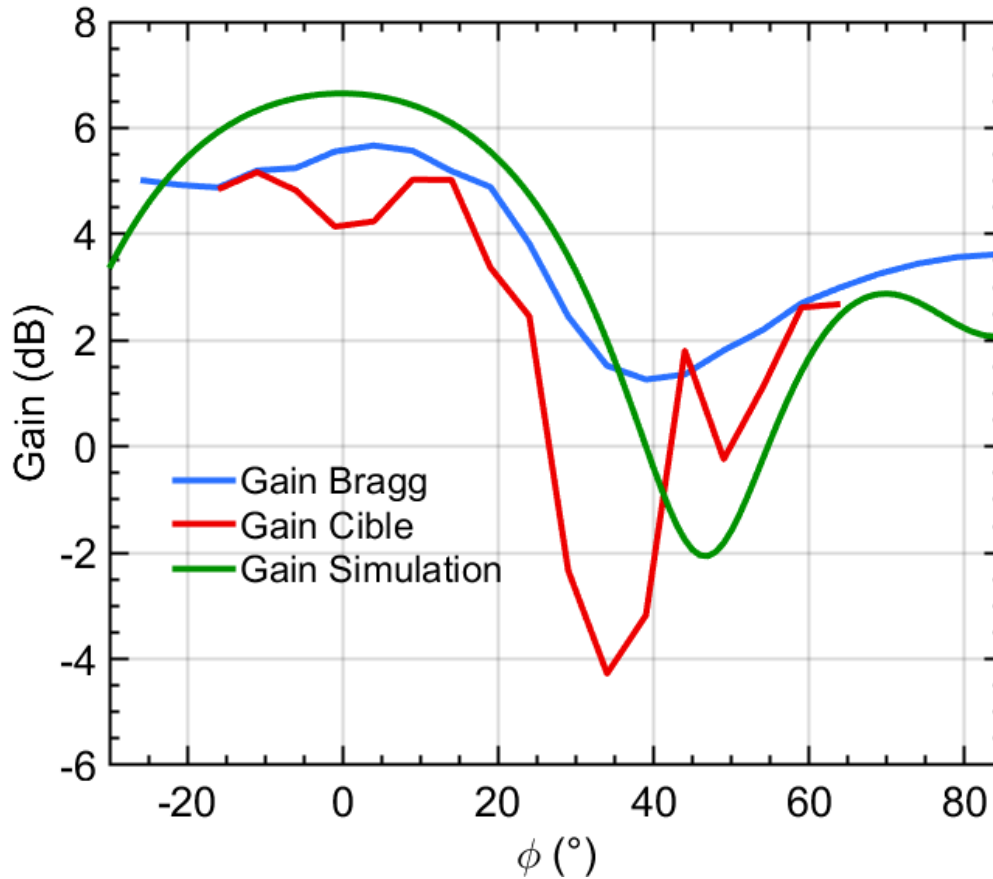


FIGURE 2.37 – Gain théorique du métamatériau comparé aux résultats issus des mesures

2.5 Limitation du système

Le problème de la caractérisation du rayonnement des antennes n'est pas exclusif à la bande HF, car on retrouve la même difficulté pour la caractérisation des grands réseaux d'antennes en VHF ou lors de l'implantation d'antennes sur des navires. Le système de mesure développé (figure 2.7) est adapté aux mesures en bande HF mais pourrait être utilisé à plus haute fréquence, car la sonde permet des relevés jusqu'à 3 GHz. Seulement, d'autres contraintes apparaissent à haute fréquence. En effet, avec la précision réelle du positionnement du drone, aujourd'hui une dizaine de centimètres, la fréquence maximum d'utilisation est de 100 MHz. La fréquence maximum d'utilisation est obtenue en prenant comme limite $\frac{\lambda}{30}$, erreur maximale de positionnement supportée par l'algorithme de transformation champ proche-champ lointain. Une possibilité serait d'équiper le drone d'un système de positionnement GPS RTK plus performant. En effet, celui fourni par le constructeur du drone présente des performances limitées. Des chercheurs espagnols [43] utilisant aussi des drones pour des mesures en champ proche réussissent à obtenir une précision d'1 cm. On peut, ainsi, effectuer des mesures aux alentours d'1 GHz. Enfin, des systèmes de positionnement par laser, le drone étant alors équipé d'une cible réflectrice, sont possibles et permettent d'utiliser des systèmes de mesure de champ à plus de 10 GHz. Une équipe de recherche allemande [59] a réussi à effectuer des mesures de ce type. La

mise en œuvre d'un tel système représente cependant un surcoût de plusieurs dizaines de milliers d'euros. En outre, la présence de la fibre complique nécessairement les mesures et alourdit le système. Une évolution importante pourrait être d'utiliser un algorithme de reconstruction de phase. Dans ce cas, des mesures d'amplitudes sur au minimum deux surfaces englobant le système d'émission permettraient de réaliser les transformations champ proche-champ lointain. Mais, l'utilisation de fréquences plus élevées entraînerait un pas d'échantillonnage plus petit. Les mesures seraient donc nécessairement plus longues, et afin d'en limiter leur durée, l'emploi d'un algorithme d'interpolation pourrait être utile. Enfin une optimisation de la charge utile pour réduire le poids et la prise au vent serait nécessaire.

2.6 Conclusion

Le travail sur la conception d'un système de mesure en champ proche a débuté par un état de l'art, permettant de mieux comprendre le but poursuivi et de percevoir les difficultés rencontrées pour une mesure de ce type. Le défi le plus complexe à surmonter a été celui de la synchronisation entre l'émission et la réception de deux systèmes physiquement éloignés et mobiles. Après avoir exploré différentes possibilités, il est apparu que la solution la plus simple et performante à mettre en place était de récupérer le signal au sol via une fibre optique. Ce signal est ensuite numérisé de la même manière que l'émission en utilisant une unique horloge de numérisation.

Après avoir défini la charge utile, la plateforme embarquée a pu être assemblée. Celle-ci a tout d'abord été utilisée pour caractériser un monopôle seul adapté à la bande HF. Ce premier essai a permis de valider l'ensemble de la chaîne de mesure en acquérant le champ proche rayonné par l'antenne et en le comparant à des simulations. Ainsi, après transformation champ proche-champ lointain, il a pu être noté que la précision des données était suffisante pour obtenir des résultats cohérents.

La réalisation d'un tel équipement de mesure avait pour but la caractérisation d'une structure métamatériau adaptée à la fréquence de 15 MHz. Cette structure a bénéficié d'un projet Rapid nommé AC3M, qui a permis d'aller jusqu'à sa construction et sa caractérisation. D'abord construite avec 18 panneaux pleins sous la forme d'une maquette au centième pour une fréquence de fonctionnement de 1.1 GHz, cette antenne a été caractérisée avec un gain d'environ 10 dB tel qu'attendu par rapport à un monopôle. La structure réalisée et mesurée en bande HF a été, elle, réduite à 13 panneaux pour une question de coût et de poids. Les mesures avec le système embarqué sur le drone ont permis de montrer des performances similaires à celles obtenues en simulation. Enfin, des mesures radars effectuées aux Salins du Midi ont montré, malgré des conditions météorologiques difficiles, un gain moyen de 5.5 dB du système par rapport à celui d'un monopôle.

Certaines améliorations à apporter au système de mesure ont pu être mises en évidence. Elles portent principalement sur la précision de positionnement du drone. La planification

des vols est relativement délicate et la réalisation d'un parcours complexe n'est pas encore possible. La précision des équipements proposés par le constructeur était suffisante pour notre application, seulement elle rend problématique l'exploitation du système de mesure à des fréquences plus élevées.

Cet aspect du travail de thèse a utilement ouvert le champ de recherche en combinant des aspects théoriques et des connaissances en techniques de mesures innovantes. Enfin, le développement de ce système de mesure a aussi fait naître l'idée de la possibilité de réaliser des mesures de champ proche diffracté par des cibles navales pour ensuite évaluer, grâce à des transformées champ proche-champ lointain, leur surface équivalente radar. Le dernier chapitre de ce manuscrit sera d'ailleurs consacré à la vérification, en simulation, de la pertinence de ce concept original de caractérisation de cibles navales.

Chapitre 3

Surface Équivalente Radar

3.1	Introduction	58
3.2	Propagation en ondes de surface	63
3.2.1	État de l'art	63
3.2.2	Comparaison de trois modèles de propagation	68
3.2.3	Effet de l'état de mer	76
3.2.4	Effet de la variation de l'indice de réfraction atmosphérique	78
3.2.5	Conclusion	78
3.3	Adaptation de la Surface Équivalente Radar à la propagation en ondes de surface	81
3.3.1	Application de la définition classique de la SER pour une propagation en ondes de surface	81
3.3.2	Modification de la formulation de la SER	83
3.3.3	Modélisation et caractérisation de cibles navales	88
3.3.4	Conclusion	93
3.4	Intégration dans l'équation radar	94
3.4.1	Adaptation de l'expression du gain des antennes à la propagation en ondes de surface	94
3.4.2	Simulation et application à l'équation radar	98
3.4.3	Conclusion	101
3.5	Conclusion	102

3.1 Introduction

Dans ce chapitre on va s'intéresser notamment à la définition de la Surface Équivalente Radar (SER), grandeur scalaire fondamentale pour l'établissement du bilan de liaison des radars à ondes de surface. En effet, la SER est fortement liée à l'équation radar. Cette équation est similaire à celle de Friis, mais suppose une « troisième antenne » inconnue,

la cible. Cette équation radar permet de déterminer la puissance reçue W_r au niveau de l'antenne de réception. Dans son écriture classique, elle est définie comme :

$$W_r = \frac{W_t G_t}{4\pi R^2} \times \frac{\sigma}{4\pi R^2} \times A_e \quad (3.1)$$

avec W_t la puissance transmise, G_t le gain de l'antenne à l'émission, A_e la surface effective de captation de l'antenne de réception. Dans le cas d'une onde plane incidente sur l'antenne de réception, le gain G_r à la réception est défini comme :

$$G_r = 4\pi \frac{A_e}{\lambda^2} \quad (3.2)$$

Et finalement l'équation radar s'écrit :

$$W_r = \frac{W_t G_t}{4\pi R^2} \times \frac{\sigma}{4\pi R^2} \times \frac{\lambda^2 G_r}{4\pi} \quad (3.3)$$

Avant d'exposer les différents travaux réalisés, il est nécessaire de rappeler des notions sur la diffraction des ondes par un objet. Celle-ci résulte de l'interaction d'un champ électromagnétique incident, provenant d'une source lointaine, avec un ou plusieurs objets. Les données considérées dans ce problème sont le champ électromagnétique incident (\vec{E}_i, \vec{H}_i) , ainsi que la géométrie et les matériaux du corps diffractant. La configuration du problème considéré est illustrée sur la figure 3.1.

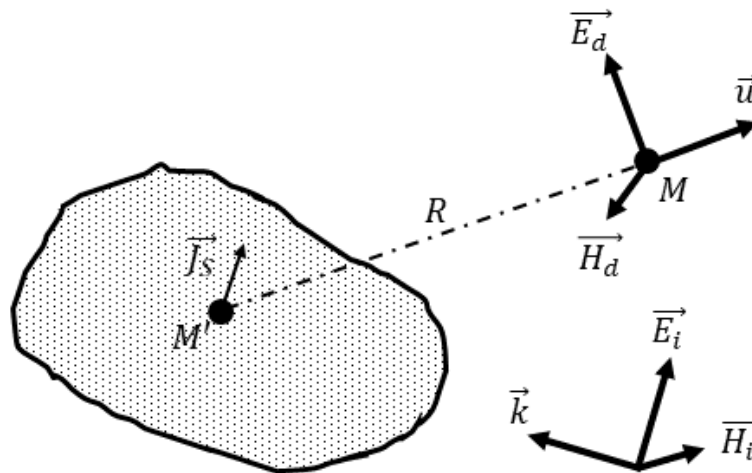


FIGURE 3.1 – Géométrie du problème

Ici, \vec{k} définit la direction de propagation de l'onde incidente. Le champ diffracté (\vec{E}_d, \vec{H}_d) se dirige selon \vec{u} et est observé au point M . La densité de courant \vec{J}_s circulant sur la surface de l'objet est observée au point M' . Enfin la distance entre le point d'observation et l'objet est R .

Dans ce problème les inconnues sont le champ diffracté (\vec{E}_d, \vec{H}_d) et le champ total (\vec{E}_t, \vec{H}_t) . En chaque point de l'espace entourant l'objet, le champ total est la somme des champs incident et diffracté. Le champ total vérifie les conditions aux limites à la surface de l'objet diffractant. Puisque le champ incident seul, dans la majorité des cas,

ne vérifie pas ces conditions, il apparaît une densité de courant \vec{J}_s à la surface de l'objet, source du champ diffracté.

La détermination du champ diffracté permet de caractériser l'objet. Cependant, le champ est une grandeur vectorielle complexe évoluant selon la distance d'observation. Son emploi est relativement difficile et rend laborieuses les comparaisons entre différents scénarios de détections radars. C'est pour cette raison qu'on définit une valeur scalaire qui est la Surface Équivalente Radar. Cette grandeur scalaire permet de quantifier la capacité d'une cible à renvoyer l'énergie de l'onde électromagnétique incidente à laquelle elle est soumise. Cette grandeur est homogène à une surface (m^2) et se définit comme la surface projetée d'une sphère équivalente qui renverrait la même énergie que la cible réelle. Lorsque les différents paramètres de la scène sont figés, le rayonnement de la cible est considéré comme omnidirectionnel.

La définition mathématique de la SER, notée σ , nécessite que l'onde incidente sur la cible, placée en espace libre, soit plane et homogène. On écrit alors la densité de puissance incidente S_i , avec η_0 l'impédance de l'air, de la façon suivante :

$$S_i = \frac{1}{2} \vec{E}_i \vec{H}_i^* = \frac{1}{2} \frac{||\vec{E}_i||^2}{\eta_0} \quad (3.4)$$

En assimilant la cible à une antenne captant de l'énergie, la SER σ est alors définie comme la surface de captation de cette antenne. Elle capte alors une puissance égale à :

$$W = \sigma S_i = \frac{1}{2} \sigma \frac{||\vec{E}_i||^2}{\eta_0} \quad (3.5)$$

Si la cible est métallique, sans pertes, elle re-rayonne la totalité de cette puissance. Ce rayonnement est considéré comme s'il était omnidirectionnel et observé à une distance R de la cible. On définit alors la densité de puissance diffractée S_d par la cible par :

$$S_d = \frac{W}{4\pi R^2} = \frac{1}{2} \frac{||\vec{E}_d||^2}{\eta_0} \quad (3.6)$$

Et, en utilisant l'équation (3.5) :

$$S_d = \frac{1}{8} \sigma \frac{||\vec{E}_i||^2}{\pi \eta_0 R^2} = \frac{1}{2} \frac{||\vec{E}_d||^2}{\eta_0} \quad (3.7)$$

D'où :

$$\sigma = 4\pi R^2 \frac{||\vec{E}_d||^2}{||\vec{E}_i||^2} \quad (3.8)$$

Il apparaît clairement ici une dépendance de la SER à la distance, ce qui n'est pas satisfaisant, car afin d'être exploitable, cette grandeur doit être constante. Le point d'observation est classiquement considéré à grande distance de la cible, permettant ainsi de considérer que le champ diffracté \vec{E}_d par la cible évolue en suivant une loi inverse de la distance ($\frac{1}{R}$). Dans ce cas, la SER converge selon la distance, elle est alors définie comme :

$$\sigma = \lim_{R \rightarrow \infty} 4\pi R^2 \frac{\|\vec{E}_d\|^2}{\|\vec{E}_i\|^2} \quad (3.9)$$

La connaissance de la SER d'une cible est primordiale. Elle constitue, en se plaçant du côté de la cible, le seul paramètre caractéristique de la cible dans l'équation radar, les autres étant seulement dépendants du radar employé et de la distance parcourue par les ondes.

On comprend alors l'importance que revêt la connaissance de la SER pour prévoir la capacité de détection d'un radar. Plusieurs méthodes peuvent être envisagées pour la déterminer : les méthodes hautes fréquences et les méthodes exactes. La notion de haute fréquence ne fait pas référence ici à la bande HF. Elle traduit l'utilisation d'une longueur d'onde petite devant les dimensions de la cible. Dans ce cas, il est communément admis que la longueur d'onde doit être environ 10 fois inférieure aux dimensions du plus petit élément diffractant de la cible pour pouvoir utiliser ces méthodes [60].

Les méthodes hautes fréquences sont appréciées pour leur efficacité et leur temps de calcul réduit. À haute fréquence, il est possible de considérer que chaque partie de la cible rayonne indépendamment des autres. Les calculs des courants induits, puis celui du champ diffracté en sont facilités. Différentes méthodes existent [61] dont la méthode de l'optique géométrique, qui est la plus ancienne et la plus simple. La solution de l'optique physique et la théorie géométrique de la diffraction sont aussi utilisées. La plupart des logiciels de calcul de SER mettent en œuvre des combinaisons de ces différentes méthodes. Elles sont d'un grand intérêt, car la majorité des radars de surveillance et de conduite de tir utilisent des fréquences qui, au regard du critère défini plus haut, peuvent être qualifiées de hautes fréquences. L'utilisation de ces méthodes est à la base de certains processus de conception d'aéronefs ou de bateaux pour augmenter leur furtivité radar, et donc diminuer leur SER [62]. À l'inverse, ces méthodes sont parfois appliquées pour augmenter la SER : par exemple afin d'accroître la visibilité radar des bateaux civils en utilisant des réflecteurs [63] ou pour ne pas compromettre la SER réelle d'un vecteur furtif, lors d'entraînements ou de démonstrations [64].

Avec les radars à ondes de surface, la gamme de longueurs d'onde employée [20 – 60 m] ne permet pas d'utiliser les méthodes hautes fréquences. L'emploi de méthodes exactes est nécessaire. Elles passent par une résolution exacte des équations de Maxwell. Les principales méthodes de résolution sont celles des différences finies et la méthode des moments. Ce sont les méthodes les plus précises, ce qui conduit à des tailles de problème parfois très importantes. Néanmoins, des techniques d'accélération existent, et permettent de réduire le temps de calcul [65].

Avant de caractériser la SER de cibles navales, il est nécessaire de s'intéresser aux hypothèses permettant d'établir les relations (3.9) et (3.3). La première concerne le champ incident \vec{E}_i sur la cible qui doit être homogène et plan. De la même façon, le champ \vec{E}_d diffracté par la cible, doit suivre une loi de variation inversement proportionnelle à la

distance afin que la limite converge dans l'équation (3.9). Ces hypothèses valables pour une propagation en espace libre nécessitent d'être évaluées pour une propagation en ondes de surface. Le cas échéant, des modifications pour adapter la définition de la SER à cette propagation devront être effectuées.

3.2 Propagation en ondes de surface

3.2.1 État de l'art

Au début du XX^e siècle, Guglielmo Marconi, déjà considéré comme un pionnier dans les transmissions radio et soutenu par le gouvernement britannique, décide de mener une expérimentation pour réaliser la première transmission radiotélégraphique transatlantique. Il est alors décidé de placer un récepteur, dont l'antenne consiste en un câble attaché à un cerf-volant, visible sur la figure 3.2, sur une colline adjacente à la ville de St John's à Terre Neuve, alors territoire britannique. L'émetteur, de nouvelle génération et de forte puissance, est localisé à Poldhu en Cornouailles. L'expérience a réussi en décembre 1901 à une fréquence inconnue (estimée autour de 850 kHz), et a permis de relier les deux points distants de 3500 km [66]. Cette réussite a été accueillie avec enthousiasme par la majorité de la communauté scientifique. Cependant au vu du peu de preuves et du faible nombre de témoins, certains savants firent part de leur scepticisme. Dans la continuité de cette première liaison, Marconi accomplit un test davantage documenté. La liaison fut réalisée, jusqu'à 3400 km, avec un paquebot, le *S.S Philadelphia*. Par ailleurs, elle permit de mettre en évidence que la nuit était plus propice pour la propagation des ondes à longue distance.



FIGURE 3.2 – Cerf-volant équipé d'un câble servant d'antenne de réception (@McClure's Magazine)

Ces expériences successives représentent une avancée technique majeure. Elles ont amené de nombreux physiciens et mathématiciens à répondre à une question fondamentale. Quel phénomène physique lié à la propagation des ondes permet d'expliquer cette liaison transatlantique ?

En effet, il était alors admis que les ondes électromagnétiques se propageaient en ligne droite. Les premiers travaux référencés sont présentés en 1903 par H.M. Macdonald [67], un mathématicien écossais. Ils théorisent la possibilité que les ondes se courbent autour d'un obstacle conducteur. L'hypothèse est donc qu'une onde se propageant à la surface de la mer est responsable de la réussite de l'expérience de Marconi. La validité de ces recherches est rapidement questionnée par Rayleigh [68] et Poincaré [69], deux illustres

mathématiciens et physiciens.

Il existe aujourd'hui un consensus scientifique sur l'expérience de Marconi. La transmission aurait été rendue possible par la réflexion sur l'ionosphère d'une harmonique Haute Fréquence du signal. La transmission par onde de surface est impossible au vu du niveau d'atténuation de celle-ci avec la distance.

En 1907, les travaux de Zenneck [70] représentent la première étape importante dans la modélisation de l'onde de surface. Ceux-ci traitent du cas de la propagation d'une onde, solution des équations de Maxwell, à l'interface plane de deux milieux homogènes. Les deux milieux ont une même perméabilité μ_0 , mais des permittivités et conductivités différentes. La géométrie des milieux de propagations est similaire à celle de la figure 1.8

Le problème est traité dans le cas de la propagation de deux ondes planes non homogènes, une dans chaque milieu. La propagation s'effectue dans la direction x et, selon Zenneck, la composante du champ magnétique, pour $z > 0$ est :

$$H_{1y} = b_1 e^{-k_{z1}z - jk_x x} \quad (3.10)$$

Le champ magnétique, dans le second milieu, $z < 0$, est :

$$H_{2y} = b_2 e^{+k_{z2}z - jk_x x} \quad (3.11)$$

Les termes b_1 et b_2 sont constants, et on définit les nombres d'onde par les expressions suivantes :

$$\begin{aligned} k_0^2 &= k_{z1}^2 + k_x^2 \\ \underline{\varepsilon}_r \cdot k_0^2 &= k_{z2}^2 + k_x^2 \end{aligned} \quad (3.12)$$

La continuité des champs tangentiels, à l'interface, impose qu'à $z = 0$, $H_{1y} = H_{2y}$ et en conséquence $b_1 = b_2 = b$. Les composantes de champ électrique, déduites des équations de Maxwell, dans le milieu supérieur sont :

$$\begin{aligned} E_{1x} &= -b \left(\frac{k_{z1}}{j\omega\varepsilon_0} \right) e^{-k_{z1}z - jk_x x} \\ E_{1z} &= b \left(\frac{k_x}{j\omega\varepsilon_0} \right) e^{-k_{z1}z - jk_x x} \end{aligned} \quad (3.13)$$

Les composantes dans le second milieu de propagation s'écrivent de façon équivalente :

$$\begin{aligned} E_{2x} &= b \left(\frac{k_{z2}}{\sigma + j\omega\varepsilon_0\varepsilon_{rr}} \right) e^{+k_{z2}z - jk_x x} \\ E_{2z} &= b \left(\frac{k_x}{\sigma + j\omega\varepsilon_0\varepsilon_{rr}} \right) e^{+k_{z2}z - jk_x x} \end{aligned} \quad (3.14)$$

La propagation de deux composantes de champ électrique entraîne l'existence de deux composantes P_x et P_z , pour le vecteur de Poynting \vec{P} .

$$\begin{aligned}
 P_x &= -\frac{1}{2}E_z H_y^* \\
 P_z &= \frac{1}{2}E_x H_y^*
 \end{aligned}
 \tag{3.15}$$

La présence simultanée de ces deux composantes est une des caractéristiques principales de la propagation d'une onde de surface. L'énergie liée à la composante verticale du vecteur de Poynting est faible et est associée aux pertes dans le sol. L'inclinaison de la propagation de l'onde vers le sol, communément appelé *tilt* de l'onde, entraîne le confinement de celle-ci à l'interface. L'atténuation est exponentielle selon la hauteur z , et est différente dans les deux milieux.

Zenneck a démontré mathématiquement qu'une onde de surface peut se propager à l'interface de deux milieux, cependant il ne traite pas de la question de la source de ces ondes. Il a été démontré qu'une ligne infinie de dipôles verticaux permet la présence d'une onde transverse magnétique sur un plan cylindrique infini. Cette onde a une structure d'onde de Zenneck et son amplitude décroît en $\frac{1}{\sqrt{R}}$ dans la direction de propagation au niveau de l'interface [71]. La notion d'onde de surface dans la littérature fait parfois référence à cette structure d'onde.

Sommerfeld est le premier à démontrer la présence d'une onde de surface rayonnée par une source réelle sur un demi-espace conducteur [72]. Il parvient à écrire les champs électriques et magnétiques rayonnés par des dipôles élémentaires électriques et magnétiques. Une erreur de signe fit controverse et fut longuement débattue, mais celle-ci fut corrigée en 1926 [73]. Le problème se définit avec la géométrie exposée sur la figure 3.3.

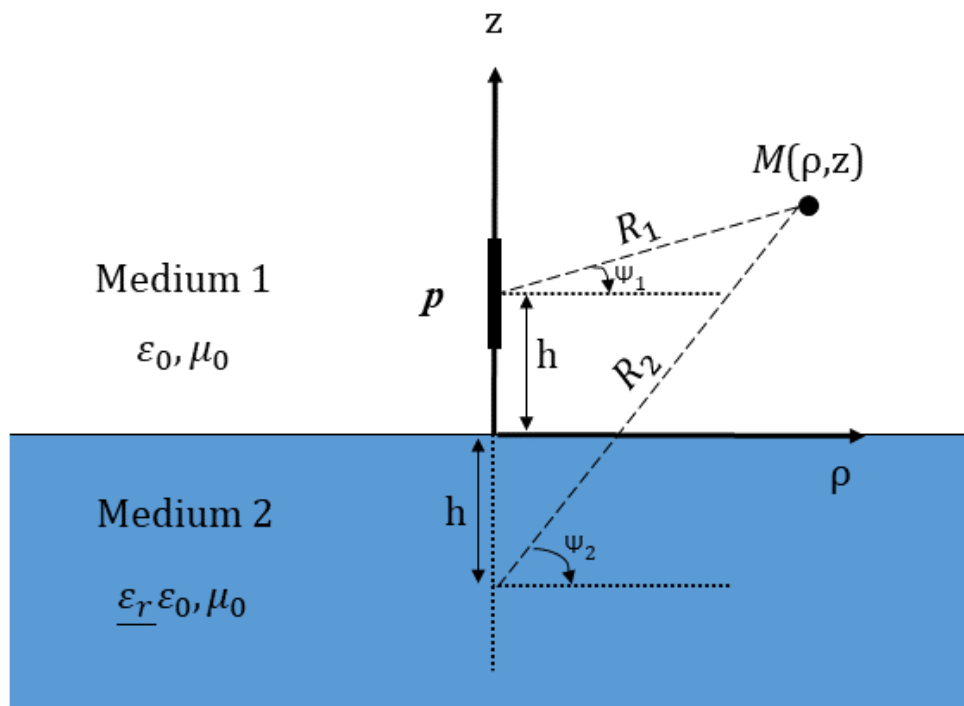


FIGURE 3.3 – Géométrie utilisée pour les équations de Sommerfeld et le modèle de Banister

Dans cette étude, on s'intéresse à la propagation de l'onde de surface à grande distance, c'est pour cette raison qu'ici les termes d'ordres inférieurs évoluant en $\frac{1}{R^2}$, $\frac{1}{R^3}$, présent dans les formules complètes, sont négligés. Pour un sol possédant une forte conductivité ($\frac{\sigma}{\omega\epsilon_0} \gg \epsilon_{rr}$), et avec l'hypothèse que le dipôle élémentaire vertical est placé à l'interface ($h = 0$), le champ électrique vertical E_{1z} au niveau de l'interface est défini comme suit :

$$E_{1z} \simeq E_1 F(w) \quad (3.16)$$

Dans ce cas, E_1 est le champ de référence donné par :

$$E_1 = j\mu_0\omega p \frac{e^{-jkR_1}}{2\pi R_1} \quad (3.17)$$

p est le moment dipolaire porté par le dipôle élémentaire.

Ce champ de référence correspond au champ rayonné au-dessus d'un plan conducteur électrique parfait. Le caractère diélectrique à pertes du sol est pris en compte au travers de la fonction d'atténuation $F(w)$.

$$F(w) = 1 - j\sqrt{\pi w} e^{-w} \operatorname{erfc}(j\sqrt{w}) \quad (3.18)$$

La grandeur w est la distance numérique, distance virtuelle introduite par Sommerfeld, dépendante des paramètres du sol, de la distance réelle et de la fréquence.

$$w = -\frac{1}{2}jk_0R_1 \left(\sin \Psi_1 + \Delta \sqrt{1 - \Delta^2 \cos^2 \Psi_1} \right)^2 \quad (3.19)$$

Avec Δ l'impédance de surface normalisée par rapport à l'impédance de l'air :

$$\Delta = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_{rr} - j\frac{\sigma}{\omega\epsilon_0}}} \quad (3.20)$$

La fonction d'erreur complémentaire erfc est définie par l'expression suivante :

$$\operatorname{erfc}(j\sqrt{w}) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_{j\sqrt{w}}^{\infty} e^{-z^2} dz \quad (3.21)$$

Dans le cas d'un rayonnement hors des contraintes définies précédemment, les développements de Norton sont utilisés [19]. En effet, ce modèle, toujours d'actualité, est une version facilitant l'usage et la compréhension des travaux de Sommerfeld.

La fonction d'atténuation dépend de différents facteurs. Pour un même sol, elle dépendra de la fréquence et de la distance R_1 entre le dipôle et le point d'observation du champ.

Les recherches de Sommerfeld et Norton permettent de montrer, via un développement en série de la fonction d'atténuation, qu'à proximité du dipôle rayonnant, l'onde se propage avec une structure proche de l'onde de Zenneck. En effet, dans ce cas le terme d'atténuation le plus important est alors proportionnel au rapport $\frac{1}{\sqrt{R}}$. À grande distance, l'évolution en $\frac{1}{\sqrt{R}}$ n'est plus représentative du comportement de l'onde de surface [74]. La figure 3.4

permet d'observer l'évolution du module du champ électrique vertical rayonné par un dipôle au-dessus de la mer ($\varepsilon_{rr} = 81$, $\sigma = 5 \text{ S.m}^{-1}$). L'évolution réelle du champ est comparée à une variation en inverse de la racine carré de la distance et à l'inverse de la distance. Il est bien notable que le champ n'évolue pas en $\frac{1}{\sqrt{R}}$ à grande distance du dipôle. L'évolution du champ paraît similaire à celle d'une propagation en $\frac{1}{R}$ sur les premiers kilomètres de propagation mais diverge peu à peu avec la distance.

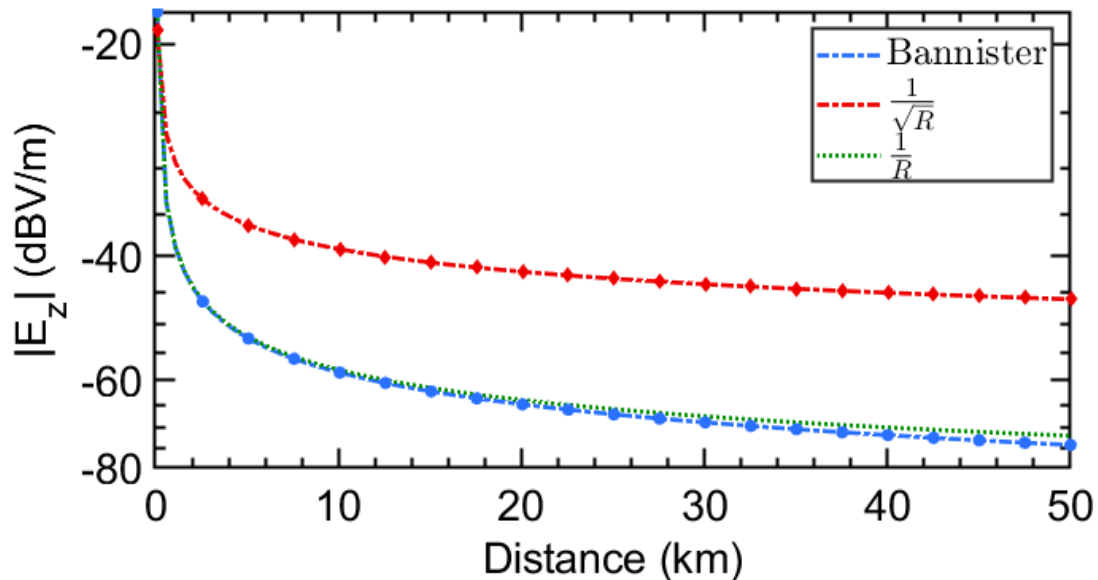


FIGURE 3.4 – Comparaison de l'évolution du module du champ vertical à une propagation en $\frac{1}{\sqrt{R}}$ et $\frac{1}{R}$

Norton a suggéré que le champ rayonné par un dipôle au-dessus d'un sol conducteur est la somme de trois composantes : un champ direct, un champ réfléchi, équivalent au champ direct, mais pondéré par un coefficient de réflexion de Fresnel, et un terme de correction. Les deux premiers termes sont regroupés sous le nom d'onde de ciel. Le troisième terme correspond à l'onde de surface. La notion d'onde de surface dans ce rapport fait référence à la définition donnée par Sommerfeld et Norton.

Il existe dans la littérature un grand nombre d'autres modèles plus complexes permettant de prendre en compte différents facteurs. Ceux-ci incluent, notamment, la rotondité de la Terre, les transitions terre-mer, la rugosité du terrain et les effets de l'atmosphère. Les modèles analytiques présentent l'intérêt de pouvoir simplement séparer les composantes ondes de surface et ondes de ciel. Cependant, certains paramètres ne peuvent être intégrés, notamment le relief des terrains, la répartition du champ à propager, etc. Il peut être notamment fait référence aux travaux de Fock [75], Bremmer [76] et Rothe-ram [24]. Ce dernier est d'intérêt, car il est recommandé par l'Union Internationale des Télécommunications (UIT).

Avec l'émergence de processeurs offrant de grandes capacités de calculs, les modèles numériques ont connu une forte expansion. Ils sont aujourd'hui les modèles privilégiés dans l'estimation des pertes de propagation, que ce soit pour des applications radars ou en télécommunications.

La résolution de l'équation parabolique est très largement répandue [77], d'autres modèles tels que le *Forward-Backward Spectral Acceleration* associé à la méthode des moments sont aussi employés [78].

La majorité des travaux traitant de la propagation pour les radars à ondes de surface s'intéresse seulement aux pertes au niveau du sol en fonction de la distance. Dans le cadre de la diffraction par un objet, et par conséquent pour la SER, il est nécessaire de se soucier de la répartition, en amplitude et en phase, du champ selon l'altitude le long de la cible en fonction de la distance à l'émetteur.

Pour cette étude, et afin de caractériser le comportement de l'onde de surface, une comparaison entre trois modèles de propagation éprouvés a été réalisée. Le premier modèle analytique et développé par Bannister [18] est une extension des travaux de Norton. Le deuxième est le modèle de Rotheram, un des modèles analytiques les plus complexes, prenant en compte la rotondité de la Terre et les variations atmosphériques. Enfin, le dernier est un modèle basé sur la résolution de l'équation parabolique.

3.2.2 Comparaison de trois modèles de propagation

Les formules de Bannister décrivent le rayonnement d'un dipôle au-dessus d'un plan conducteur infini. La géométrie du problème est identique à celle de la figure 3.3. Ces formules présentent deux avantages par rapport à celles de Norton. Celles-ci sont valables à plus grande proximité du dipôle rayonnant et la programmation du calcul est simplifiée.

On s'intéresse ici uniquement aux champs rayonnés par un dipôle électrique vertical placé au-dessus de l'interface, à une altitude h . L'impédance de l'air est $\eta_0 = 377 \Omega$, le nombre d'onde dans l'air est k_0 , p est le moment dipolaire. Enfin, on rappelle l'impédance de surface normalisée par rapport à l'impédance de l'air Δ :

$$\Delta = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_{rr} - j\frac{\sigma}{\omega\varepsilon_0}}} \quad (3.22)$$

Le coefficient de réflexion de Fresnel pour la polarisation verticale Γ_{\parallel} est défini comme :

$$\Gamma_{\parallel} = \frac{\sin \Psi_2 - \Delta_1}{\sin \Psi_2 + \Delta_1} \quad (3.23)$$

avec Δ_1 :

$$\Delta_1 = \Delta \sqrt{1 - \Delta^2 \cos^2 \Psi_2} \quad (3.24)$$

Les équations des champs électriques et magnétiques ont été simplifiées pour en améliorer la lisibilité, en supposant que le point d'observation est situé à une grande distance du dipôle ($|k_0 R_2| \gg 1$). Les formulations de Bannister sont présentées dans leur totalité en annexe B.

Les trois composantes de champs non nulles, en coordonnées cylindriques, sont :

$$E_\rho = \frac{jk_0\eta_0P}{4\pi} \left(\sin \Psi_1 \cos \Psi_1 \frac{e^{-jk_0R_1}}{R_1} + \Gamma_{\parallel} \sin \Psi_2 \cos \Psi_2 \frac{e^{-jk_0R_2}}{R_2} - (1 - \Gamma_{\parallel}) \Delta F(w) \cos \Psi_2 \frac{e^{-jk_0R_2}}{R_2} \right) \quad (3.25)$$

$$E_z = -\frac{jk_0\eta_0P}{4\pi} \left(\cos^2 \Psi_1 \frac{e^{-jk_0R_1}}{R_1} + \Gamma_{\parallel} \cos^2 \Psi_2 \frac{e^{-jk_0R_2}}{R_2} + (1 - \Gamma_{\parallel}) F(w) \cos^2 \Psi_2 \frac{e^{-jk_0R_2}}{R_2} \right) \quad (3.26)$$

$$H_\varphi = \frac{jk_0P}{4\pi} \left(\cos \Psi_1 \frac{e^{-jk_0R_1}}{R_1} + \Gamma_{\parallel} \cos \Psi_2 \frac{e^{-jk_0R_2}}{R_2} + (1 - \Gamma_{\parallel}) F(w) \cos \Psi_2 \frac{e^{-jk_0R_2}}{R_2} \right) \quad (3.27)$$

Sur les trois équations ci-dessus, les composantes de champs sont la somme d'un champ direct, d'un champ réfléchi au niveau de l'interface, caractérisé par le coefficient de réflexion de Fresnel Γ_{\parallel} , et d'une onde de surface caractérisée par $F(w)$, la fonction d'atténuation de Norton.

Avec la source d'émission placée au niveau de l'interface ($h = 0$ m), soit un scénario classique pour l'utilisation de radar HF à ondes de surface, le rapport entre la composante longitudinale et verticale du champ électrique, pour $\Psi_1 = \Psi_2 = 0$, est :

$$\left| \frac{E_\rho}{E_z} \right| = |\Delta| \quad (3.28)$$

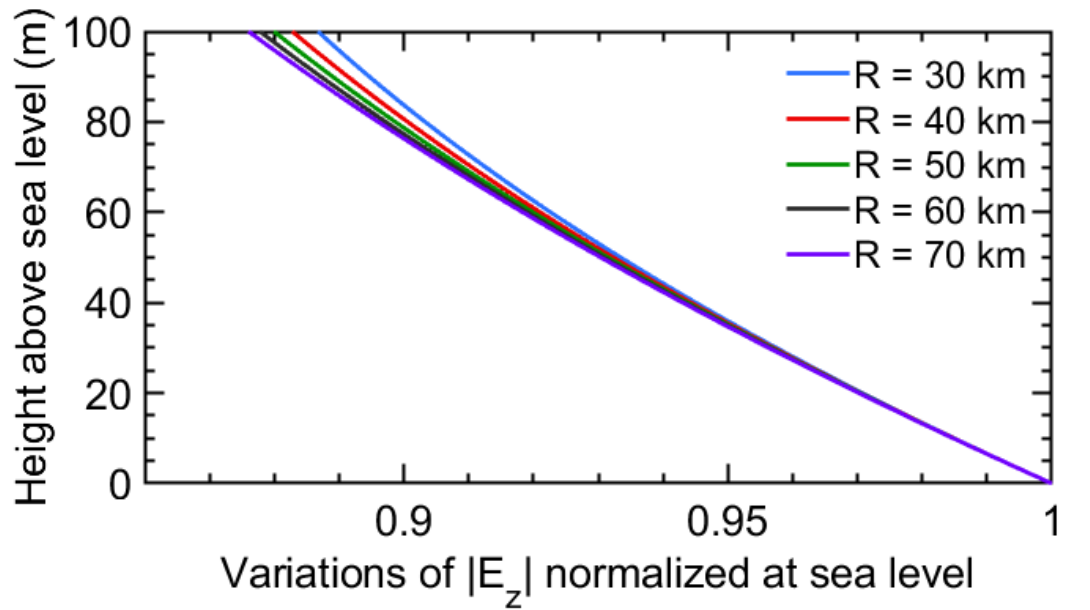
À titre d'exemple, pour une mer aux propriétés électromagnétiques classiques ($\varepsilon_{rr} = 81$, $\sigma = 5 \text{ S.m}^{-1}$), le rapport vaut : $|\Delta| \approx 0.0105$ à 10 MHz. Une faible valeur de Δ peut être observée pour toute la bande HF, pour une propagation sur la mer. Ceci explique pourquoi seul le champ électrique vertical est généralement considéré pour les ROS.

L'étude avec ce modèle de propagation est limitée par l'hypothèse de Terre plate. Il a été démontré que la distance limite correspondante est [79] :

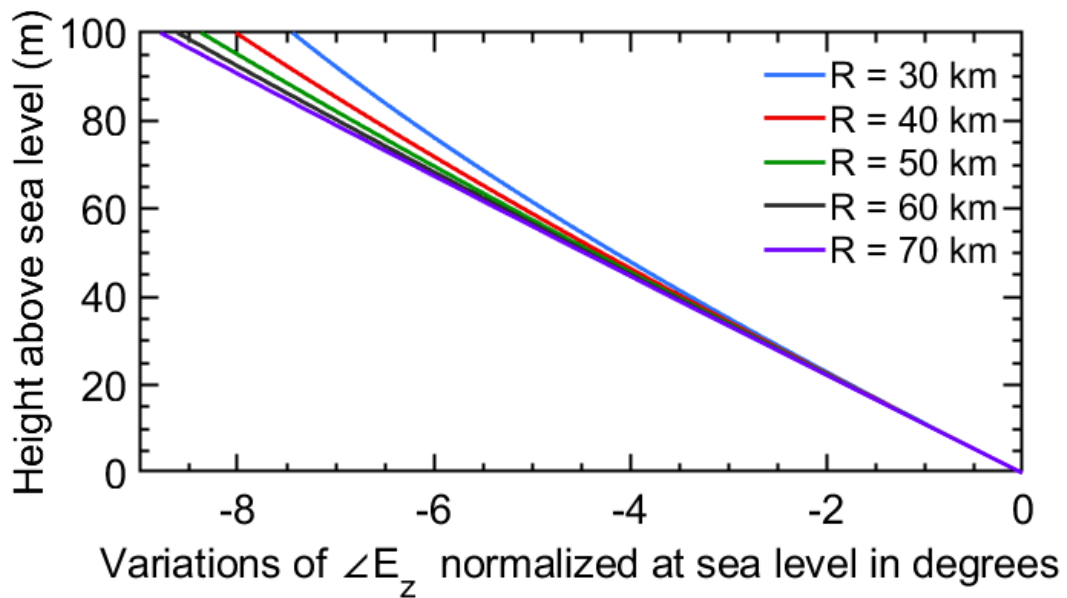
$$d_c = R \left(\frac{\pi}{\lambda_0} R \right)^{-\frac{1}{3}} \quad (3.29)$$

avec $R = 6371$ km le rayon de la Terre. L'analyse, extrapolable à toute la bande de fréquence d'intérêt, est réalisée ici à 10 MHz est donc limitée à une distance maximale de $d_c = 70$ km. D'autres résultats obtenus à différentes fréquences sont présentés dans l'annexe C. Les courbes tracées sur la figure 3.5 montrent les variations, normalisées à la valeur maximale obtenue, au niveau de la mer, de l'amplitude et de la phase du champ électrique vertical en fonction de l'altitude. Cette comparaison est réalisée pour différentes distances entre 30 et 70 km. L'altitude est limitée à 100 m, car il n'existe pas de navires ayant un tirant d'air supérieur à cette valeur.

Des informations importantes peuvent être tirées des figures 3.5. Premièrement, bien que l'amplitude du champ ne soit pas constante, ses variations avec l'altitude, à une dis-



(a)



(b)

FIGURE 3.5 – Variation de l'amplitude de E_z (a) Variation de la phase de E_z (b) pour différentes distances ($f = 10$ MHz, mer : $\varepsilon_{rr} = 81$ et $\sigma = 5$ S.m $^{-1}$) - Modèle de Bannister

tance fixe, sont faibles (de l'ordre de 10 % à 100 m d'altitude). Les variations en fonction de l'altitude sont quasiment linéaires et assez semblables, au moins sur les quarante premiers mètres, quelle que soit la distance d'observation. Des conclusions similaires peuvent être tirées pour la phase. Afin de renforcer ces conclusions, une analyse analogue a été réalisée avec d'autres modèles de propagation.

Le deuxième modèle est, aussi, un modèle analytique très complet, intégrant notamment la rotondité de la Terre et la présence de l'atmosphère dans le calcul du champ

rayonné par un dipôle électrique [24]. Ce modèle est celui recommandé par l'Union Internationale des Télécommunications (UIT). Le logiciel GRWAVE utilise ce modèle et permet, seulement, le calcul de l'amplitude du champ électrique à un point d'observation arbitrairement placé au-dessus d'une terre considéré homogène. Ces travaux se basent en réalité sur trois modèles, appliqués distinctement selon la distance et la hauteur d'observation. Pour des propagations à courtes distances et à faible altitude, dans le cas où la représentation Terre plate est valide, un modèle étendu de Sommerfeld est utilisé [80]. Dans le cas où la distance reste faible, mais la hauteur à laquelle le champ est observé augmente, le champ est calculé grâce à une technique d'optique géométrique. Enfin, dans le cas où le récepteur se situe au-delà de l'horizon radioélectrique, les techniques précédentes ne sont plus utilisables. Dans ce cas, un calcul des résidus pour résoudre l'équation intégrale, adaptée à une Terre sphérique, permet de déterminer le champ rayonné est effectué. Cette dernière méthode se base sur les travaux fondateurs de Bremmer adaptée pour la prise en compte de l'atmosphère.

Le modèle d'indice de réfraction de l'atmosphère couramment utilisé est celui d'une variation exponentielle avec l'altitude [81]. Son implémentation se fait en modifiant le rayon de la Terre lors du calcul des champs. Cette technique, souvent utilisée pour les problèmes de propagation troposphérique, permet de redéfinir le problème réel comme celui d'une Terre, sans atmosphère, possédant un rayon effectif variable. Ce rayon est noté :

$$r_e = Kr_0 \quad (3.30)$$

avec K le facteur du rayon effectif et $r_0 = 6371$ km le rayon de la Terre.

Il est à noter que la méthode de Bremmer, et par conséquent celle de Rotheram, ainsi que celle développée par Norton ont pu être comparées à des résultats expérimentaux. Ces mesures, réalisées [82][83] avec un émetteur statique localisé sur la côte méditerranéenne et un récepteur placé à bord d'un bateau, représentent une source importante d'information pour valider les différents modèles de propagation. Dans les conditions de mesure, à savoir un terrain avec peu de relief ainsi qu'un état de mer faible, les comparaisons montrent que ces modèles, dans leurs domaines respectifs de validité, permettent un calcul précis des pertes de propagation. Le comportement de l'onde de surface est par conséquent bien modélisé. Cependant, une comparaison manque et concerne, l'étude des variations du champ en fonction de l'altitude. Celle-ci n'a, en effet, à notre connaissance, jamais été traitée dans la littérature scientifique. L'utilisation du système de mesure embarqué sur drone présenté dans le chapitre précédent permettrait de lever l'incertitude sur la validité en altitude de ces modèles, pour l'amplitude au moins. En effet, la détermination de la phase du champ nécessiterait une synchronisation à grande distance, ce qui semble difficilement réalisable.

Puisque la méthode de Rotheram ne permet pas de déterminer la phase du champ électrique, on s'intéresse seulement aux variations d'amplitude. L'analyse est analogue à

celle réalisée avec le modèle de Bannister. Néanmoins, le domaine de validité étant supérieur en distance, l'analyse est étendue jusqu'à 200 km. Des résultats de calculs effectués à différentes fréquences sont présentés en annexe D.

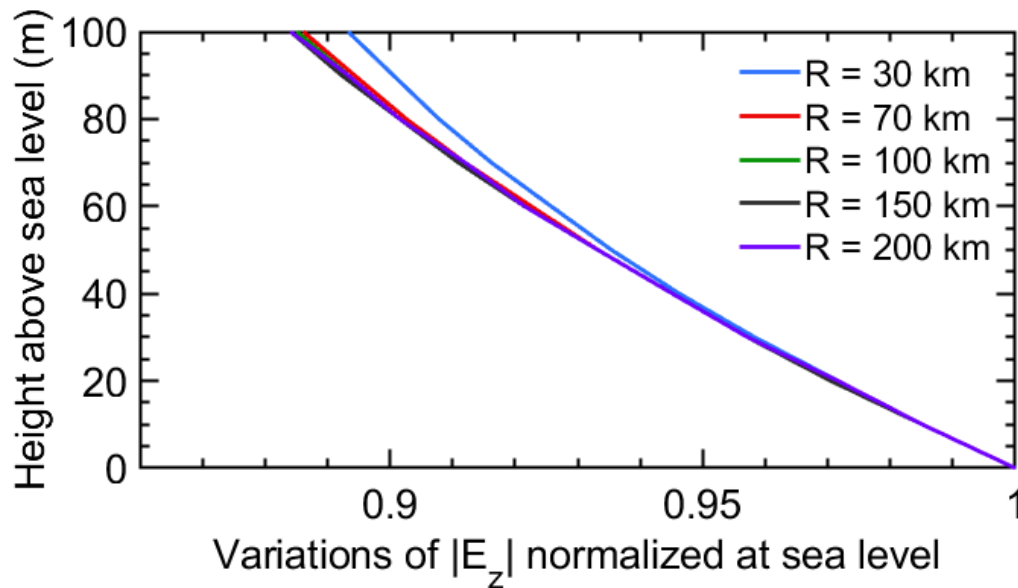


FIGURE 3.6 – Variation de l'amplitude de E_z pour différentes distances ($f = 10$ MHz, mer : $\varepsilon_{rr} = 81$ et $\sigma = 5$ S.m $^{-1}$) - Modèle de Rotheram

Les observations notables sur la figure 3.6 sont équivalentes à celles effectuées avec le modèle de Bannister. La variation du champ en fonction de l'altitude est faible, environ 10 %, et celle-ci évolue peu avec la distance. Surtout, il est intéressant d'observer que les courbes de variations convergent à partir d'une distance supérieure à 70 km. Le front d'onde incident sur la cible est alors sensiblement identique, quelle que soit la distance.

Cette conclusion qui peut être étendue à toute la bande d'intérêt pour les radars HF à ondes de surface [5-15 MHz] permet d'envisager que la diffraction de la cible soit alors indépendante de la distance à la cible. En effet, si la structure de l'onde, en variation relative au champ à l'interface, est constante en fonction de la distance, alors les courants induits sur la structure de l'objet diffractant seront les mêmes, à une constante près, quelle que soit la distance à la cible. Cette hypothèse importante est nécessaire pour pouvoir attribuer une valeur unique à la réflectivité de la cible. Pour pousser l'étude plus loin, une analyse similaire a été réalisée avec un modèle de propagation numérique.

L'équation parabolique a été introduite dans les années quarante par Leontovitch et Fock [84]. Leur recherche concernait la propagation des ondes autour de la Terre. L'équation parabolique est nommée ainsi, car une hypothèse de paraxialité (parabolique) est appliquée pour l'établir. Cette approche, au vu de la complexité initiale du calcul, n'a pas particulièrement intéressé la communauté scientifique, et il a fallu attendre que Tappert introduise la méthode de résolution Split-Step Fourier pour qu'elle commence à être employée [85]. Elle fut, dans un premier temps, appliquée au problème de propagation des ondes sonores en milieu aquatique, notamment pour la détection de sous-marins. Elle

s'avère d'un grand intérêt pour des milieux de propagation possédant de fortes variations d'indices de réfraction verticales et horizontales. L'application de cette méthode à la propagation des ondes électromagnétiques a débuté à l'aube des années quatre-vingt-dix, et elle a été popularisée par Dockery et Kuttler [77].

L'origine de cette méthode de résolution est l'équation d'Helmholtz. Dans le cas d'un milieu parfait (linéaire, homogène, isotrope, à réaction instantanée, et avec absence de pertes) et en l'absence de courant et de charges l'équation est :

$$\Delta U + k^2 U = 0 \quad (3.31)$$

avec $k = \omega \sqrt{\mu \varepsilon}$ le nombre d'onde, ω la fréquence angulaire, Δ l'opérateur laplacien et U le champ magnétique ou électrique. La structure de l'onde de surface présente une composante de champ magnétique H_φ et deux composantes de champ électrique, longitudinale E_ρ et verticale E_z . Les composantes de champ électrique peuvent être déduites du champ magnétique grâce aux équations de Maxwell. Dans ce cas, on s'intéresse seulement à la composante $U = H_\varphi$ du champ magnétique. Dans certains cas, l'étude de l'équation parabolique se fait dans un domaine tridimensionnel [86]. Cependant, les études de ce type sont naturellement plus complexes, car prenant en compte une dimension supplémentaire. Nécessitant des temps de calcul bien plus importants à ceux en deux dimensions, elles ne présentent qu'un intérêt limité pour cette analyse. Une hypothèse d'invariance azimutale, selon φ , permet alors de ramener le problème dans un espace à deux dimensions. L'équation de propagation, en coordonnées cylindriques, est alors :

$$\frac{\partial^2 U}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial U}{\partial \rho} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} + k_0^2 n^2 U = 0 \quad (3.32)$$

avec n l'indice de réfraction de l'atmosphère. On substitue au champ U sa valeur réduite u par la transformation :

$$U(\rho, z) = \frac{1}{\sqrt{\rho}} e^{jk_0 \rho} u(\rho, z) \quad (3.33)$$

Dans ce cas, l'équation de propagation des ondes est :

$$\frac{\partial^2 u}{\partial \rho^2} - 2jk_0 \frac{\partial u}{\partial \rho} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + k_0^2 u \left((n^2 - 1) + \frac{1}{(2\rho k_0)^2} \right) = 0 \quad (3.34)$$

S'applique ensuite l'hypothèse de paraxialité qui se traduit par l'inégalité suivante :

$$\left| \frac{\partial^2 u}{\partial \rho^2} \right| \ll 2k_0 \left| \frac{\partial u}{\partial \rho} \right| \quad (3.35)$$

Une seconde hypothèse sur l'indice de réfraction n permet d'écrire :

$$\frac{1}{(2\rho k_0)^2} \ll (n^2 - 1) \quad (3.36)$$

Ainsi, appliquées à l'équation (3.34), ces hypothèses mènent à l'équation parabolique

2D standard suivante :

$$\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} - 2jk_0 \frac{\partial u}{\partial \rho} + k_0^2 (n^2 - 1) u = 0 \quad (3.37)$$

La littérature présente de nombreuses techniques de résolution de l'équation (3.37). La démarche utilisée ici est une méthode par éléments finis décrite par Apaydin [25]. L'espace bidimensionnel est maillé suivant les directions longitudinale et verticale. Les pas de discrétisation sont respectivement $\delta\rho$ et δz . La mise en place d'une méthode de résolution de type Crank-Nicolson permet une résolution matricielle du système d'équations aux dérivées partielles. L'application de cette méthode impose une hypothèse forte : la source émet un rayonnement de type faisceau gaussien. Ceci ne correspond pas au diagramme de rayonnement d'un dipôle. Les aménagements nécessaires pour tenir compte de la source réelle sont lourds à mettre en oeuvre et ne sont pas d'un grand intérêt, car, à grande distance, seule l'onde de surface subsiste. En effet, la somme des champs direct et réfléchi est nulle à proximité du sol. En conséquence, les modifications n'ont pas été réalisées.

Le schéma de résolution de l'équation parabolique est présenté sur la figure 3.7. Le calcul de la propagation est initialisé sur une verticale en suivant une allure gaussienne. La résolution utilise ce champ initial et s'effectue de façon itérative selon l'axe horizontal à l'aide de l'algorithme de Crank-Nicolson.

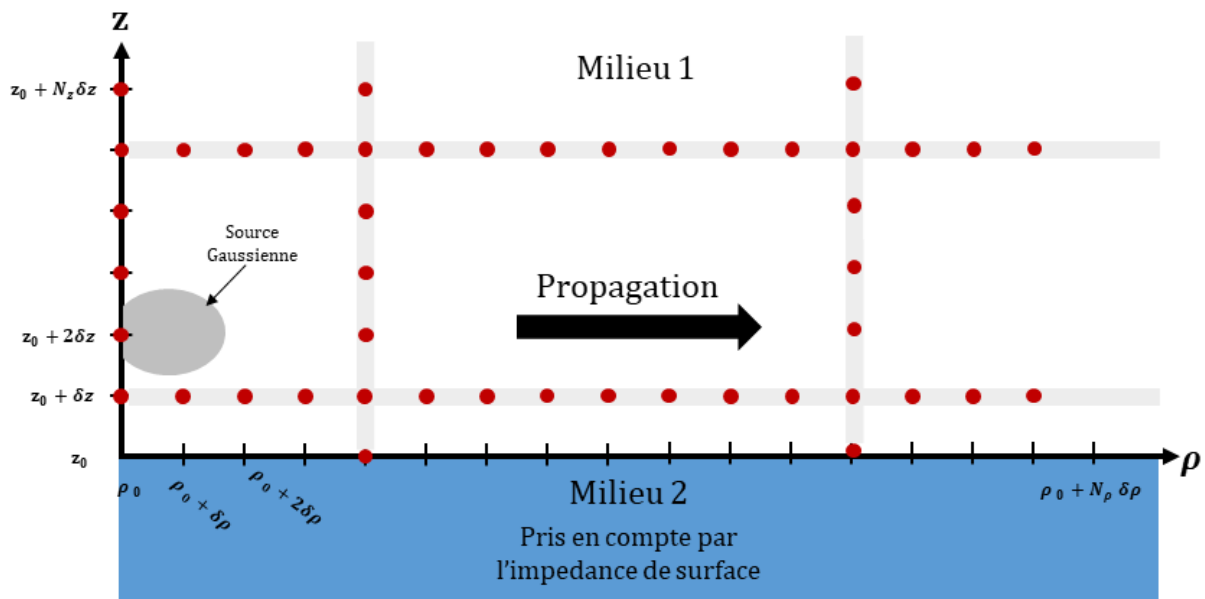


FIGURE 3.7 – Schéma de résolution et maillage du problème pour l'équation parabolique

Ce modèle de propagation est utilisé pour les mêmes paramètres de fréquence et de sols que ceux définis dans les parties précédentes. Des résultats obtenus à différentes fréquences sont présentés dans l'annexe E. L'atmosphère est considérée comme standard, les pas horizontaux et verticaux sont respectivement $\delta r = 100$ m et $\delta z = 10$ m. La figure 3.8 représente la variation de l'amplitude du champ électrique vertical évalué jusqu'à 200 km de la source.

Il est notable sur la figure 3.8 que la variation d'amplitude du champ en fonction

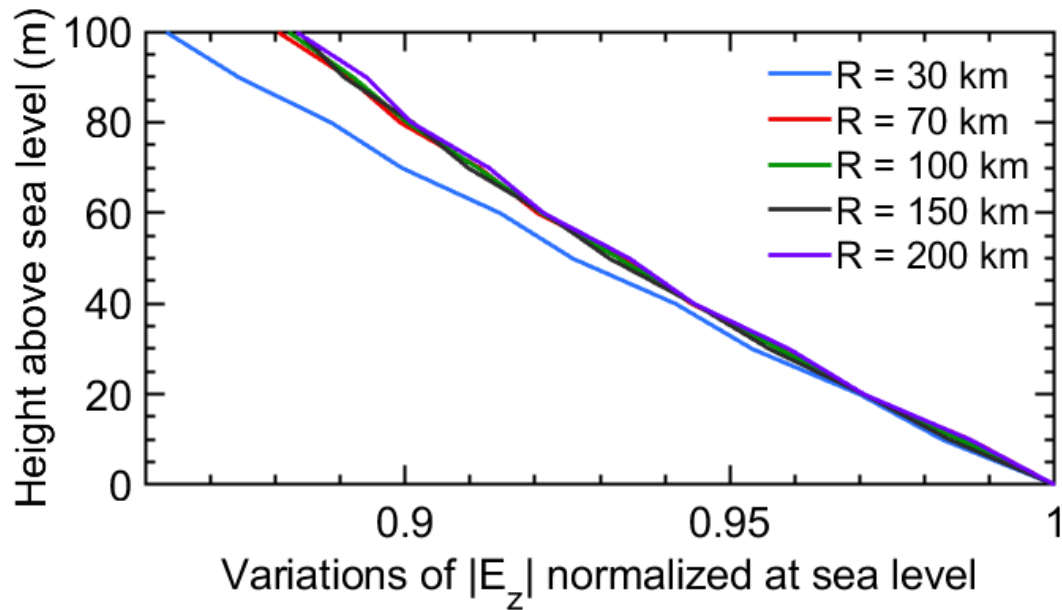


FIGURE 3.8 – Variation de l'amplitude de E_z pour différentes distances ($f = 10$ MHz, mer : $\varepsilon_{rr} = 81$ et $\sigma = 5 \text{ S.m}^{-1}$) - Modèle de l'équation parabolique

de la hauteur au-dessus de la mer pour une distance de 30 km, est différente de celle obtenue avec les deux modèles précédents. Cette différence est due à la nature gaussienne de la source. À cette distance, le champ n'est pas composé de la seule onde de surface et l'influence du profil spatial du champ source gaussien est alors visible. À plus grande distance, les mêmes variations que celles décrites avec les modèles analytiques peuvent être observées. Cette analyse, réalisée ici à 10 MHz est aussi applicable aux autres fréquences de la bande utile des ROS.

Pour la phase du champ électrique, présentée sur la figure 3.9, des variations similaires à celles présentées avec le modèle de Bannister peuvent être notées. Il semble que l'utilisation d'un modèle numérique de propagation ne soit pas très appropriée pour des calculs de propagation avec des paramètres standards de simulations. Le temps de calcul est bien supérieur, et les résultats très proches, à ceux des modèles analytiques. Le véritable intérêt de ce type de modèle se révèle pour des fréquences plus élevées, où l'indice de réfraction atmosphérique a un fort impact, ou bien lorsque l'on veut calculer les pertes sur un sol présentant du relief.

Ces différents résultats permettent de poser les bases du raisonnement permettant de redéfinir la notion de la surface équivalente radar appliquée au radar à ondes de surface. L'hypothèse, qui sera vérifiée en simulation, est que les profils de variations, avec la distance, des champs électrique et magnétique sur la cible sont identiques. Cette hypothèse, valable pour toute la bande de fréquence d'intérêt, doit être étendue en s'intéressant à l'impact de l'état de mer sur la propagation.

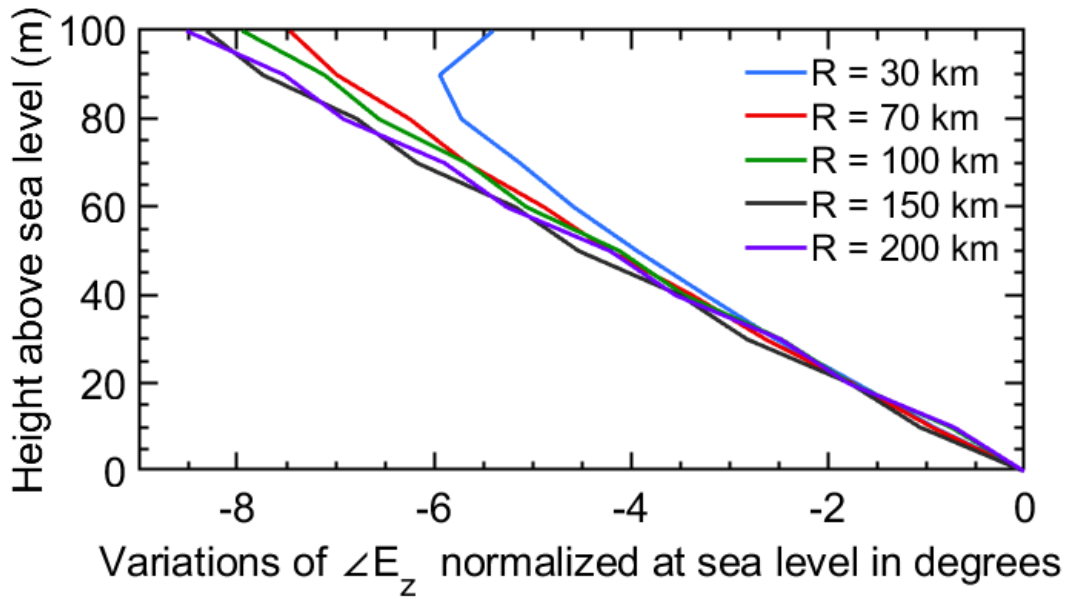


FIGURE 3.9 – Variation de la phase de E_z pour différentes distances ($f = 10$ MHz, mer : $\varepsilon_{rr} = 81$ et $\sigma = 5$ S.m $^{-1}$) - Modèle de l'équation parabolique

3.2.3 Effet de l'état de mer

Il est communément admis que l'état de mer a un fort impact sur la propagation des ondes de surface. L'état de mer se définit par l'échelle de Douglas. La méthode couramment utilisée pour prendre en compte les pertes liées à l'état de mer consiste à modéliser l'impédance de la surface. Pour cela, différentes méthodes sont présentes dans la littérature. Celle privilégiée ici a été développée par Barrick [87]. Elle applique le principe des perturbations pour aboutir à une modification de l'impédance de surface normalisée par rapport à l'impédance de l'air. Pour rappel, celle-ci est définie par :

$$\Delta = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_{rr} - j\frac{\sigma}{\omega\varepsilon_0}}} \quad (3.38)$$

Afin d'être appliquée, cette méthode nécessite que les variations soient faibles devant la longueur d'onde. Il faut $(k_0 h)^2 \ll 1$, avec h la hauteur des rugosités. On note alors l'impédance de sol effective $\bar{\Delta}$, donnée par :

$$\bar{\Delta} = \Delta + A \quad (3.39)$$

où A est la double intégrale dans l'espace de Fourier sur les variables spectrales p et q , définie par :

$$A = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} F(p, q) W(p, q) dp dq \quad (3.40)$$

et :

$$F(p, q) = \frac{p^2 + b' \Delta(p^2 + q^2 - k_0 p)}{b' + \Delta(b'^2 + 1)} + \Delta \left(\frac{p^2 - q^2}{2} + k_0 p \right) \quad (3.41)$$

$$b' = \frac{1}{k_0 p} \sqrt{k_0^2 - (p + k_0)^2 - q^2} \quad (3.42)$$

$W(p, q)$ représente le spectre de gravité de la mer, qui permet de reconstituer les paramètres statistiques de la mer. Un certain nombre de modèles sont présents dans la littérature, et deux d'entre eux ont été utilisés dans cette étude [88]. Le premier est le spectre de Philips :

$$W(p, q) = \frac{1}{2} \frac{0.02}{\pi(p^2 + q^2)^2} \quad (3.43)$$

Le second est celui de Neumann-Pierson :

$$W(p, q) = \frac{3.05(p \cos \alpha + q \sin \alpha)^2}{g^{\frac{5}{2}}(p^2 + q^2)^{\frac{13}{4}}} e^{\frac{-2g}{U^2 \sqrt{p^2 + q^2}}} \quad (3.44)$$

avec α qui représente la direction du vent par rapport à l'axe ρ , en coordonnées cylindriques. U est la vitesse du vent et g est l'accélération de la pesanteur. Les analyses étant sensiblement identiques pour les deux modèles, les résultats ne sont présentés que pour le premier modèle. L'impédance de surface est modifiée pour deux états de mer différents et les résultats sont présentés dans le tableau 3.1.

État de mer	Vitesse du vent	Hauteur <i>rms</i> des vagues
2	5.1 m.s ⁻¹	0.13 m
5	12.9 m.s ⁻¹	0.84 m

TABLE 3.1 – États de mer considérés pour les simulations

Les états de mer supérieurs à 5 ne sont pas considérés, car ils ne vérifient pas la condition de faibles variations de hauteur devant la longueur d'onde. De plus, il a été montré que l'utilisation des radars à ondes de surface devient difficile pour des états de mer forts (supérieurs à 7). L'analyse a été effectuée sur les variations du champ électrique en fonction de l'altitude selon la distance d'observation, avec les mêmes paramètres de simulation. Des résultats obtenus à d'autres fréquences sont présentés dans l'annexe F. Le modèle de propagation ici utilisé est celui de Bannister. Les courbes sont tracées pour une impédance de la mer calme et pour les deux impédances effectives correspondantes aux états de mer 2 et 5.

Les variations de la surface de mer ajoutent des pertes non négligeables lors de la propagation, elles ont aussi un impact sur la répartition du champ incident sur la cible, comme on peut le voir sur la figure 3.10. Cependant, l'observation d'une faible variation, en fonction de la distance, de la répartition du champ sur la cible selon l'altitude se retrouve aussi avec des états de mer importants.

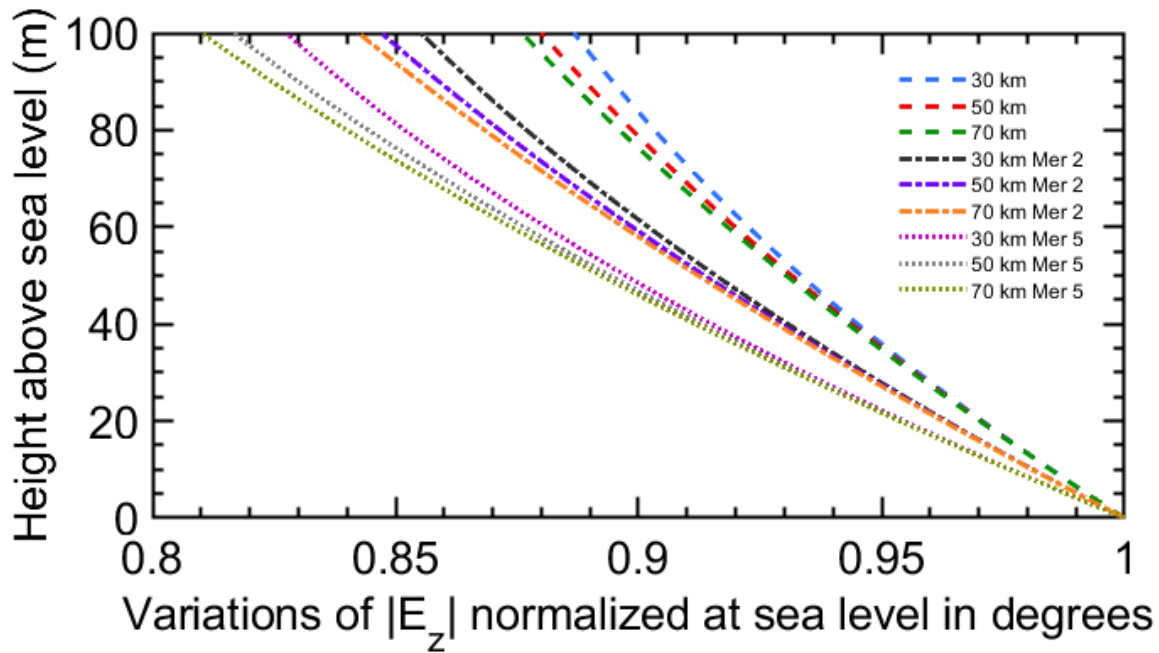


FIGURE 3.10 – Variations de l’amplitude de E_z pour plusieurs distances et plusieurs états de mer ($f = 10$ MHz, mer : $\epsilon_{rr} = 81$ et $\sigma = 5 \text{ S.m}^{-1}$)

3.2.4 Effet de la variation de l’indice de réfraction atmosphérique

La variation de l’indice de réfraction atmosphérique est importante au-dessus de la mer. Elle a fait l’objet d’un nombre important d’études relatives aux radars micro-ondes [89]. De fortes variations vont diminuer ou accroître la portée du radar ainsi que modifier la répartition du champ incident au niveau de la cible. La cause de ces variations est principalement attribuable à l’existence de conduits d’évaporation. Ceux-ci sont dus à la décroissance rapide du taux d’humidité au-dessus de la mer [90].

Il est couramment admis dans la littérature que ces conduits ont un impact négligeable sur la propagation en bande HF. En effet, les longueurs d’onde décimétriques ne sont pas concernées par des pseudostructures de guidage de quelques mètres de haut [90]. Pour cette raison, aucune étude publiée dans la littérature scientifique n’aborde ce sujet dans le détail pour la bande HF, et ces aspects ne sont pas pris en compte dans cette étude.

3.2.5 Conclusion

L’étude de l’onde de surface et des modèles de propagation fournis par Bannister, Rotheram et de la résolution de l’équation parabolique, permet de formuler une hypothèse indispensable, pour déterminer la grandeur scalaire représentative du pouvoir de diffraction de la cible. Bien que l’onde incidente ne soit ni plane ni homogène, la variation, en fonction de la distance, du profil vertical du champ sur la cible est suffisamment faible pour être négligée. L’évolution du champ est dépendante des paramètres électriques du sol, de l’état de mer et de la fréquence, mais il semble possible de négliger la dépendance à la distance. Cette approximation doit permettre de définir une grandeur semblable à

la surface équivalente radar, mais adaptée à la spécificité de la propagation en ondes de surface.

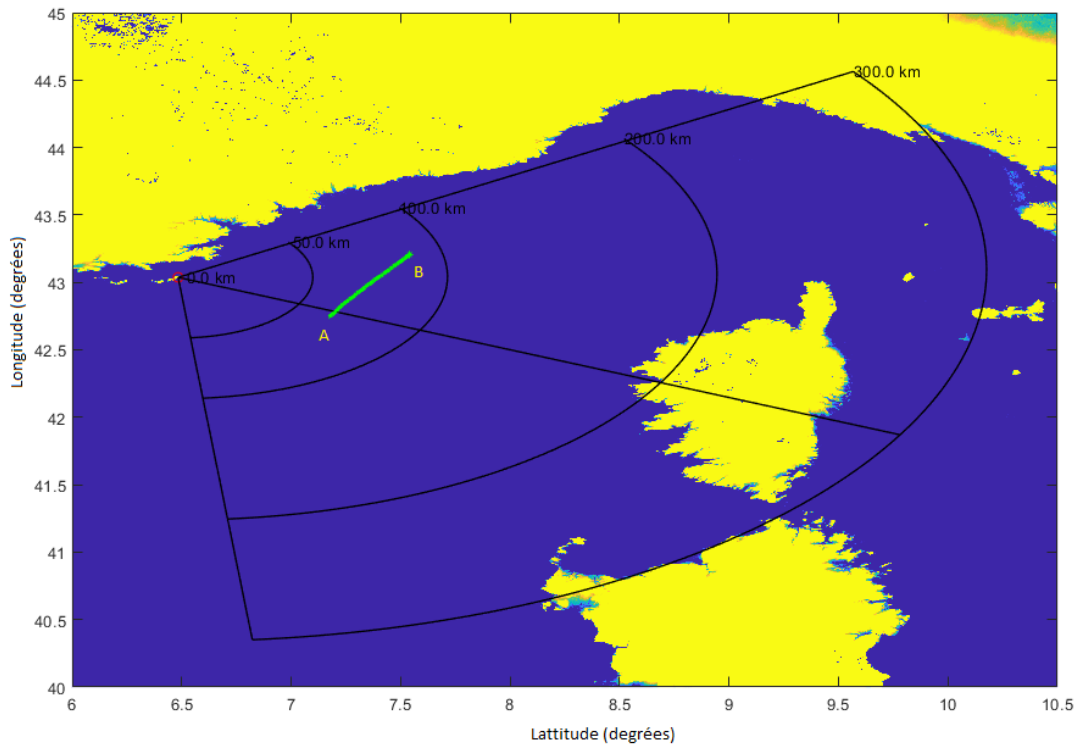


FIGURE 3.11 – Pistage du Bella Vita au large de l'Île du Levant

Les premiers résultats expérimentaux obtenus avec le prototype de radar à ondes de surface, mis au point par l'Onera et installé sur l'Île du Levant, vont dans ce sens. La figure 3.11 montre le pistage d'une cible au large de l'Île du Levant. Cette cible a été suivie pendant près de 2h45. Le point A représente le début de la piste, et le point B la fin. La cible est le Bella Vita, un yacht de 73 m de long, identifiée grâce à la correspondance entre la piste et l'AIS (*Automatic Identification System*).

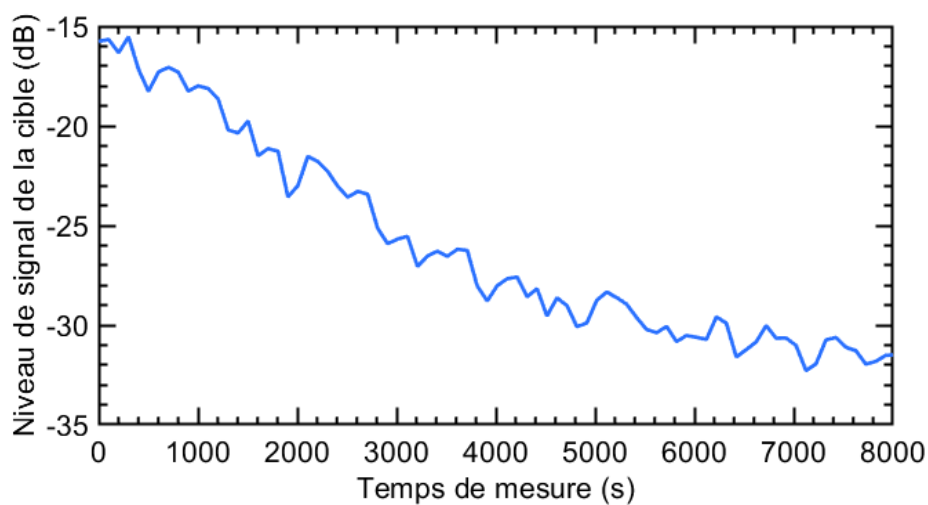


FIGURE 3.12 – Niveau du Bella Vita au cours du temps

On observe sur la figure 3.12 que les variations du signal écho reçu en provenance de

la cible fluctuent faiblement. Le niveau de signal évolue en fonction du temps et donc de la distance au radar (le bateau a une trajectoire qui l'éloigne du radar), mais il n'y a pas de fortes fluctuations sur des temps courts.

Si la structure de l'onde incidente variait fortement, en fonction de la distance ou de l'indice de réfraction atmosphérique, alors le niveau de l'écho reçu en provenance de la cible devrait présenter aussi de fortes variations.

La suite de l'étude porte sur la diffraction de la cible et sur la modification de la définition de la surface équivalente radar pour une propagation en ondes de surface.

3.3 Adaptation de la Surface Équivalente Radar à la propagation en ondes de surface

3.3.1 Application de la définition classique de la SER pour une propagation en ondes de surface

Dans la partie précédente, il a été montré que le champ incident, noté E_i sur la cible n'est ni homogène, ni plan. Aussi, les champs électromagnétiques, notamment le champ E_s diffracté par la cible, ne s'affaiblissent pas selon une loi inversement proportionnelle à la distance R . Il semble donc que la définition de la SER, équation (3.9), ne soit pas appropriée pour une propagation en ondes de surface. La première étape a donc été de montrer que l'application de cette formule ne permettait pas de déterminer une valeur représentative du pouvoir de diffraction de la cible.

Cette étude a été effectuée en réalisant des simulations avec le logiciel FEKO. La méthode des moments utilisée permet un calcul rigoureux ("full-wave") en présence d'une interface infinie. Grâce au calcul de l'intégrale de Sommerfeld complétant les fonctions de Green, la contribution de l'onde de surface est bien prise en compte pour le calcul du champ électromagnétique total.

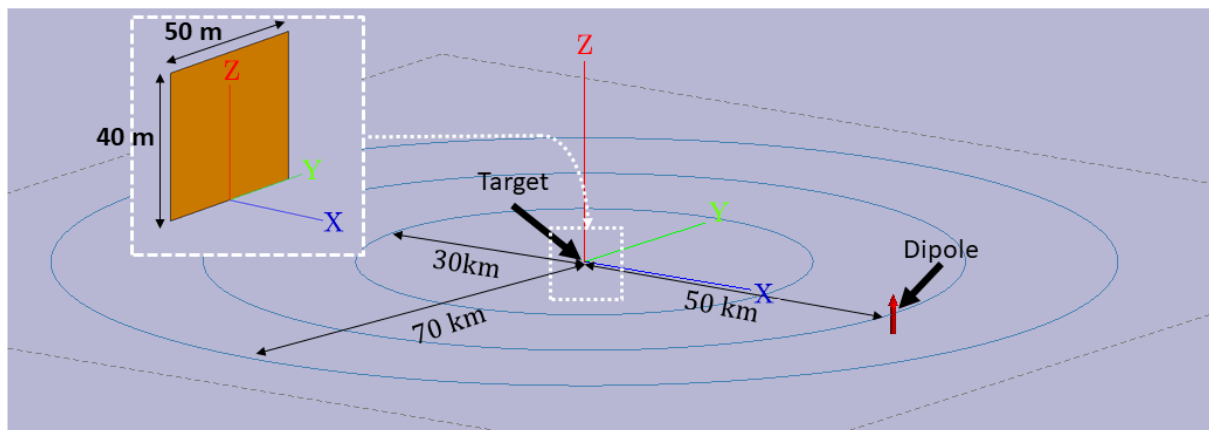


FIGURE 3.13 – Scène de la simulation de la diffraction d'une plaque au-dessus de la mer

La simulation est présentée sur la figure 3.13, la cible étant une plaque rectangulaire de 40 m de haut et de 50 m de large. Le milieu supérieur est de l'air, caractérisé par ϵ_0 , la permittivité du vide, et μ_0 , la perméabilité du vide. Le milieu inférieur est la mer, avec les paramètres électromagnétiques suivants : $\epsilon_{rr} = 81$ et $\sigma = 5 \text{ S.m}^{-1}$. Le champ incident sur la plaque est produit par un dipôle vertical, rayonnant à la fréquence de 10 MHz. Il est placé à proximité du sol ($z = 1 \text{ m}$) à 50 km de la cible.

Afin de vérifier que FEKO permet bien de calculer l'onde de surface, une première comparaison a été effectuée entre le champ électrique rayonné par le dipôle avec FEKO et celui calculé grâce aux formulations analytiques de Bannister [18]. La figure 3.14 montre l'amplitude de la composante verticale du champ électrique rayonné en fonction de la

distance radiale à la source. Les champs sont bien identiques. De plus on constate que la décroissance du champ est plus rapide qu'une loi inversement proportionnelle à la distance, ce qui est bien connu et décrit dans la littérature [19].

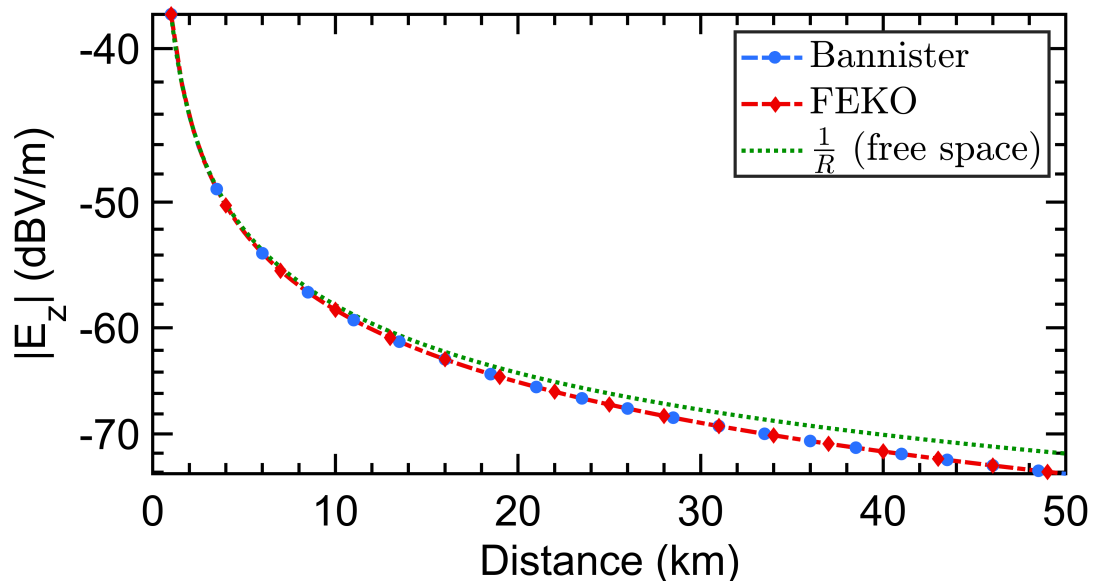


FIGURE 3.14 – Champ vertical rayonné au-dessus de la mer à $z = 1$ m par un dipôle - comparaison FEKO/formule de Bannister (10 MHz)

En présence de la cible, le champ diffracté est calculé, à une hauteur d'1 m au-dessus de la surface, pour tous les angles azimutaux φ entre $[0 - 360^\circ]$, et à trois distances R : 30, 50, et 70 km de la cible. La formule classique de la SER (3.9) est appliquée à ces données afin de calculer la SER bistatique de la cible. Le résultat est visible sur la figure 3.15.

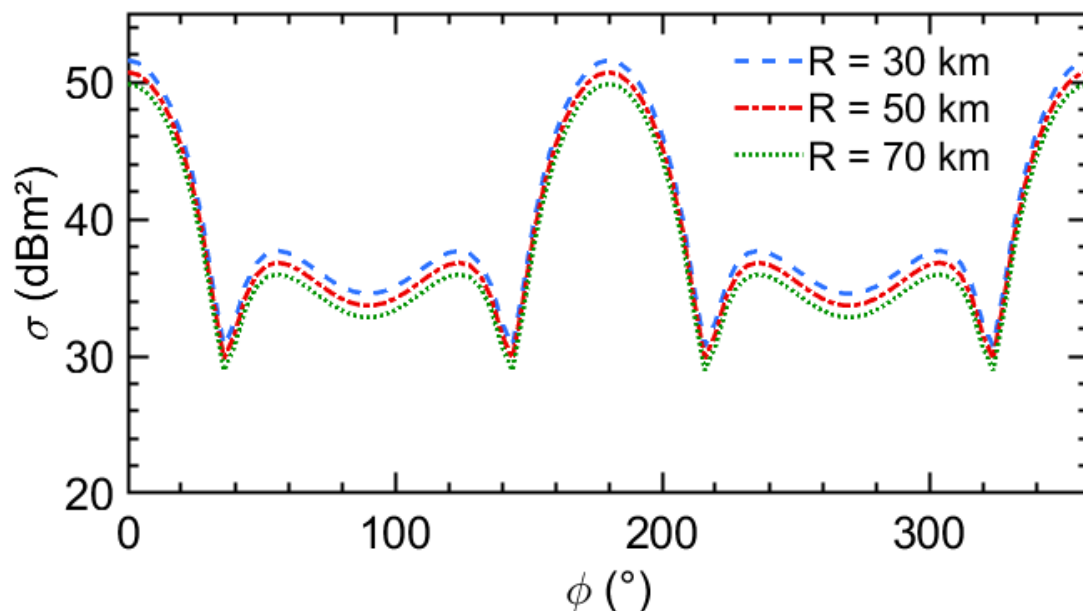


FIGURE 3.15 – Calcul bistatique de la SER σ de la plaque, située au-dessus de la mer (à 10 MHz)

Ces résultats sont comparés à ceux obtenus pour un calcul classique, en espace libre, visible sur la figure 3.16. On constate que la SER dépend de la distance pour la propagation

en ondes de surface. Un résultat de ce type était attendu, car la propagation en ondes de surface est très différente de celle en espace libre. L'absence de convergence pour la SER quand la distance croît, dans le cas des ondes de surface, montre bien l'inadéquation de la définition classique pour ce type de propagation.

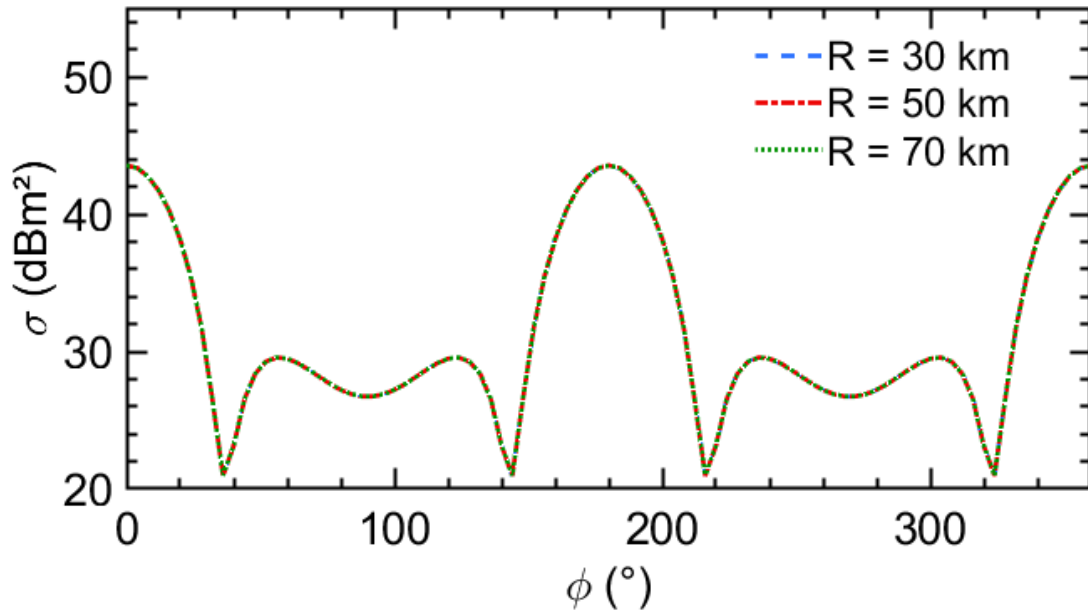


FIGURE 3.16 – Calcul bistatique de la SER σ de la plaque, située en espace libre (à 10 MHz)

La définition usuelle de la SER impose deux hypothèses, non vérifiées, pour notre cadre d'utilisation. En premier lieu, il y a la nécessité d'avoir un champ diffracté évoluant selon une loi inversement proportionnelle à la distance R . Il a été montré précédemment que ça n'était pas le cas de l'onde de surface. En second lieu, il y a l'invariance du champ incident sur la cible en fonction de l'altitude. Les profils verticaux du champ, affichés précédemment, contredisent cette hypothèse.

Par ailleurs, l'emploi de cibles maritimes rend plus difficile le problème à traiter. En effet, une partie de la coque des embarcations est immergée dans l'eau. Le calcul des courants induits sur cette partie est compliqué et n'est pas proposé pour un sol infini avec FEKO. Cependant, on pourrait montrer que l'influence de cette partie de l'embarcation, sur le rayonnement de la cible est négligeable, notamment à cause de l'épaisseur de peau pour la mer en bande HF. Des informations supplémentaires et des simulations sont présentés dans l'annexe G.

3.3.2 Modification de la formulation de la SER

La littérature présente peu de références sur la surface équivalente radar dans le cas d'une propagation en ondes de surface, ce qui est potentiellement dû au caractère confidentiel de ces travaux. L'étude la plus aboutie qui a pu être lue jusqu'ici a été réalisée par une équipe de recherche canadienne. Celle-ci a porté sur l'évaluation de la SER à partir de mesures de deux cibles maritimes, dont une de grande taille devant la longueur

d'onde. Après modélisation, les SER des cibles ont été étudiées grâce à des logiciels de simulation électromagnétique. Il a été montré qu'il était difficile d'établir les SER à partir de mesures, aussi les caractérisations ont été effectuées en considérant un sol conducteur électrique parfait, qui par sa nature ne permet pas la présence d'une onde de surface [91].

D'autres chercheurs ont traité le sujet en introduisant la notion de SER apparente [92]. Celle-ci est définie en corrigeant la SER en espace libre (appelée σ_{FS}) par un coefficient prenant en compte les pertes de propagation au-dessus de l'interface (coefficient F). Ainsi la SER apparente σ_a s'écrit :

$$\sigma_a = F^4 \sigma_{FS} \quad (3.45)$$

Cette définition permet de déterminer la SER pour un milieu de propagation donné. Elle nécessite qu'un calcul de propagation soit mené en amont pour déterminer F . Dans ce cas, la SER ne caractérise plus seulement le pouvoir de diffraction de la cible, mais aussi le milieu de propagation. Ce type de calcul de SER est utile pour des milieux de propagation complexes, par exemple dans le cas de la diffraction d'une cible placée derrière une île.

La partie précédente a été l'occasion de montrer que la définition classique de la SER n'était pas adaptée à la propagation en ondes de surface. Pour cela, une exploitation de trois modèles différents de propagations a permis de préciser le comportement des ondes de surface. Le modèle de Bannister, le modèle de Rotheram et une résolution numérique de l'équation parabolique ont été utilisés. Même si l'onde de surface n'est ni plane, ni homogène sur la cible, la variation, en fonction de la distance, de la distribution verticale des champs électriques et magnétiques incidents sur la cible est négligeable. Cette hypothèse a été étendue en s'intéressant à l'effet de l'état de la mer sur la propagation. En utilisant la méthode Barrick [87], les conclusions ont été similaires à celles obtenues pour une mer calme.

Grâce à cette hypothèse et aux formulations du rayonnement d'un dipôle proposées par Bannister, une définition de la SER adaptée à la propagation en ondes de surface a pu être développée, cette nouvelle SER étant notée σ_{SW} . La source de champ est supposée proche du sol. \vec{P}_i est le vecteur de Poynting résultant du rayonnement du dipôle, en régime sinusoïdal :

$$\vec{P}_i = \frac{1}{2} \vec{E}_i \times \vec{H}_i^* \quad (3.46)$$

Dans le cas de la propagation d'une onde de surface, les deux composantes de champ électrique incident sur la cible sont : E_{z_i} et E_{ρ_i} . La composante de champ magnétique incidente est H_{φ_i} . On en déduit le vecteur de Poynting :

$$\vec{P}_i = -\frac{1}{2} E_{z_i} H_{\varphi_i}^* \vec{e}_\rho + \frac{1}{2} E_{\rho_i} H_{\varphi_i}^* \vec{e}_z \quad (3.47)$$

En considérant que la source d'émission est placée au niveau de l'interface, et que l'on s'intéresse au champ à proximité de l'interface ($z > 0$ m), on a le rapport suivant entre

les modules des champs électriques :

$$|E_{\rho_i}| = |\Delta| |E_{z_i}| \quad (3.48)$$

Pour rappel, l'expression de Δ est :

$$\Delta = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_{rr} - j \frac{\sigma}{\omega \varepsilon_0}}}$$

Par conséquent, si l'on s'intéresse aux modules des densités de puissances, S_{ρ_i} et S_{z_i} , résultantes du vecteur de Poynting, elles peuvent être écrites :

$$\begin{aligned} S_{\rho_i} &= \frac{1}{2} \vec{E}_{z_i} \vec{H}_{\varphi_i}^* \\ S_{z_i} &= \frac{1}{2} \vec{E}_{\rho_i} \vec{H}_{\varphi_i}^* = \frac{1}{2} \Delta \vec{E}_{z_i} \vec{H}_{\varphi_i}^* \end{aligned} \quad (3.49)$$

Dans la bande de fréquence d'intérêt et pour une propagation sur la mer, la norme de l'impédance de surface normalisée Δ est très petite devant 1 ($|\Delta| \approx 0.0105$ à 10 MHz), seule la composante radiale S_{ρ_i} du vecteur de Poynting est prise en compte pour le calcul de la SER. Dans ce cas, la densité de puissance incidente S_i , considérée seulement pour le champ électrique vertical, en coordonnées cylindriques, avec η_0 l'impédance du vide, est :

$$S_i = -\frac{1}{2} \vec{E}_{z_i} \vec{H}_{\varphi_i}^* = \frac{1}{2} \frac{||\vec{E}_{z_i}||^2}{\eta_0} \quad (3.50)$$

Comme expliqué précédemment, la distribution du champ varie selon l'altitude. L'hypothèse ici est que le champ suit la même variation avec l'altitude, quelle que soit la distance radiale. Il est alors possible d'exprimer la densité de puissance incidente comme la moyenne arithmétique de la densité de puissance sur la cible, avec h_{target} la hauteur de la cible par :

$$S_i = \frac{1}{2\eta_0} \frac{1}{h_{\text{target}}} \int_0^{h_{\text{target}}} ||\vec{E}_{z_i}(z)||^2 dz \quad (3.51)$$

La puissance W captée par la cible est alors définie par :

$$W = \sigma_{SW} S_i \quad (3.52)$$

on appelle alors σ_{SW} la nouvelle SER, adaptée à la propagation en ondes de surface. Et en utilisant l'expression (3.51) on a proposé :

$$W = \frac{1}{2\eta_0} \sigma_{SW} \frac{1}{h_{\text{target}}} \int_0^{h_{\text{target}}} ||\vec{E}_{z_i}(z)||^2 dz \quad (3.53)$$

La définition usuelle de la SER suppose une diffusion omnidirectionnelle du champ variant inversement avec la distance R , ce qui n'est pas compatible avec une propagation au-dessus de la mer (voir figure 3.14). Le champ diffracté doit tenir compte du compor-

tement singulier de la propagation en ondes de surface. La solution apportée ici est issue des formules de Bannister. Il est alors proposé d'introduire une fonction C , fonction de compensation pour la variation du champ en fonction de la distance. Cette fonction est dépendante de la fréquence, de la position du point d'observation et des paramètres du sol. Celle-ci est définie en utilisant le coefficient de réflexion Γ_{\parallel} en polarisation verticale et la fonction d'atténuation de Norton $F(w)$, dépendante, elle, de la distance numérique de Sommerfeld. Dans le cas d'une propagation à longue distance ($|k_0 R_2| \gg 1$) des termes peuvent être négligés, et cette fonction est définie comme :

$$C(\Gamma_{\parallel}, F(w)) = |1 + \Gamma_{\parallel} + (1 - \Gamma_{\parallel})(F(w))|^2 \quad (3.54)$$

La fonction développée est présentée dans l'annexe H. La densité de puissance diffractée S_d , en ne considérant que le champ électrique vertical, par la cible est :

$$\begin{aligned} S_d &= \frac{W}{4\pi R^2} C(\Gamma_{\parallel}, F(w)) \\ S_d &= \frac{1}{2} \frac{\|E_{z_s}^{\vec{}}\|^2}{\eta_0} \end{aligned} \quad (3.55)$$

Et en utilisant l'équation (3.52) :

$$S_d = \frac{\sigma_{SW} S_i}{4\pi R^2} C(\Gamma_{\parallel}, F(w)) \quad (3.56)$$

D'où :

$$\sigma_{SW} = \frac{4\pi R^2}{C(\Gamma_{\parallel}, F(w))} \frac{S_d}{S_i} \quad (3.57)$$

En utilisant les formules liant les densités de puissances, incidentes et diffractées, aux champs électriques :

$$\sigma_{SW} = 4\pi R^2 \frac{1}{C(\Gamma_{\parallel}, F(w))} \frac{\|E_{z_d}^{\vec{}}\|^2}{\frac{1}{h_{\text{target}}} \int_0^{h_{\text{target}}} \|E_{z_i}^{\vec{}}(z)\|^2 dz} \quad (3.58)$$

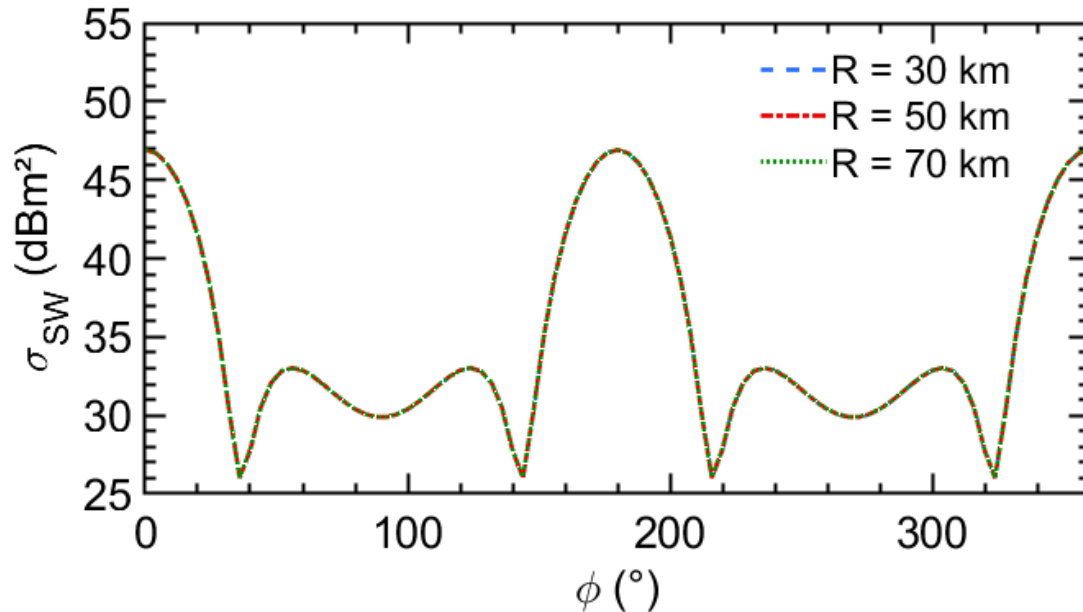
En considérant le champ diffracté à grande distance, obtenu par un calcul aux limites, la SER adaptée à la propagation en ondes de surface est :

$$\sigma_{SW} = \lim_{R \rightarrow \infty} 4\pi R^2 \frac{1}{C(\Gamma_{\parallel}, F(w))} \frac{\|E_{z_d}^{\vec{}}\|^2}{\frac{1}{h_{\text{target}}} \int_0^{h_{\text{target}}} \|E_{z_i}^{\vec{}}(z)\|^2 dz} \quad (3.59)$$

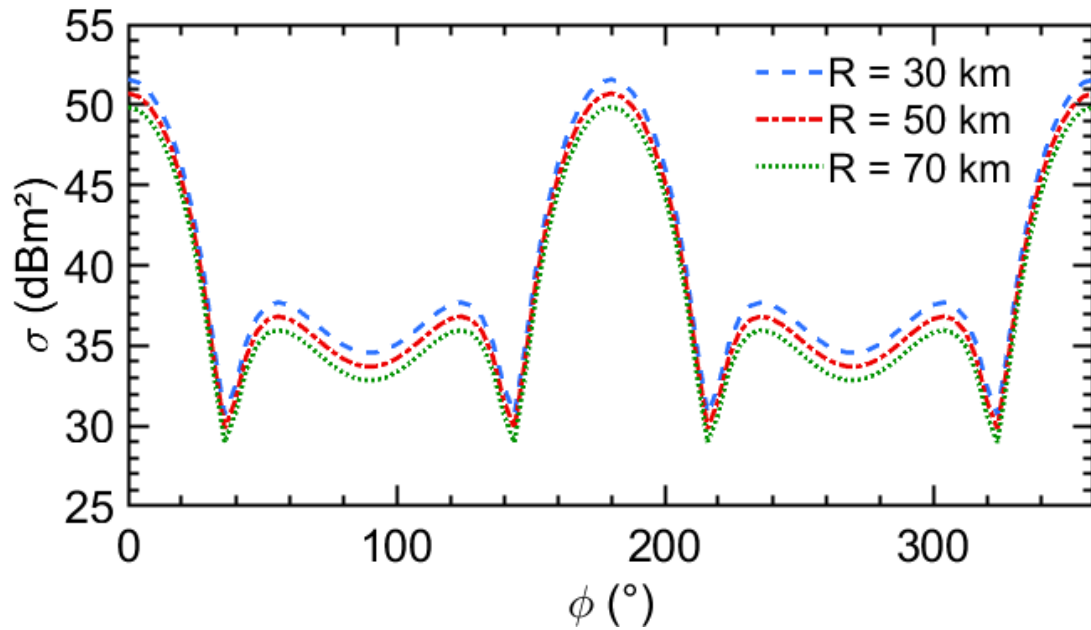
Il est à noter que la moyenne arithmétique n'est pas appliquée pour la densité de puissance diffractée en raison de considérations pratiques. En effet, les antennes de réception des ROS étant de petite taille devant la longueur d'onde, la variation du champ avec l'altitude y est très faible.

La convergence de cette nouvelle définition peut être vérifiée en l'appliquant à la configuration décrite dans la partie 3.3.1 et qui concerne l'étude d'une cible canonique :

une plaque métallique verticale. Comme il peut être observé sur la figure 3.17a, les trois courbes, représentant la variation de la SER à trois distances différentes, sont superposées. Cela montre la bonne adaptation de la formule de la SER (3.59) pour une propagation en ondes de surface. En revanche, sur la figure 3.17b confirme qu'avec l'expression classique de la SER, il n'y a pas de convergence. La nouvelle formulation permet de définir une grandeur constante, selon la distance, représentative de la réflectivité de cibles canoniques. Dans le but de simuler des scénarios typiques de l'utilisation de ROS, une analyse similaire doit être réalisée pour des cibles plus réalistes.



(a) Application de l'équation (3.59)



(b) Application de l'équation (3.9)

FIGURE 3.17 – Calcul de la SER σ_{SW} bistatique pour une plaque verticale dans le cas d'une propagation en ondes de surface (a) comparée à l'application de la définition classique (b)

3.3.3 Modélisation et caractérisation de cibles navales

Dans un souci de lutte contre les pratiques illégales, les radars à ondes de surface peuvent être employés pour détecter différents types de cibles. Il peut s'agir de bateaux de tailles très différentes, allant des petites embarcations (< 15 m) aux très grands navires (> 200 m), s'écartant de leurs routes de navigation. Il est nécessaire de vérifier que la convergence de la définition adaptée à la propagation en ondes de surface est aussi assurée pour des cibles réalistes de différentes dimensions. Enfin, dans le cadre du projet ASTRID Maturation SimROS, auquel ce travail de thèse est indirectement rattaché, une base de données de champs diffractés pour différentes cibles navales est indispensable au bon fonctionnement du logiciel de simulation.

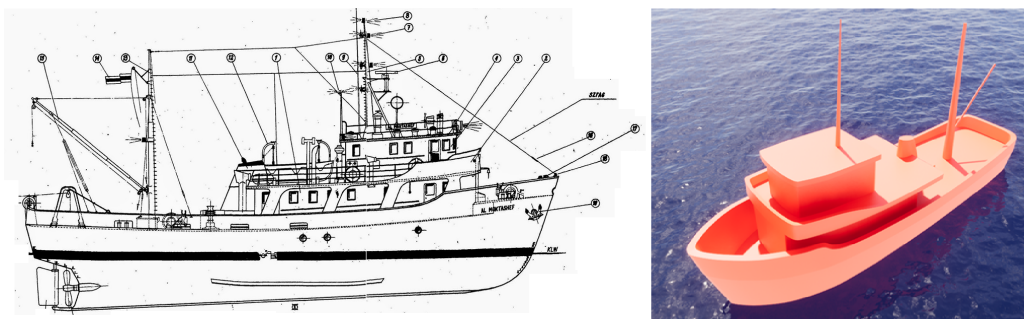


FIGURE 3.18 – Plan et modèle 3D du bateau de pêche
(Plan : <http://hobimaketmodel.blogspot.com/>)

Une modélisation 3D de différentes cibles a donc été nécessaire. Pour cela, le logiciel Rhino 3D a été utilisé, donnant accès à des surfaces NURBS (*Non-Uniform Rational Basis*

Splines), surfaces qui sont représentées par des fonctions polynomiales [93]. Ce type de surface est préférable pour le maillage surfacique mis œuvre avec le solveur de la méthode des moments de FEKO. Avec l'aide de plans, photos et dimensions, il a été possible de modéliser différentes cibles.

Trois cibles ont été retenues, la première est un bateau de pêche dimensionné grâce à des plans de construction disponibles en ligne. Une architecture de ce type est commune en mer Méditerranée. Un des plans utilisés et le modèle 3D réalisé sont visibles sur la figure 3.18.

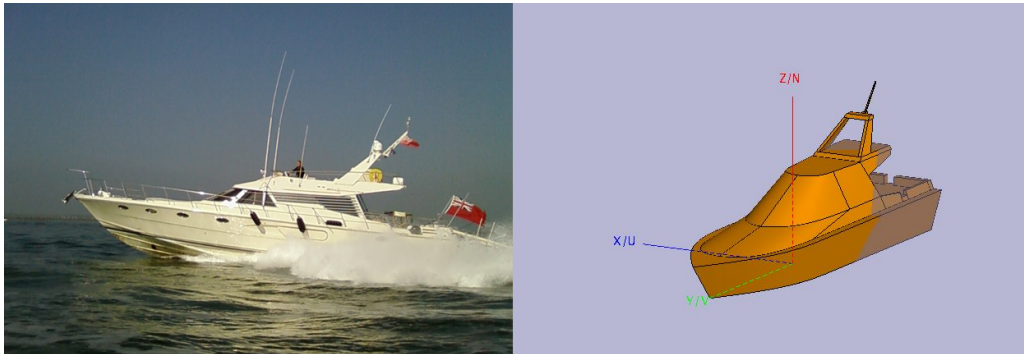


FIGURE 3.19 – Photo et modèle 3D du bateau de plaisance visualisé avec FEKO

La seconde cible est un bateau de plaisance (Riva Corsaro 60) utilisé comme cible coopérative lors des mesures réalisées avec les précédents prototypes des Radars à Ondes de Surface (ROS) développés par l'Onera. À partir de photos (voir figure 3.19), et grâce à des informations sur les dimensions du bateau, il a été possible de le modéliser.

La dernière cible à avoir été représentée avec le logiciel de CAO est un porte-conteneurs, de grandes dimensions, ce qui permettra de s'intéresser à la convergence du terme σ_{SW} relatif à des cibles pour lesquelles on s'attend à une forte variation de la SER. Le modèle 3D est visible sur la figure 3.20.

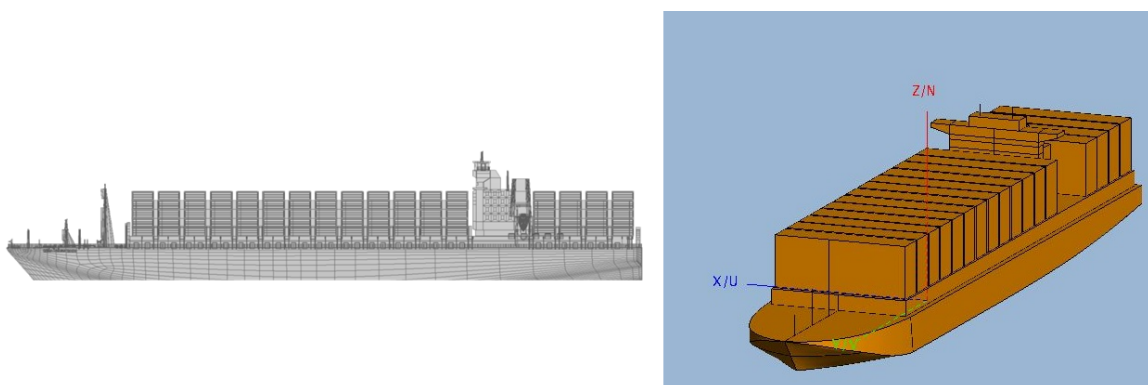


FIGURE 3.20 – Plan et modèle 3D du porte-conteneurs

Le calcul de la SER de ces différentes cibles a été effectué afin de vérifier la bonne convergence du terme σ_{SW} . La scène de simulation pour le bateau de pêche est représentée sur la figure 3.21. Comme pour la plaque, le milieu supérieur est l'air et le milieu inférieur est la mer. Le champ incident est rayonné par un dipôle proche de l'interface ($z = 1$ m)

et placé à 50 km de la cible. La position de la cible par rapport à l'antenne d'émission est tel que le bateau est illuminé à tribord perpendiculairement à l'axe de roulis.

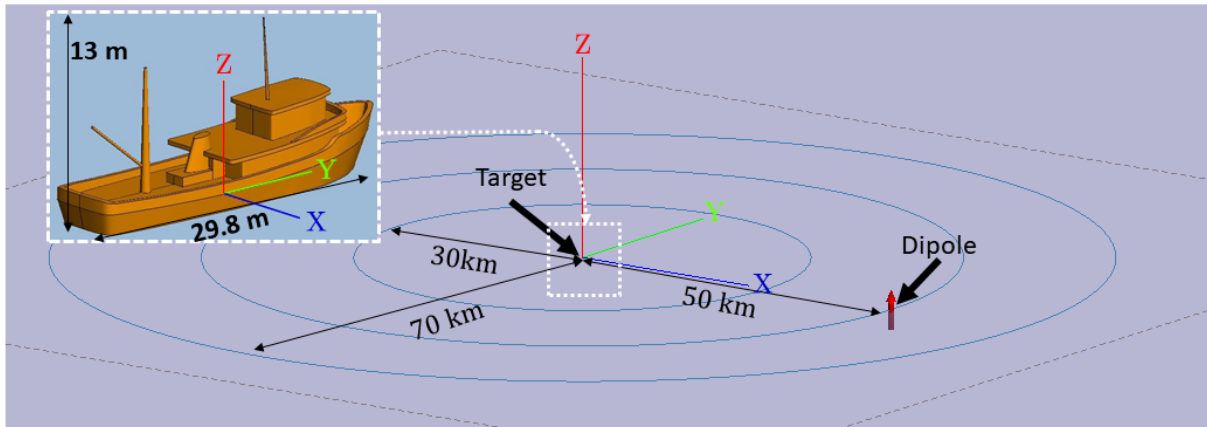
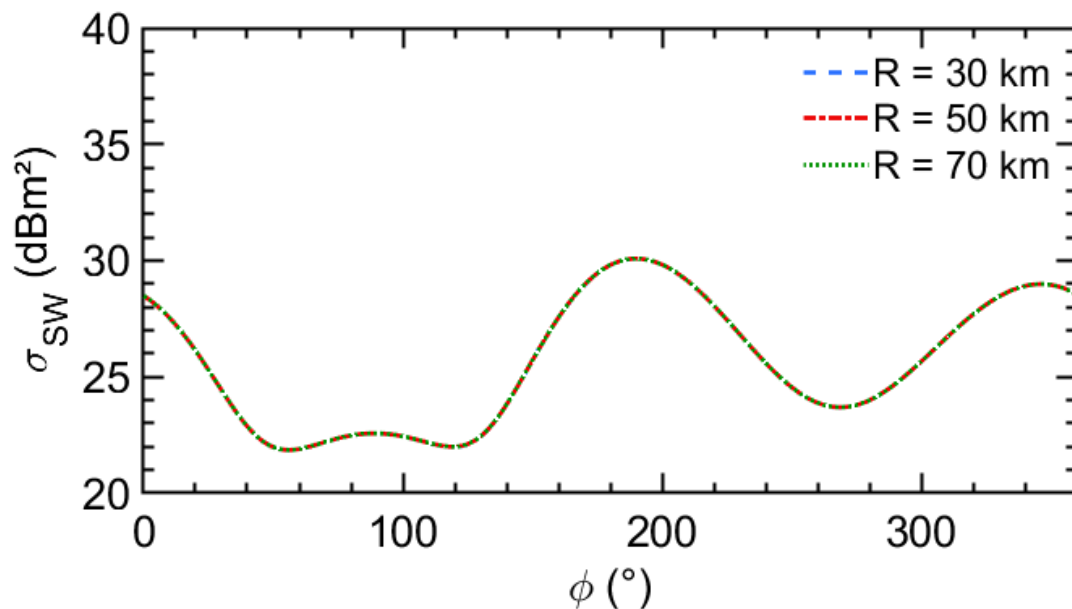


FIGURE 3.21 – Scène de simulation de la diffraction d'un bateau de pêche au-dessus de la mer

Le champ diffracté est calculé pour tous les angles azimutaux aux distances de 30, 50, et 70 km de la cible et à une hauteur de 1 m. La fréquence de simulation est de 10 MHz, des résultats à d'autres fréquences sont présentés dans l'annexe I. La définition de σ_{SW} est appliquée pour calculer la SER bistatique de la cible, le résultat est présenté sur la figure 3.22a. La SER calculée avec la définition classique de σ est présentée sur la figure 3.22b. Comme attendu il peut être noté que le terme σ_{SW} n'est pas dépendant de la distance, ce qui correspond bien à l'objectif recherché.



(a) Application de l'équation (3.59)

La seconde simulation réalisée sur cette cible s'intéresse à la comparaison des résultats de SER σ_{SW} pour différentes sources. En effet, comme développé dans la partie 3.3.2, la distribution du champ incident sur la cible est décisive pour exprimer la SER du navire. Le champ diffracté est calculé ici seulement à 50 km de la cible pour trois sources de

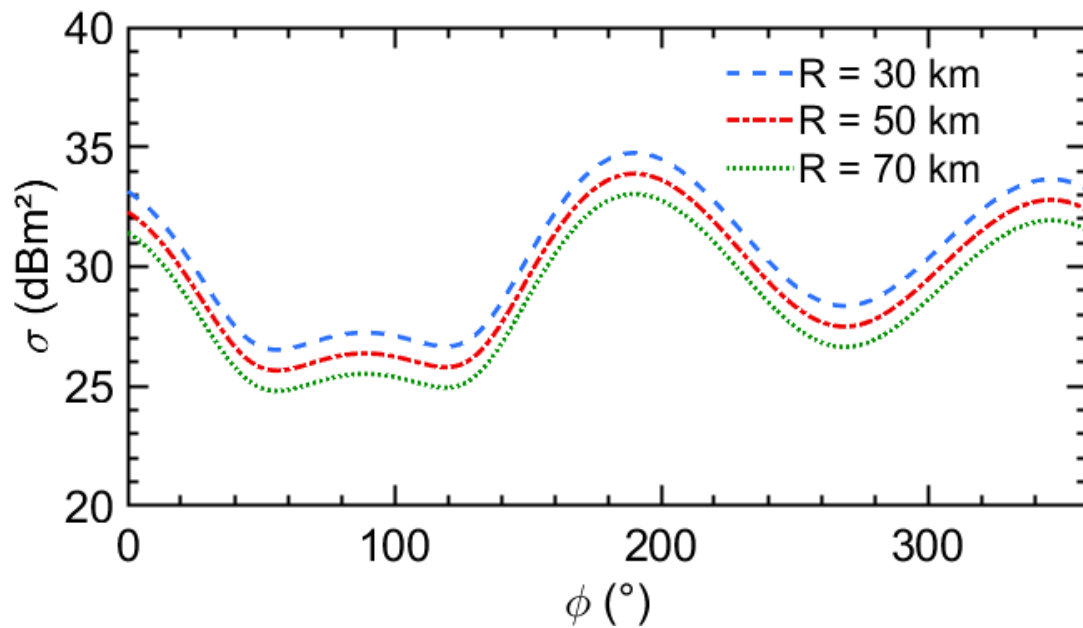


FIGURE 3.22 – Calcul de la SER σ_{SW} bistatique pour un bateau de pêche dans le cas d'une propagation en ondes de surface (a) comparée à l'application de la définition classique (b)

champ incident utilisées séquentiellement. Ces sources sont trois dipôles placés respectivement à 30, 50, et 70 km de la cible. La figure 3.23 illustre la convergence du terme σ_{SW} pour les différentes sources à une seule distance de diffraction. Les courbes sont ici parfaitement superposées démontrant une bonne convergence du terme et traduisant une réponse constante de la cible et bien indépendante la distance.

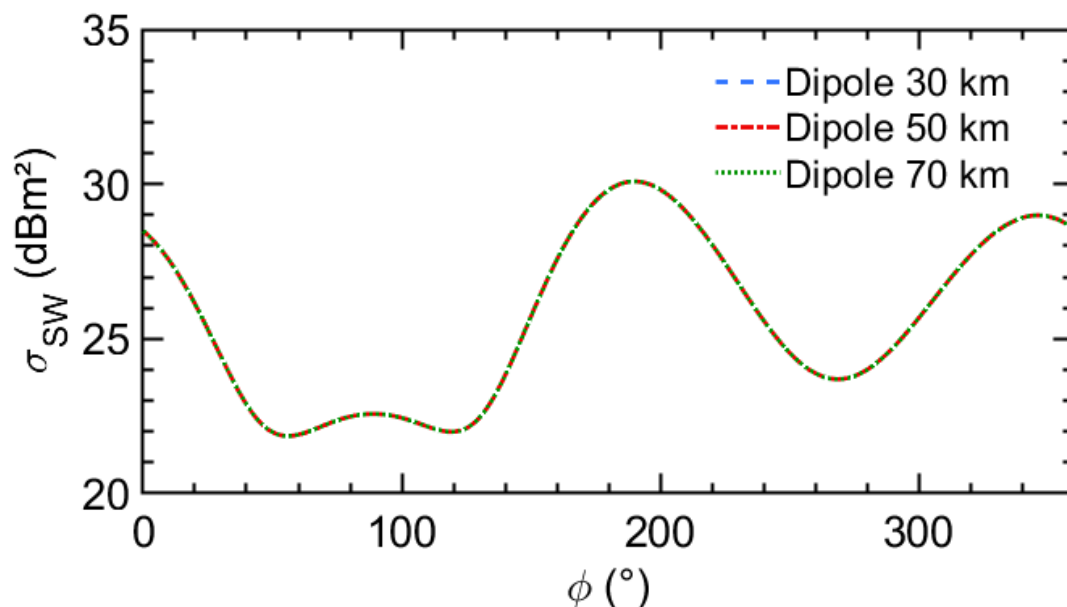


FIGURE 3.23 – SER bistatique σ_{SW} du bateau de pêche illuminé par trois sources différentes (à 10 MHz)

La scène de simulation pour le bateau de plaisance est présentée sur la figure 3.24, elle est sensiblement équivalente à celle du bateau de pêche. À nouveau, la cible est éclairée à

tribord dans l'axe de tangage.

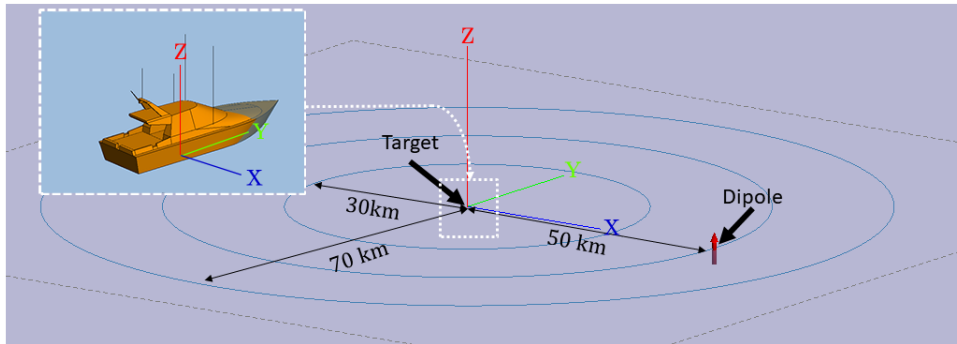
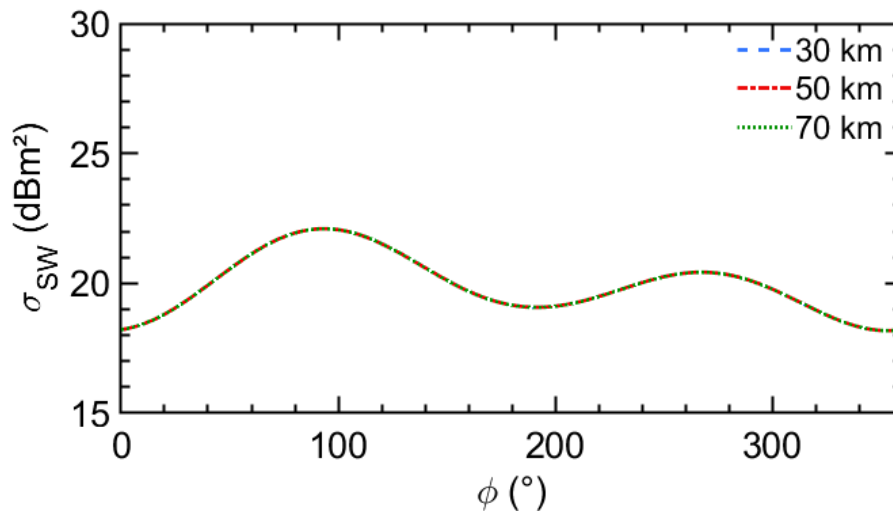
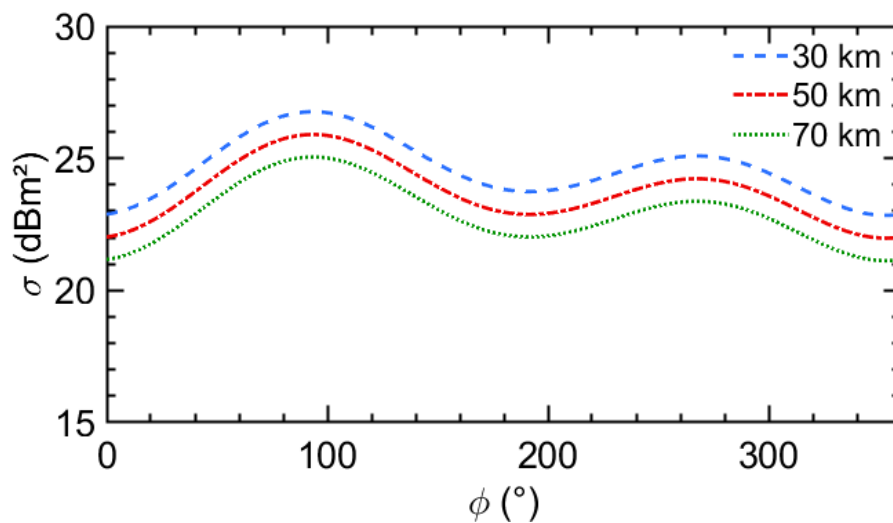


FIGURE 3.24 – Scène de simulation de la diffraction d'un bateau de plaisance au-dessus de la mer



(a) Application de l'équation (3.59)



(b) Application de l'équation (3.9)

FIGURE 3.25 – Calcul de la SER σ_{SW} bistatique pour un bateau de plaisance dans le cas d'une propagation en ondes de surface (a) comparée à l'application de la définition classique de la SER (b)

Le résultat des calculs de ces SER sont présentés sur les figures 3.25a et 3.25b. La cible étant de faibles dimensions devant la longueur d'onde, 16 m de long et 7 m de haut, la diffraction est quasi omnidirectionnelle. La cible agit ici comme un point devant l'onde incidente. Le problème est assimilable un problème de diffusion de Rayleigh, pour lequel la SER est faible et quasi constante quelle que soit la direction d'observation.

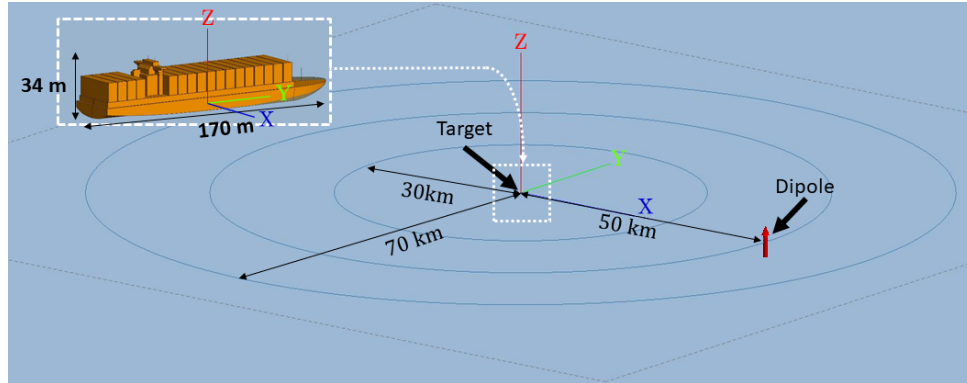


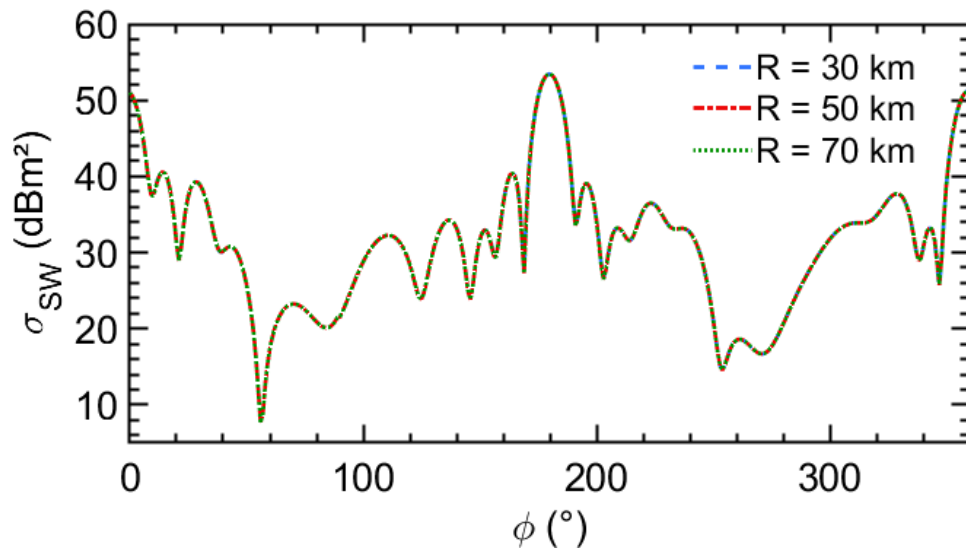
FIGURE 3.26 – Scène de simulation de la diffraction d'un porte-conteneurs au-dessus de la mer

Afin de vérifier la bonne convergence de la SER σ_{SW} pour des cibles de grandes dimensions, le calcul a aussi été réalisé pour le porte-conteneurs. La cible fait 170 m de long et 34 m de haut. Le champ incident est rayonné par un dipôle élémentaire qui illumine la cible par tribord. La scène de simulation est présentée sur la figure 3.26. Le champ diffracté est calculé pour tous les angles azimutaux à des distances de 30, 50, et 70 km de la cible, et à une hauteur $z = 1$ m. La fréquence de simulation est de 10 MHz.

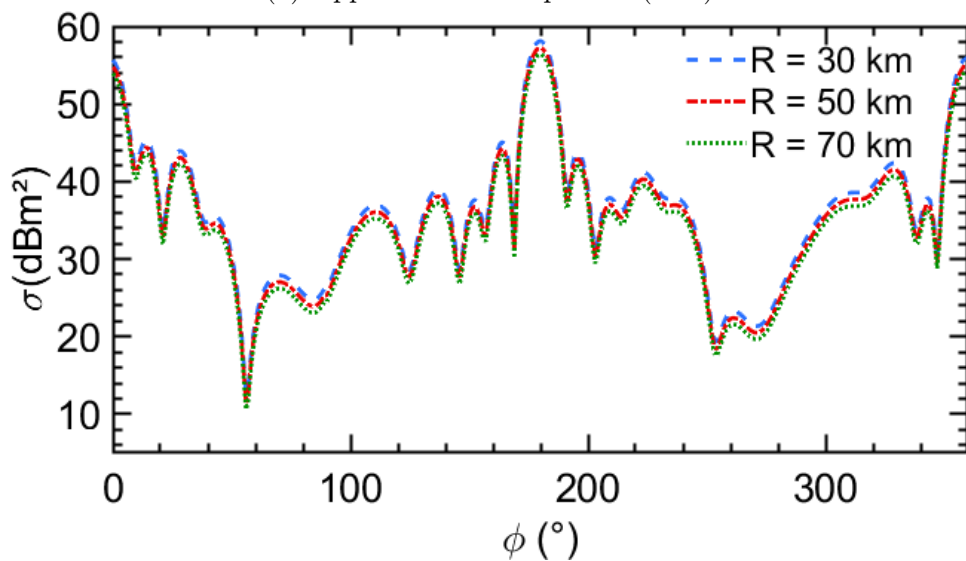
La formule (3.59) est appliquée aux données de la simulation afin de calculer la SER σ_{SW} de la cible. On constate, sur la figure 3.27a, qu'à nouveau le terme converge bien quelle que soit la distance. Il est aussi notable que les variations selon l'angle azimutal sont plus importantes qu'avec le bateau de pêche. Ceci peut s'expliquer par le comportement quasi optique de l'onde incidente sur la cible. En effet, la longueur d'onde est petite comparée à la longueur du bateau ($\lambda = 30$ m). Ce dernier résultat confirme bien que cette définition est bien adaptée à la propagation en ondes de surface. Le résultat de l'application de la définition classique de la SER est présenté sur la figure 3.27b.

3.3.4 Conclusion

L'analyse de la définition classique de la SER permet de mettre en évidence son inadéquation pour la propagation en ondes de surface due à son manque de convergence avec la distance. Grâce à l'étude de la propagation dans ce domaine particulier, il a été possible de proposer une formule modifiée de la SER, notée σ_{SW} , qui est bien adaptée à l'onde de surface. L'utilisation d'un logiciel de simulations électromagnétiques permet de montrer la validité de la nouvelle formulation adaptée à l'onde de surface pour diverses cibles de dimensions très différentes. Ce travail pourra permettre ensuite d'étudier l'impact de la modification de la SER sur l'évaluation de la puissance reçue.



(a) Application de l'équation (3.59)



(b) Application de l'équation (3.9)

FIGURE 3.27 – Calcul de la SER σ_{SW} bistatique pour un porte-conteneurs dans le cas d'une propagation en ondes de surface (a) comparée à l'application de la définition classique (b))

3.4 Intégration dans l'équation radar

3.4.1 Adaptation de l'expression du gain des antennes à la propagation en ondes de surface

Dans la section précédente, on a montré que la définition classique de la SER n'était pas adaptée à la propagation en ondes de surface. À l'aide de différents modèles de propagation, des modifications importantes, liées aux caractéristiques de propagation des champs, ont été réalisées pour aboutir à une définition de la SER adaptée à la propagation en ondes de surface. Le point le plus important pour la bonne convergence du terme σ_{SW} , a été l'insertion du terme de compensation $C(\Gamma_{||}, F(w))$ permettant de définir

correctement le comportement du champ diffracté en présence d'une interface conductrice.

L'utilisation de la SER se fait naturellement au travers de l'équation radar, qui permet de faire le lien entre la théorie électromagnétique et le système radar, et donc de dimensionner les équipements selon les cibles à détecter, la distance d'observation et les puissances mises en jeu. Dans le cas d'une propagation avec des pertes, ce qui est le plus représentatif de l'utilisation d'un radar à ondes de surface, l'équation, sous sa forme la plus simple, est [94] :

$$W_r = \frac{W_t G_t}{4\pi R^2} \frac{1}{L_A} \frac{\sigma}{4\pi R^2} \frac{1}{L_B} \frac{\lambda^2 G_r}{4\pi} \quad (3.60)$$

on rappelle la définition des grandeurs suivantes : W_t est la puissance rayonnée par l'antenne d'émission, W_r la puissance reçue, G_t le gain de l'antenne d'émission, G_r le gain à la réception, σ la SER de la cible, R la distance d'observation, λ la longueur d'onde utilisée et L_A et L_B les pertes de propagation respectivement pour le trajet entre l'émission et la cible et entre la cible et la réception.

Dans l'équation radar, la SER n'est pas le seul terme à définir en utilisant des hypothèses sur la propagation du champ. En effet, l'équation (3.60) fait appel à la directivité, à travers les gains des antennes d'émission et de réception. La directivité D utilise, elle, l'intensité de rayonnement U . L'intensité de rayonnement, pour une direction donnée, est obtenue en multipliant la densité de puissance rayonnée S_{rad} par la distance élevée au carré :

$$U = r^2 S_{rad} \quad (3.61)$$

Il est à noter que les équations et les termes utilisés pour caractériser les antennes sont issus du livre référence *Antenna Theory* [26]. L'intensité de rayonnement peut être lié au champ $\vec{E}(r, \theta, \varphi)$ rayonné à grande distance par l'antenne :

$$U(\theta, \varphi) = \frac{r^2}{2\eta_0} |\vec{E}(r, \theta, \varphi)|^2 \quad (3.62)$$

$U(\theta, \varphi)$ permet d'analyser le rayonnement des antennes lorsque l'on se trouve dans la zone de champ lointain, où la distribution angulaire du champ rayonné de l'antenne est indépendante de la distance à l'antenne.

La norme *IEEE Standard Definitions of Terms for Antennas* de 2013 [95] définit la directivité D d'une antenne comme étant le rapport entre l'intensité du rayonnement dans une direction donnée de l'antenne et l'intensité moyenne du rayonnement dans toutes les directions :

$$D = \frac{U}{U_0} = \frac{U}{\frac{W_{rad}}{4\pi}} \quad (3.63)$$

Avec U_0 l'intensité de rayonnement pour une source isotropique (dont l'unité est le $W.sr^{-1}$), et W_{rad} est la puissance totale rayonnée par l'antenne.

Avec l'équation (3.61) et l'équation (3.63), la forme utilisée ici afin de déterminer la directivité D d'une antenne à partir de données de simulations peut être déduite :

$$D = \frac{r^2 S_{rad}}{\frac{W_{rad}}{4\pi}} \quad (3.64)$$

Enfin, le gain d'une antenne peut être défini. Ce terme, lié de près à la directivité permet en plus de prendre en compte l'efficacité de rayonnement de l'antenne. Il est déterminé comme étant le rapport entre l'intensité dans une direction donnée et l'intensité de rayonnement qui serait obtenue si la puissance acceptée par l'antenne était rayonnée de manière isotrope. Il se définit, avec e_{cd} l'efficacité de rayonnement de l'antenne, comme :

$$G(\theta, \varphi) = e_{cd} D(\theta, \varphi) \quad (3.65)$$

Au même titre que pour la Surface Équivalente Radar, on peut s'interroger sur l'application de la définition classique du gain pour une propagation en ondes de surface. Pour cela, on peut à nouveau s'intéresser à la convergence du gain pour différentes distances.

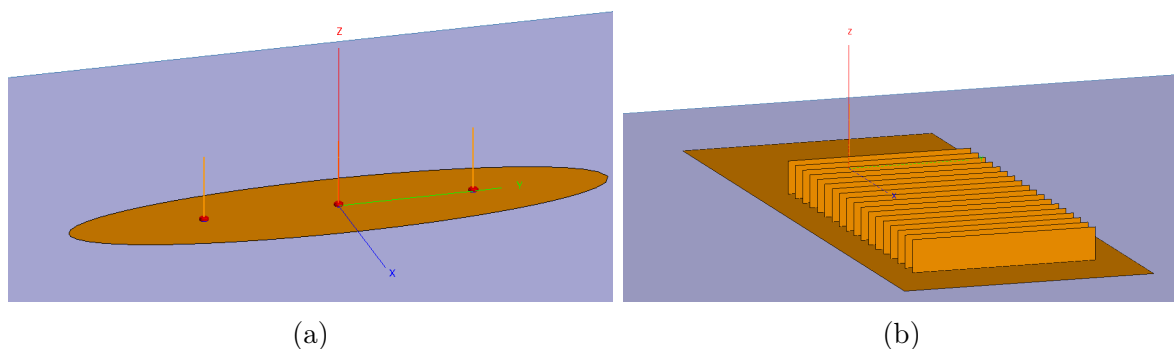


FIGURE 3.28 – Représentation 3D des antennes sur FEKO, réseau de 3 monopôles (a) Métamatériau adapté à 10 MHz (b)

Dans cette partie deux systèmes d'émission sont considérés. Le premier est un réseau de 3 monopôles situés au-dessus de la mer et avec un lobe principal centré sur $\theta = 90^\circ$ et $\varphi = 0^\circ$. Le second est un métamatériau 3D associé à un monopôle quart d'onde. Les deux sont dimensionnés pour fonctionner à 10 MHz. Ces antennes sont visibles sur les figures 3.28a et 3.28b. Ces deux systèmes d'émission représentent les principaux choix à la disposition de l'Onera pour l'émission des ROS.

Afin de vérifier l'applicabilité de la définition classique du gain, le champ rayonné par l'antenne est déterminé à 30, 50, et 70 km de l'antenne pour tous les angles azimutaux $\varphi = [0 - 359^\circ]$ au niveau de l'interface avec la mer. Le calcul du gain est réalisé à partir de l'équation (3.65) et représenté sur la figure 3.29 pour les trois distances. Dans ce cas, le rendement e_{cd} de l'antenne est considéré égal à 1.

Une analyse similaire à celle de la SER peut être réalisée pour le gain. En effet, sa définition classique ne prend pas en compte la spécificité de la propagation en ondes de surface, pour une direction d'observation donnée, celui-ci varie en fonction de la distance.

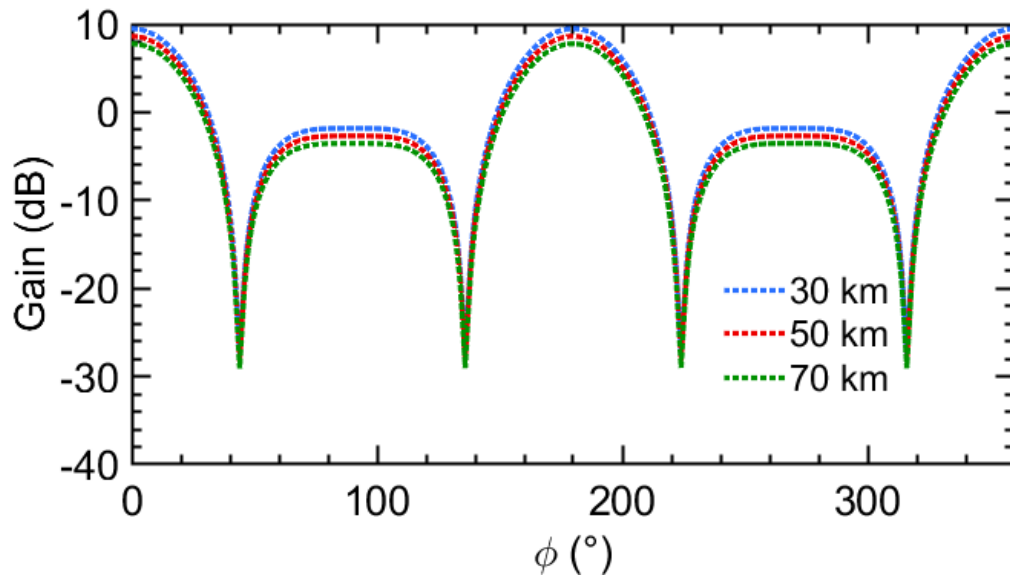


FIGURE 3.29 – Calcul du gain pour un réseau de trois monopoles en émission dans le cas d’une propagation en ondes de surface

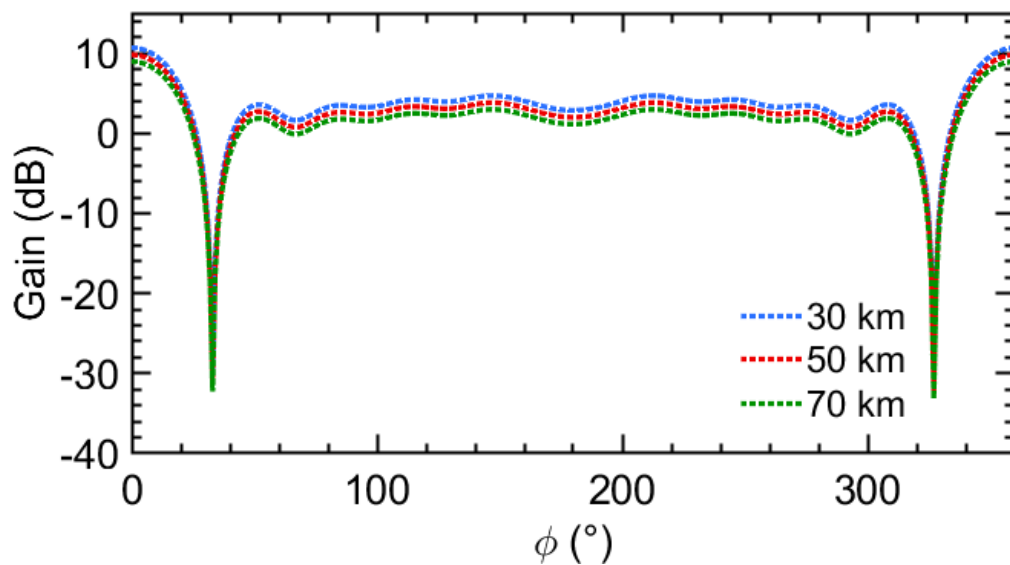


FIGURE 3.30 – Calcul du gain pour le métamatériau en émission dans le cas d’une propagation en ondes de surface

Le même type de résultat est observé sur la figure 3.30 pour le métamatériau 3D à 10 MHz.

La modification à effectuer, permettant de prendre en compte le comportement en ondes de surface, concerne l’intensité de rayonnement U . Dans l’équation (3.61), la distance élevée au carré correspond bien à l’évolution, selon la distance, de la densité de puissance rayonnée par l’antenne pour une propagation classique. Pour la propagation en ondes de surface, l’intensité de rayonnement U_{SW} est définie en utilisant le coefficient de compensation $C(\Gamma_{||}, F(w))$:

$$U_{SW} = \frac{r^2}{C(\Gamma_{||}, F(\mathbf{w}))} S_{rad} \quad (3.66)$$

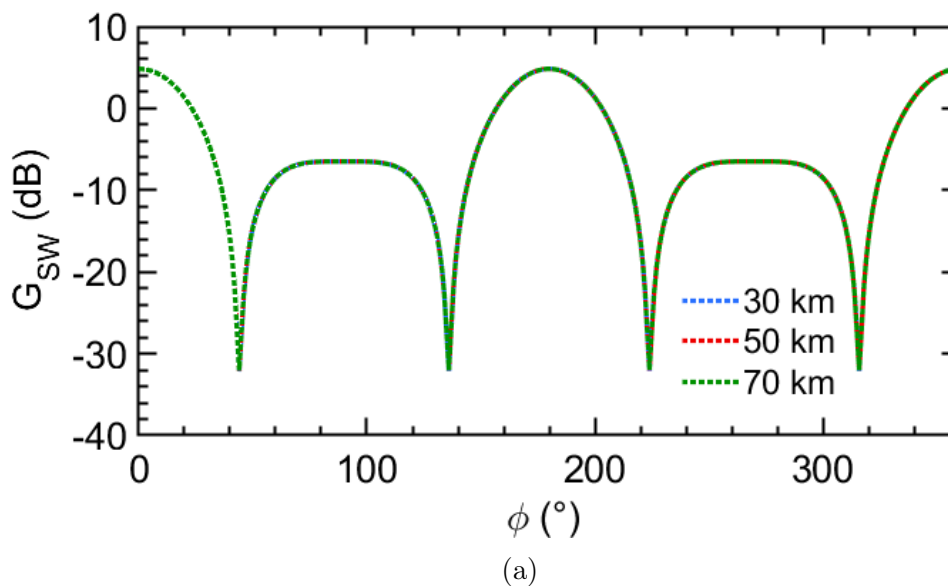
La directivité de l'antenne D_{SW} est alors définie comme :

$$D_{SW} = \frac{\frac{r^2 S_{rad}}{C(\Gamma_{||}, F(\mathbf{w}))}}{\frac{W_{rad}}{4\pi}} \quad (3.67)$$

Il découle une nouvelle expression du gain G_{SW} de l'antenne, donnée par :

$$G_{SW}(\theta, \varphi) = e_{cd} D_{SW}(\theta, \varphi) \quad (3.68)$$

L'équation (3.68) est appliquée aux données des simulations réalisées précédemment. Le résultat de cette application est visible pour le réseau de monopoles sur la figure 3.31a et sur la figure 3.31b pour le métamatériau. La bonne convergence du terme de gain G_{SW} modifiée pour une propagation en ondes de surface peut être vérifiée. L'équation (3.67) permet bien de déterminer une valeur scalaire représentative de la répartition angulaire du champ indépendante de la distance.



3.4.2 Simulation et application à l'équation radar

Après avoir modifié les termes de gain et de surface équivalente radar pour la propagation en ondes de surface, il est normal de s'intéresser à l'insertion et à l'impact de ces termes dans l'équation radar, notamment pour l'évaluation de la puissance reçue par l'antenne de réception. L'équation radar considérée pour les simulations et les applications qui vont suivre est la suivante :

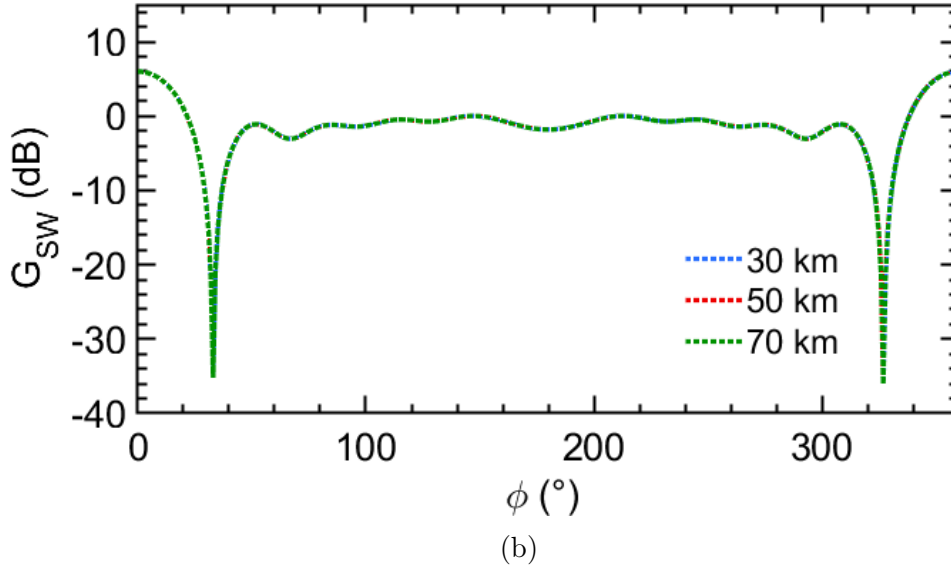


FIGURE 3.31 – Calcul du gain G_{SW} dans le cas d’une propagation en ondes de surface pour un réseau de trois monopoles (a) pour un métamatériau 3D (b) (à 10 MHz)

$$W_{r_{SW}} = \frac{W_t G_{t_{SW}}}{4\pi R_A^2} \frac{1}{L_A} \frac{\sigma_{SW}}{4\pi R_B^2} \frac{1}{L_B} \frac{\lambda^2 G_{r_{SW}}}{4\pi} \quad (3.69)$$

avec : W_t est la puissance rayonnée par l’antenne d’émission, $W_{r_{SW}}$ la puissance reçue après application des définitions adaptées à la propagation en ondes de surface, $G_{t_{SW}}$ le gain de l’émission, $G_{r_{SW}}$ le gain à la réception, σ_{SW} la SER de la cible, R la distance d’observation, λ la longueur d’onde utilisée et L_A et L_B les pertes de propagation respectivement pour le trajet entre l’émission et la cible et entre la cible et la réception. L’indice SW traduit ici l’application des équations (3.68) et (3.59) pour le gain et la SER.

Le logiciel de simulation FEKO permet de déterminer la puissance reçue sur une ou plusieurs antennes de réception, pour différentes sources en émission. Il est donc utilisé pour entreprendre des simulations de scène complète. La scène de simulation comporte un réseau de trois monopoles en émission, la cible est un porte-conteneurs et la réception est composée de huit monopoles en réseau. La simulation est réalisée pour une mer classique ($\varepsilon_{rr} = 81$, $\sigma = 5 \text{ S.m}^{-1}$) et une fréquence de 10 MHz. La scène de simulation est illustrée sur la figure 3.32. La configuration est bistatique avec l’émission située à $R_A = 40 \text{ km}$ de la cible et la réception placée à $R_B = 70 \text{ km}$. La cible est éclairée en $\varphi_i = 0^\circ$ et elle est observée sous un angle $\varphi_d = 15^\circ$.

La puissance totale émise W_t est normalisée à 1 W. À l’aide de FEKO, la densité de puissance incidente sur la cible S_i , établie au niveau de l’interface, est déterminée. De façon similaire, la densité de puissance diffractée S_d par la cible est évaluée à 70 km de celle-ci au niveau de l’interface. Enfin la puissance $W_{r_{FEKO}}$ reçue est obtenue en sommant les puissances sur chaque élément de réception. Par ailleurs, les pertes de propagation L_A et L_B , par rapport à l’espace libre, ont pu être déterminées en utilisant les équations de Bannister et en comparant les résultats obtenus pour une propagation au-dessus de la

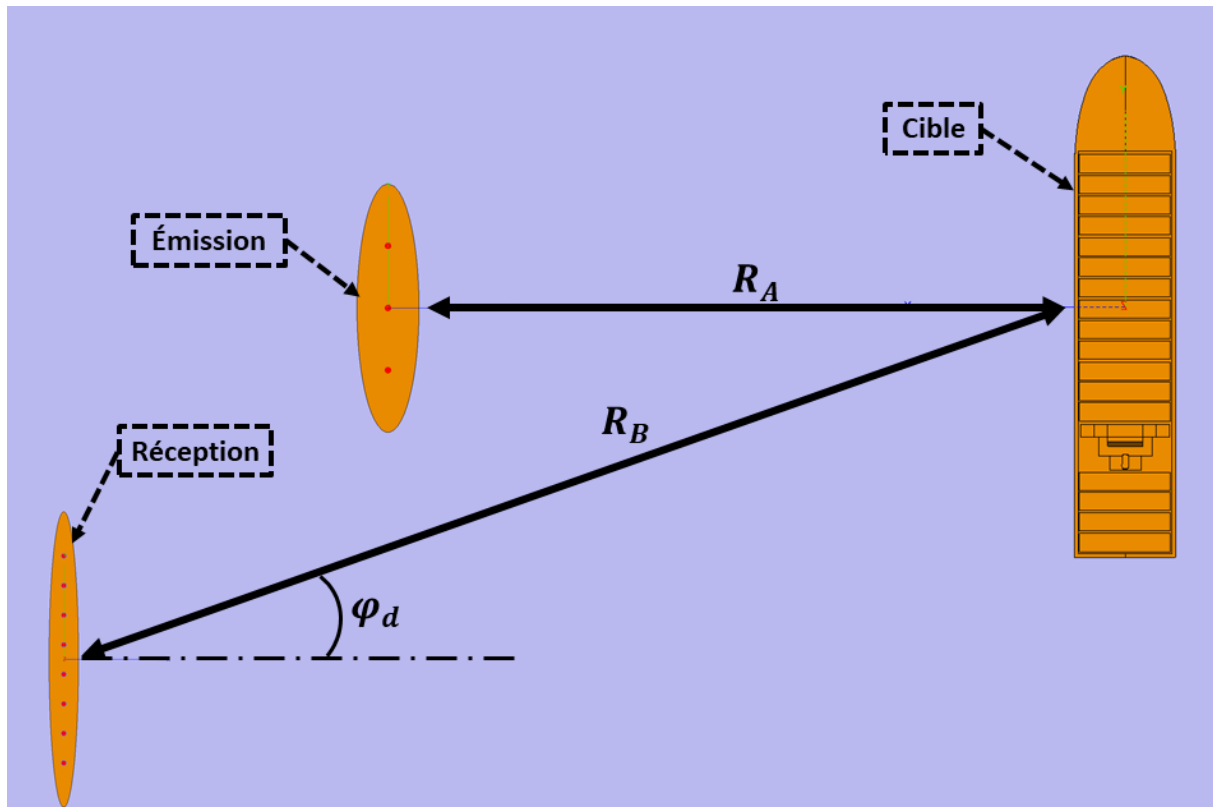


FIGURE 3.32 – Scène de simulation pour l’application de l’équation radar

mer et en espace libre pour un dipôle, possédant un moment dipolaire fixe. Les valeurs des différents termes sont données dans le tableau 3.2.

S_i	$4.03 \times 10^{-10} \text{ W.m}^{-2}$
L_A	0.375
S_d	$1.85 \times 10^{-17} \text{ W.m}^{-2}$
L_B	0.505
W_{rFEKO}	-110.74 dBm

TABLE 3.2 – Différentes valeurs déterminées grâce à FEKO et aux équations de Bannister

Dans une première approche, le résultat de l’application de l’équation radar classique (3.60) pour déterminer la puissance au niveau de la réception W_{rclsq} est comparé à la puissance reçue de référence W_{rFEKO} , déterminée en simulation. Pour cela, les gains des antennes d’émissions et de réceptions ainsi que la SER sont déterminés en utilisant les formulations classiques (3.65) et (3.9). Le gain en émission G_t est déterminé à la distance R_A de la source. La SER σ ainsi que le gain de la réception G_r sont estimés à la distance R_B . Les différents termes sont représentés dans le tableau 3.3.

Il apparaît clairement que la puissance reçue W_{rclsq} calculée en utilisant les définitions classiques du gain et de la SER ne correspond pas à la puissance W_{rFEKO} déterminée en simulation. La première est surestimée, ici d’environ 10 dB par rapport à la seconde. Les formules adaptées à la propagation en ondes de surface du gain et de la SER (3.59)

$G_t(\varphi_i = 0^\circ)$	9.06 dB
$\sigma(\varphi_d = 15^\circ)$	34.63 dB.m ²
$G_r(\varphi_d = 15^\circ)$	11.16 dB
$W_{r_{clsq}}$	-100.59 dBm

TABLE 3.3 – Termes de l'équation radar déterminés grâce aux équations classiques

et (3.68) sont ensuite utilisées pour déterminer la puissance reçue $W_{r_{SW}}$. Les différents termes, et leurs valeurs, sont représentés dans le tableau 3.4. Dans ce cas, le calcul de la puissance reçue $W_{r_{SW}}$ correspond bien à la puissance $W_{r_{FEKO}}$ obtenue en simulation avec le logiciel FEKO.

$G_{t_{SW}}(\varphi_i = 0^\circ)$	4.83 dB
$\sigma_{SW}(\varphi_d = 15^\circ)$	31.55 dB.m ²
$G_{r_{SW}}(\varphi_d = 15^\circ)$	8.21 dB
$W_{r_{SW}}$	-110.84 dBm

TABLE 3.4 – Termes de l'équation radar déterminés grâce aux définitions adaptées à la propagation en ondes de surface

3.4.3 Conclusion

Cette section a permis de souligner l'intérêt de la modification des définitions de la SER et du gain pour une propagation en ondes de surface. En effet, l'utilisation des définitions classiques dans l'équation radar ne permet pas de réaliser un bilan de puissance correct. La puissance reçue est constamment surévaluée avec l'approche classique, quelle que soit la distance ou la fréquence utilisée. Avec les définitions adaptées à cette propagation, la puissance reçue évaluée avec l'équation (3.69) correspond bien à celle déterminée en simulation.

3.5 Conclusion

Les travaux de ce chapitre ont tout d'abord porté sur la propagation en ondes de surface et sur les modifications nécessaires pour redéfinir la SER dans ce cas. L'analyse et la modélisation de la propagation en ondes de surface, via trois différents modèles de propagation, le modèle de Bannister, le modèle de Rotheram et une méthode de résolution de l'équation parabolique, ont permis de montrer que la variation de la répartition du champ incident sur la cible en fonction de la distance était négligeable. Cette observation est décisive pour la redéfinition de la SER adaptée à la propagation en ondes de surface. En effet, puisque cette variation peut être négligée, alors la répartition des courants sur la cible, et par conséquent sa diffraction est indépendante de la distance.

L'utilisation du logiciel de simulation électromagnétique FEKO a permis de montrer l'inadéquation de l'emploi de la formule classique de la SER pour une propagation en ondes de surface. Grâce aux connaissances acquises de ce type de propagation, les modifications nécessaires, basées sur les formules de Bannister, ont été effectuées. La grandeur σ_{SW} a été testée sur différentes cibles, canoniques et quasi réalistes, et a permis de montrer sa bonne convergence et sa validité.

Après avoir abordé le sujet d'un point de vue électromagnétique, il était nécessaire de s'intéresser à la modification de l'équation radar. Il a ainsi fallu modifier la définition du gain afin de la rendre compatible avec une propagation en ondes de surface. Grâce à des comparaisons effectuées en simulation, il a été montré que les définitions adaptées à cette propagation permettaient bien d'évaluer correctement la puissance reçue par le radar, alors que les équations classiques surestiment largement le niveau de puissance reçue, au risque alors de sous-dimensionner les équipements pour réaliser une détection.

La comparaison aux nombreuses mesures faite par l'Onera n'a malheureusement pas pu être réalisée. En effet, lors des mesures radars, les niveaux à la réception et à l'émission ne sont pas normalisés, car pour les détections, la grandeur à considérer est le rapport entre le signal reçu et le signal du fouillis de mer. Le processus de normalisation des puissances n'est donc pas nécessaire. Il aurait alors fallu réaliser de nouvelles mesures, de préférence à échelle réduite, afin de contrôler l'environnement, mais cela n'a pas été possible par manque de temps et de moyen dans un contexte sanitaire contraignant. Une autre solution possible serait d'utiliser le système de mesure développé pour la caractérisation d'antennes HF afin d'acquérir des mesures de champ proche diffracté par des cibles navales, pour ensuite évaluer, grâce à des transformées champ proche-champ lointain, leur surface équivalente radar. La dernière partie de ce manuscrit sera consacrée à la vérification en simulation de ce concept original de caractérisation de cibles navales.

Chapitre 4

Perspective : Évaluation de la SER d'une cible navale par transformée champ proche-champ lointain

4.1	Introduction	103
4.2	Évaluation du champ diffracté à grande distance par transformée champ proche-champ lointain	104
4.3	Conclusion	112

4.1 Introduction

Le développement de mesures en champ proche appliquées aux antennes d'émission des radars HF, notamment pour la structure métamatériau 3D, a fait naître l'idée de l'évaluation de SER de cible navale, en utilisant un système de mesure embarqué sur drone analogue à celui déjà développé. En effet, le chapitre 2 nous a permis de déterminer qu'il était possible de spécifier, grâce aux mesures et à un algorithme de transformation champ proche-champ lointain, un cylindre de dipôles équivalents représentant correctement le champ rayonné à grande distance par le système d'émission. Or, une cible diffractant un champ incident peut-être identifiée à un système d'émission. Les évaluations de SER à partir de données de champ proche sont relativement courantes en chambre anéchoïque [96]. Elles permettent d'utiliser des chambres de dimensions réduites ou bien de caractériser des cibles de dimensions plus importantes dans une chambre de dimensions usuelles. Cependant, les caractérisations en champ proche de SER en conditions opérationnelles n'ont, à notre connaissance, jamais été effectuées, en particulier en bande HF, et sortent du cadre de cette thèse. Il serait néanmoins possible d'appliquer l'algorithme de transformée champ proche-champ lointain à des données issues de simulations pour vérifier la possibilité d'évaluer la SER à partir de données de champ proche.

4.2 Évaluation du champ diffracté à grande distance par transformée champ proche-champ lointain

Le problème se décrit grâce à la situation illustrée sur la figure 4.1. Le navire est placé à grande distance de l'antenne d'émission, ceci afin d'obtenir une répartition de champ incident sur la cible analogue à celle que l'on obtient lors de l'utilisation de radars à ondes de surface, et correspondant aux hypothèses utilisées pour la modification de la formule de la SER. Le champ diffracté est défini sur un cylindre englobant et centré sur la cible et dont le rayon est choisi pour qu'il se situe en zone proche de la cible. Le champ diffracté sert alors de donnée d'entrée à l'algorithme de transformée champ proche-champ lointain mentionné dans la partie 1.2. En sortie de l'algorithme, un modèle de la cible est obtenu sous la forme d'un jeu de dipôles électriques équivalents. Il est alors possible de calculer le champ diffracté à grande distance par la cible, pour ensuite appliquer la nouvelle définition de la SER adaptée à la propagation en ondes de surface.

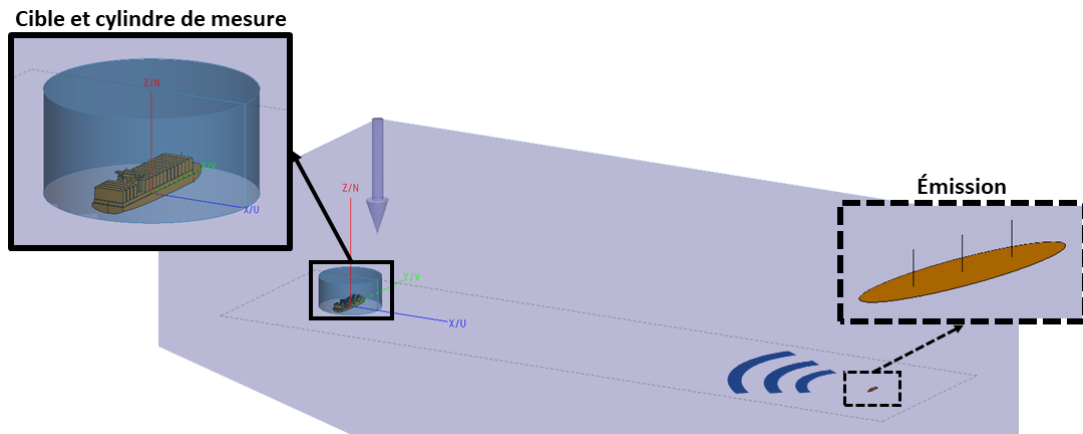


FIGURE 4.1 – Configuration du problème considérée

Dans le deuxième chapitre de ce manuscrit, il a été montré que le logiciel FEKO permettait de déterminer le champ diffracté par une cible à grande distance pour une propagation en ondes de surface. Ces données ont été utilisées précédemment afin de démontrer l'utilité de la nouvelle définition de la SER σ_{SW} . Les données du champ électrique déterminé à 50 km de la cible au niveau du sol sont utilisées pour les comparaisons. Elles sont confrontées aux résultats issus des transformations champ proche-champ lointain. Ces transformations sont réalisées en considérant les mêmes paramètres diélectriques pour le demi-espace inférieur que précédemment ($\epsilon_{rr} = 81$, $\sigma = 5 \text{ S.m}^{-1}$). Les différentes cibles traitées ici sont similaires à celles du chapitre précédent, seuls les résultats pour une cible canonique (la plaque), le bateau de pêche, et pour le porte-conteneurs sont présentés ici.

On observe sur la figure 4.2 la plaque utilisée en simulation. Ici l'antenne d'émission, habituellement un dipôle électrique vertical, est remplacée par une onde plane en incidence quasi rasante ($\theta = 89^\circ$) créant une répartition de champ sur la cible similaire. L'utilisation d'une onde plane d'incidence tangente ($\theta = 90^\circ$) à la mer est impossible avec une

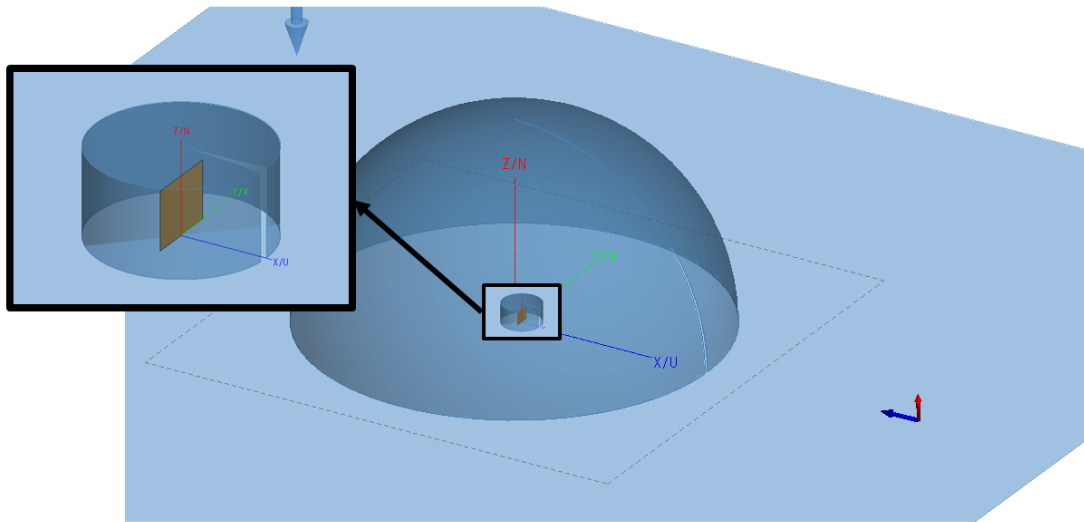
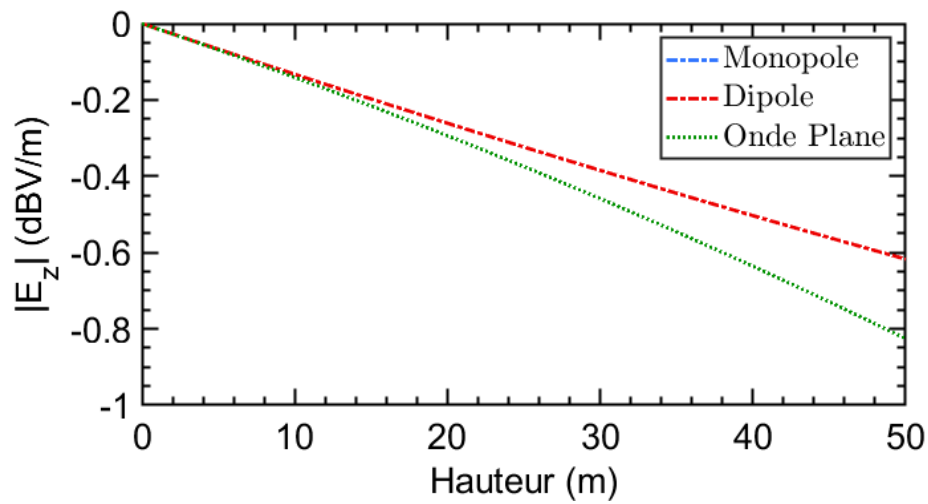
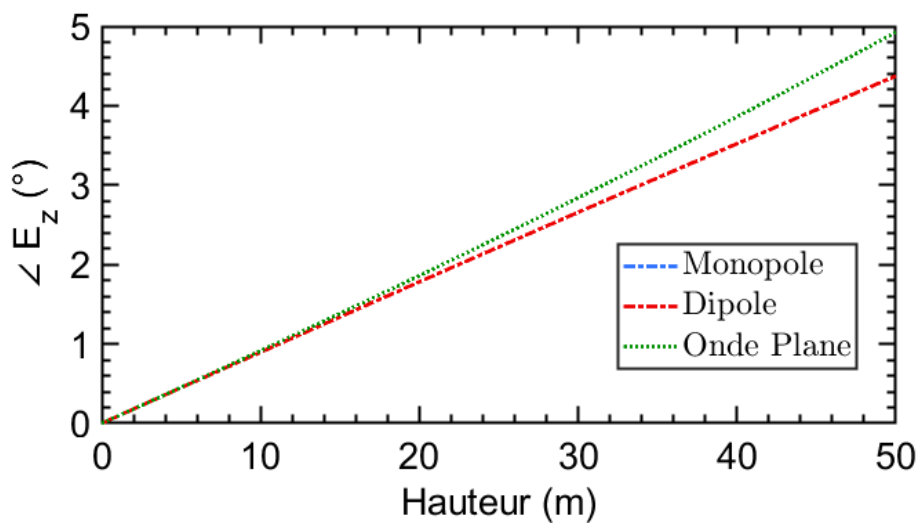


FIGURE 4.2 – Configuration de la simulation pour une plaque ($40 \times 50 \text{ m}^2$)



(a)



(b)

FIGURE 4.3 – Comparaison (a) des amplitudes du champ électrique vertical incident, (b) des phases du champ électrique vertical incident, pour trois sources différentes

interface considérée infinie dans FEKO. La figure 4.3 permet d'observer la comparaison du champ électrique vertical incident, en amplitude et en phase, sur la cible pour trois sources d'excitations : un monopole quart d'onde situé à 50 km de la cible, un dipôle à la même distance et une onde plane incidente quasi tangente à l'interface. Le champ électrique est normalisé dans chaque cas par rapport au champ au niveau de la mer. Il apparaît clairement que le rayonnement du dipôle correspond bien à celui du monopole. Aussi l'onde plane présente assez de similarité avec ces deux sources pour être utilisée. Une conclusion similaire peut être déduite sur la répartition du champ incident dans le plan horizontal. L'intérêt de l'usage d'une onde plane est de diminuer considérablement le temps de calcul du champ diffracté par la cible. Le temps de calcul pour le cargo passe alors de 3 heures 39 minutes à 1 heure 24 minutes.

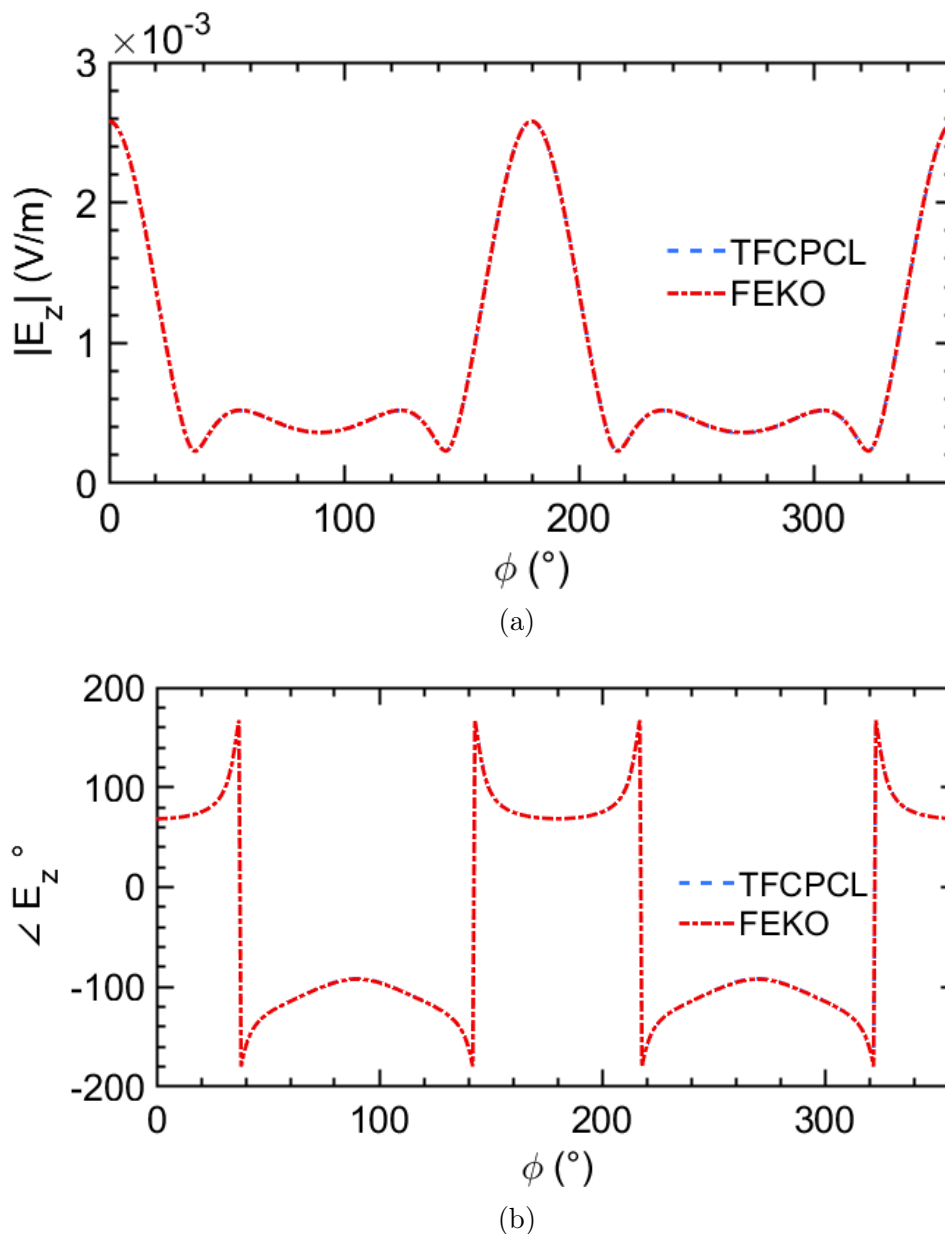


FIGURE 4.4 – Comparaison (a) des amplitudes du champ électrique vertical diffracté évalué à 50 km, (b) des phases du champ électrique vertical diffracté à 50 km, pour une plaque ($40 \times 50 \text{ m}^2$)

La plaque a toujours les dimensions suivantes : $40 \times 50 \text{ m}^2$. Le cylindre de mesure possède une hauteur et un rayon identiques, égaux à 60 m, la fréquence de simulation étant de 10 MHz. Le champ diffracté est déterminé pour 60 valeurs d'azimut différentes, décrivant ainsi le cylindre complet. La trajectoire, pour un azimut, est décrite par 24 points de mesure : 12 sur le couvercle du cylindre ($n\rho = 12$) et 12 sur la verticale du cylindre ($nz = 12$). Le cercle de 50 km de rayon au niveau de l'interface représente les positions où le champ diffracté, servant de référence, est aussi calculé.

Les résultats de simulation sont présentés sur la figure 4.4, le calcul du champ diffracté à 50 km est comparé à celui obtenu après application de la transformation champ proche-champ lointain. Que ce soit pour l'amplitude ou la phase, on observe une superposition des deux courbes, traduisant que les champs lointains diffractés sont bien égaux.

À l'aide de l'équation 3.59, donnant la nouvelle formulation de la SER, établie au chapitre précédent, il est possible de tracer les SER bistatiques obtenues à partir des résultats de la transformation champ proche-champ lointain, d'une part, et des résultats de simulation FEKO, d'autre part. Les courbes sont présentées sur la figure 4.5.

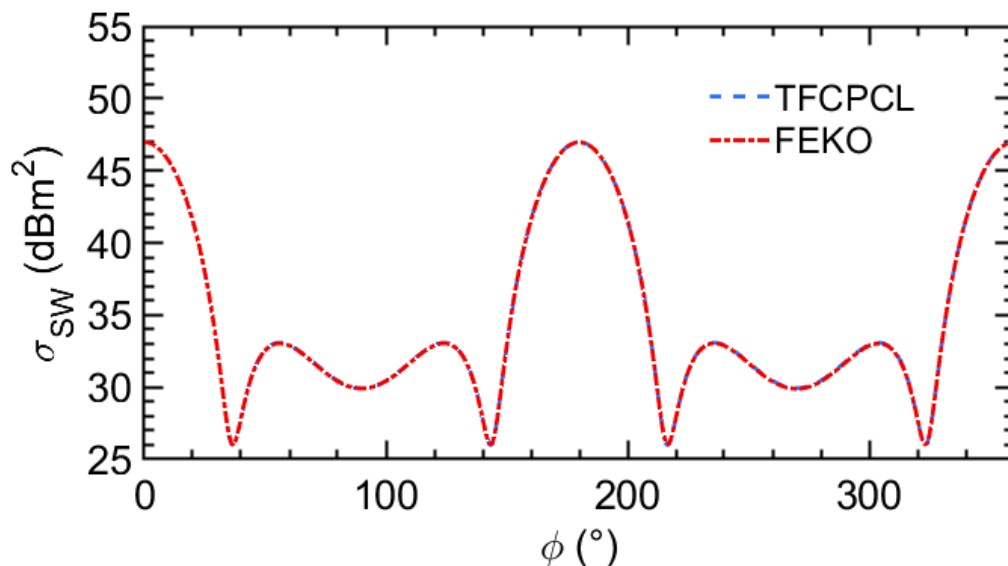


FIGURE 4.5 – SER σ_{SW} bistatique de la plaque, comparaison entre les résultats obtenus à partir de la transformation champ proche-champ lointain et les résultats obtenus par simulation FEKO

À nouveau, afin de vérifier la validité de l'application de la nouvelle définition de la SER (3.59) via la transformation champ proche-champ lointain pour des cibles réalistes, une analyse similaire à la précédente est réalisée sur un bateau de pêche. La scène de simulation est présentée sur la figure 4.6. Ici, le cylindre de mesure possède une hauteur et un rayon identiques égaux à 45 m. Le champ diffracté est déterminé pour 60 valeurs d'azimut différentes. La trajectoire, pour un azimut, est décrite par 20 points de mesure : 10 sur le couvercle du cylindre ($n\rho = 10$) et 10 sur la verticale du cylindre ($nz = 10$).

Le résultat des comparaisons des champs diffractés calculés directement à 50 km de la cible avec FEKO et à l'aide de la transformation champ proche-champ lointain est

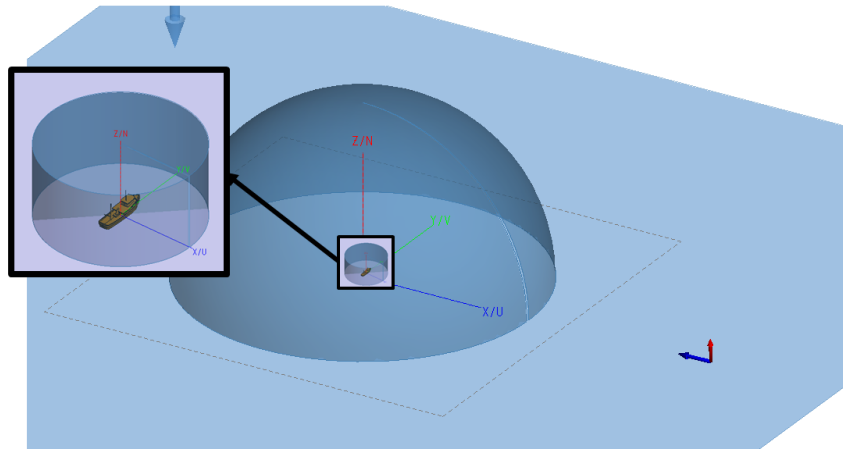
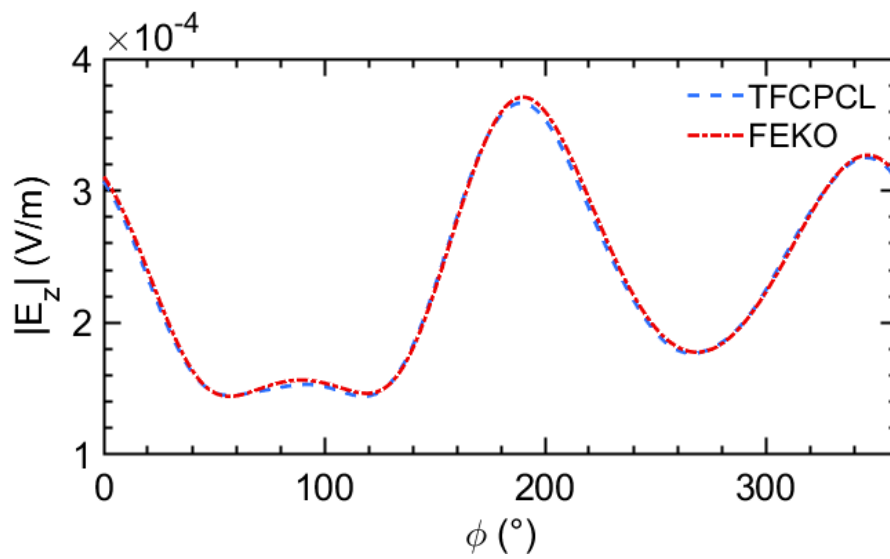
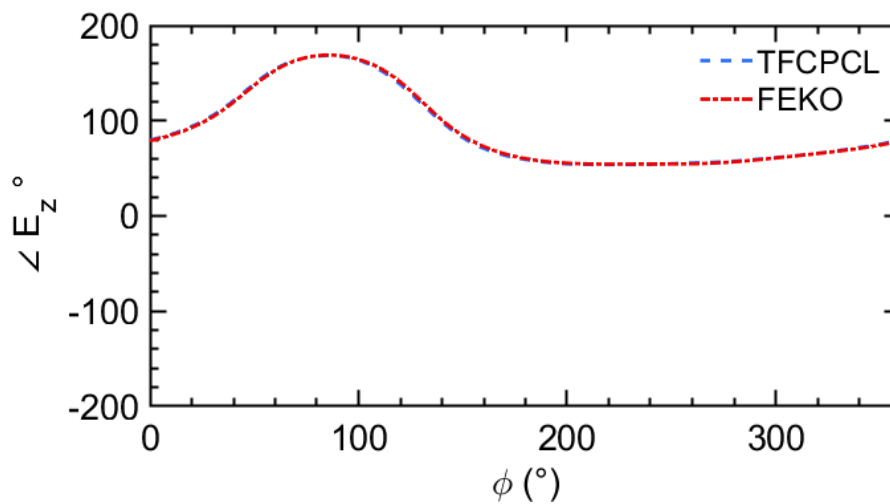


FIGURE 4.6 – Configuration de la simulation pour le bateau de pêche



(a)



(b)

FIGURE 4.7 – Comparaison (a) des amplitudes du champ électrique vertical diffracté évalué à 50 km (b) des phases du champ électrique vertical diffracté déterminé à 50 km, pour un bateau de pêche

présenté sur la figure 4.7. On remarque que les variations d'amplitude du champ diffracté avec l'angle d'azimut sont faibles, ce qui s'explique par les faibles dimensions du bateau (hauteur de 13 m et longueur de 29.8 m) face à la longueur d'onde ($\lambda_0 = 30$ m). Les niveaux déterminés avec l'algorithme de transformation et le logiciel FEKO sont comparables. Une observation similaire peut être réalisée pour la phase du champ électrique vertical.

Ici encore les résultats des champs électriques déterminés à grande distance avec le logiciel de simulation électromagnétique FEKO et l'algorithme de transformation champ proche-champ lointain permettent d'appliquer l'équation 3.59 de la nouvelle SER σ_{SW} . Il est alors possible de tracer les SER bistatiques obtenus dans les deux cas. Les résultats sont présentés sur la figure 4.8.

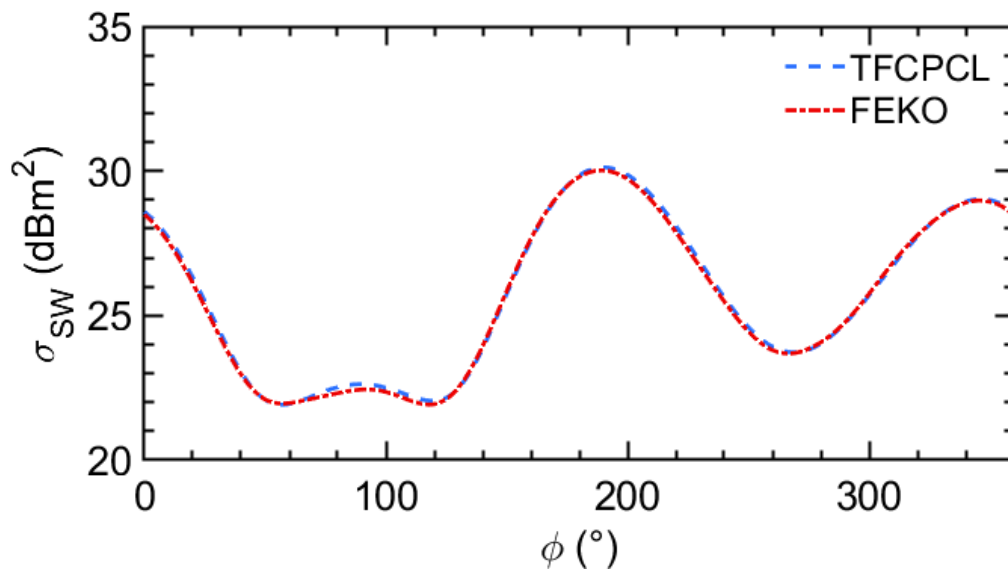


FIGURE 4.8 – SER σ_{SW} bistatique du bateau de pêche, comparaison entre les résultats obtenus à partir de la transformation champ proche-champ lointain et les résultats obtenus par simulation FEKO

Enfin, on s'intéresse de nouveau aux cibles de grandes dimensions en utilisant le cargo précédemment modélisé, dont la longueur est 170 m et le tirant d'air est de 34 m. Puisque pour cette cible la structure est de grande de dimension électrique devant la longueur d'onde, le champ diffracté par la cible varie fortement selon l'angle d'azimut. C'est ce qui a été observé dans la section 3.3.3 pour la SER bistatique de cette cible. Cela signifie que le pas de discrétisation du cylindre de mesure doit être plus fin, pour prendre correctement en compte ces variations. La scène de simulation est présentée sur la figure 4.9. Le cylindre de mesure possède une hauteur et un rayon identiques égaux à 105 m. Le champ diffracté est déterminé pour 60 valeurs d'azimut différentes. La trajectoire, pour un azimut, est décrite par 42 points de mesure : 21 sur le couvercle du cylindre ($n\rho = 21$) et 21 sur la verticale du cylindre ($nz = 21$).

La figure 4.10 permet bien d'observer que la reconstruction du champ diffracté avec l'algorithme de transformation champ proche-champ lointain est correcte. En effet les

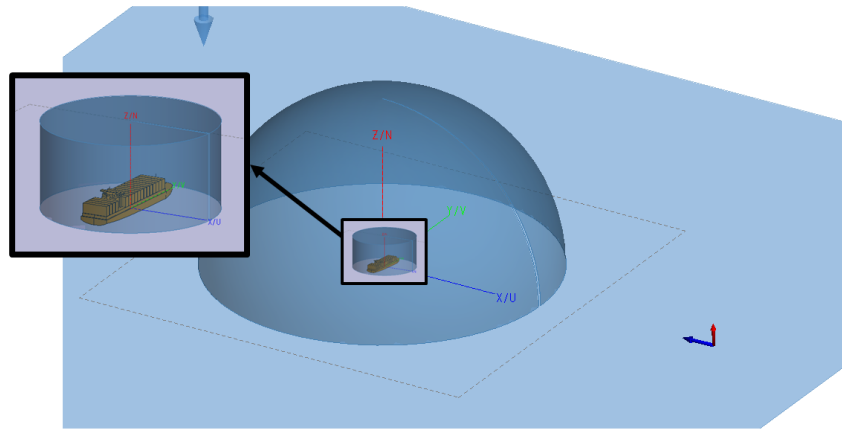
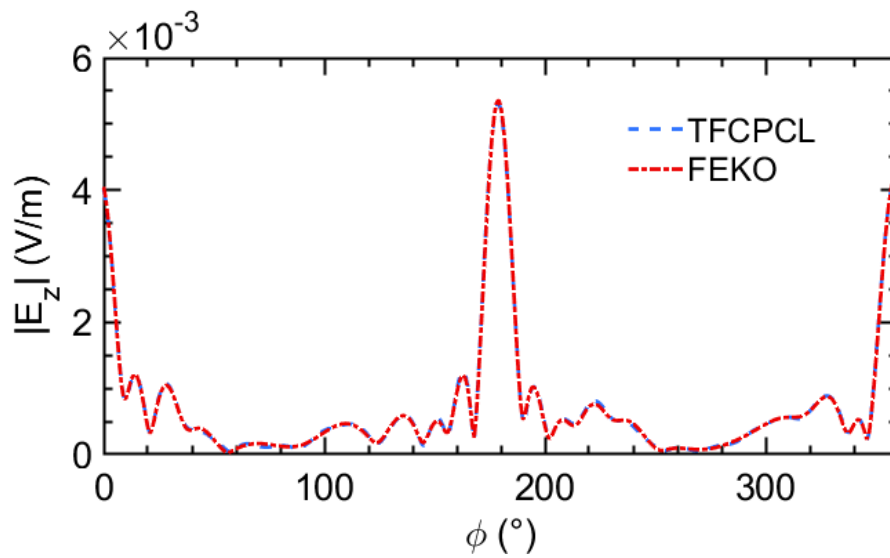
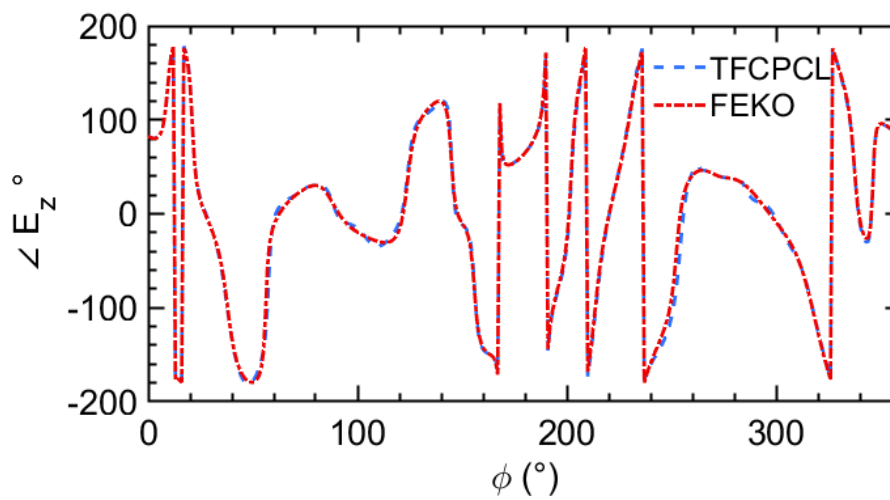


FIGURE 4.9 – Configuration de la simulation pour le cargo



(a)



(b)

FIGURE 4.10 – Comparaison (a) des amplitudes du champ électrique vertical diffracté évalué à 50 km (b) des phases du champ électrique vertical diffracté déterminé à 50 km , pour un cargo

courbes pour l'amplitude ainsi que pour la phase sont bien superposées. On observe bien que les variations de l'amplitude et de la phase selon l'angle d'azimut sont importantes.

Ces résultats permettent à nouveau d'appliquer l'équation 3.59 au données de champ électrique diffracté à grande distance. La SER σ_{SW} bistatique est calculée à nouveau à partir de l'équation 3.59 à partir des 2 types de données de champ lointain diffracté (simulation FEKO et sortie de la transformation champ proche-champ lointain). Il apparaît alors clairement sur la figure 4.11 que les SER déterminées dans les deux cas sont comparables malgré les fortes variations de niveau de SER selon l'angle d'azimut.

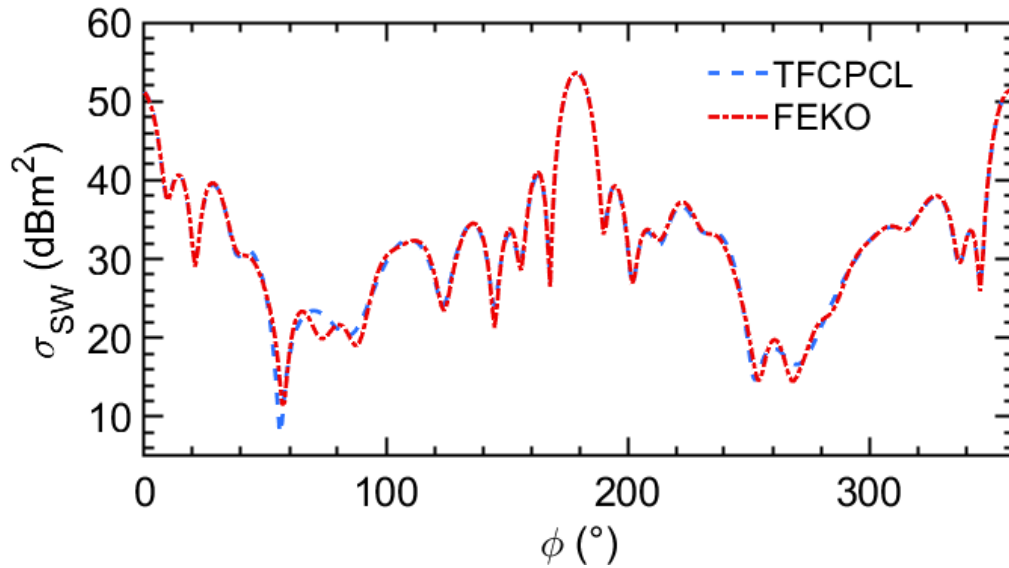


FIGURE 4.11 – SER σ_{SW} bistatique du bateau du cargo, comparaison entre les résultats obtenus à partir de la transformation champ proche-champ lointain et les résultats obtenus par simulation FEKO

4.3 Conclusion

Ce court chapitre de mise en perspective a permis de souligner le lien entre les chapitres 2 et 3, concernant respectivement les caractérisations d'antennes HF en extérieur par mesure en champ proche et la détermination de SER de cibles navales. En effet, il a été possible à partir de résultats de simulations électromagnétiques de déterminer un cylindre de dipôles rayonnants, caractérisant le champ diffracté par une cible soumis à une onde de surface incidente. Après application de la méthode de transformation champ proche-champ lointain, la nouvelle définition de la SER est appliquée et permet bien, malgré une diversité de cibles, de retrouver les niveaux de SER directement déterminés avec FEKO. Ces résultats laissent envisager la possibilité de déterminer la SER de cibles navales directement à partir des mesures champ proche réalisées en extérieur. Lors de la mesure, le champ mesuré sera constitué de la somme du champ diffracté et du champ incident. Il conviendra donc de déterminer le champ incident pour pouvoir le soustraire et isoler le champ diffracté, probablement en appliquant un filtrage pour éliminer les fluctuations dues à l'état de mer.

De plus, l'usage d'un système de ce type permettrait de vérifier l'intégration de capteurs et radars sur des vecteurs, maritimes ou terrestres, en conditions opérationnelles. En effet, lors de la mise en place de ces équipements sur des bateaux, véhicules ou autres, leur environnement d'utilisation peut modifier, fortement ou non, le diagramme de rayonnement des antennes. Les caractérisations de ce type devant être réalisées en extérieur nécessitent actuellement des bases de mesures importantes et onéreuses. De plus, lors des mesures, il est compliqué de s'affranchir de diverses difficultés, notamment les effets de multitrajets, l'impact de l'environnement sur la propagation, dû à l'atmosphère ou aux conditions de mer, et l'orientation de la cible par rapport au radar qui est souvent connue approximativement. Ces différentes contraintes mènent à l'introduction de modèles statistiques permettant de prendre en compte toutes ces fluctuations.

L'utilisation d'un système de mesure embarqué sur drone permettrait de s'affranchir d'une partie de ces contraintes. En effet, des mesures directes d'antennes en champ proche intégrées sur des navires permettraient d'éviter les difficultés liées à la propagation. Effectivement, en réalisant les mesures à proximité directe du vecteur, les problèmes de propagation à grande distance, multitrajet, conduit d'évaporation, etc., n'impactent pas ou peu la caractérisation. Ainsi, le coût d'utilisation du drone apparaît raisonnable, son déploiement, avec pilote, représentant une dépense d'environ un millier d'euros par jour. Cependant, les contraintes concernant la propagation pour les mesures de SER ne peuvent être contournées et nécessitent d'être prises en compte. En effet, afin d'avoir une répartition du champ incident sur la cible similaire à celle mise en jeu lors de l'utilisation d'un ROS, il est nécessaire que l'émission soit placée à grande distance de la cible (plusieurs dizaines de kilomètres). Une première solution serait de caractériser la répartition du champ incident sans la cible afin de vérifier la répétabilité de la structure du champ selon

le temps. Ce problème ne se pose pas pour la bande HF mais ne pourrait pas être négligé pour les fréquences supérieures. Une solution possible serait alors d'effectuer des mesures successives de SER pour construire des données statistiques prenant en compte différentes structures de champ incident sur la cible.

Conclusion générale

Conclusion

Étant données la superficie importante des étendues maritimes françaises et la nécessité de les surveiller, il est indispensable pour les autorités françaises d'explorer divers moyens techniques de surveillance de ces zones. Aujourd'hui les observations maritimes sont principalement réalisées à l'aide de moyens aéronautiques embarquant du matériel, et nécessitant parfois du personnel de bord, dédiés à la surveillance, que ce soit par des moyens optiques opérant dans différents spectres (visible, infrarouge, thermique), ou par des radars imageurs. D'un autre côté, la protection des ports et des zones sensibles est effectuée avec des radars micro-ondes. Cependant, la zone de surveillance de toutes ces solutions techniques est limitée, quelques dizaines de kilomètres au maximum, et leurs coûts combinés sont importants. Ces difficultés ont amené la France, et ses grands établissements, à s'intéresser à des alternatives permettant la surveillance globale de ces zones à moindres coûts. Dans ce cadre, des études portant sur l'exploitation de radars à ondes de surface ont été lancées dans les années 2000. Elles ont permis de mettre en évidence l'intérêt opérationnel de ceux-ci ainsi que certaines limitations, notamment sur les antennes d'émissions qui ne permettent pas de rayonner suffisamment l'énergie en ondes de surface. Pour remédier à cela des études portant sur l'utilisation d'un métamatériau pour améliorer le rayonnement de l'onde de surface ont été initiées. La caractérisation de cet élément rayonnant a été l'un des objectifs de cette thèse. Mais, il subsistait certains obstacles pour décrire correctement le comportement des radars à ondes de surface, et donc prédéterminer les performances de ceux-ci. En effet, le mode de propagation mis en jeu ne remplit pas les conditions classiques d'une propagation en espace libre. Par conséquent, les définitions des termes utilisés classiquement dans l'équation radar ne sont, théoriquement, plus applicables. La deuxième partie de la thèse porte sur cette question, en s'intéressant au problème de la caractérisation de la surface équivalente radar des cibles navales. Enfin une dernière partie permet de connecter les précédentes, en s'intéressant à la perspective de la caractérisation de la SER de cibles navales à partir de mesures en champ proche, en utilisant un algorithme de transformation champ proche-champ lointain déjà adapté à la propagation en ondes de surface.

D'une manière plus détaillée, le début de ce manuscrit a été consacré au contexte de la thèse, qui est celui des radars HF transhorizons, et principalement celui des radars à ondes

de surface. Pour commencer, une revue des différents travaux précédemment réalisés au sein de l'équipe Onera-GeePs a été effectuée, ces diverses études ont permis d'alimenter mes propres prospections de recherches. Les objectifs de la thèse ont pu être délimités, à savoir retravailler la notion de SER et de gain pour une propagation en ondes de surface, ainsi que définir et mettre en œuvre un système de mesure en champ proche adapté pour la caractérisation d'antennes HF en extérieur.

Le premier chapitre de ce manuscrit a porté sur la conception d'un système de mesure en champ proche embarqué sur drone. Il a débuté par un état de l'art, afin de mieux cerner l'objectif et les difficultés rencontrées pour des systèmes de mesure de ce type. La définition de la charge utile a permis de montrer que la solution la plus simple et performante, afin de résoudre les problèmes de synchronisation, était de placer une fibre optique reliant la charge embarquée au sol. Deux essais ont alors été réalisés. Un premier afin de valider le système de mesure sur un monopole adapté à la fréquence de 13.5 MHz et un second, plus important, portant sur la caractérisation d'un métamatériau fonctionnant en bande HF, à 15 MHz. Ces mesures ont permis de montrer que le système d'émission utilisant le métamatériau avait bien les caractéristiques prédéfinies. Enfin, ce système d'émission a été utilisé pour une campagne de mesure radar durant l'automne 2020 et les résultats pertinents dans le cadre de cette étude ont été présentés.

Le deuxième chapitre de cette thèse a traité du problème des définitions de la SER et du gain d'une antenne radar lors de l'utilisation d'une propagation en ondes de surface. En premier lieu, un état de l'art fourni sur la propagation en ondes de surface a été effectué. L'analyse et la modélisation de la propagation en ondes de surface, via trois modèles différents de propagation, ont permis de montrer que la variation de la répartition du champ incident sur la cible en fonction de la distance était négligeable. Grâce à un logiciel de simulation électromagnétique, FEKO, l'inadéquation de l'emploi des formules classiques de SER et du gain, pour une propagation en ondes de surface, a pu être montrée. Des modifications permettant d'adapter ces deux définitions à ce type de propagation ont été réalisées. Par la suite, des essais en simulation, ont permis de montrer que des définitions adaptées à cette propagation permettaient d'évaluer correctement la puissance reçue par le radar.

Enfin, le dernier chapitre a permis de montrer le lien entre les deux chapitres précédents. Les résultats combinés de ces deux parties laissent envisager la possibilité de déterminer la SER de cibles navales directement à partir des mesures en champ proche réalisées en extérieur. Il est aussi envisagé d'utiliser ce système de mesure afin de vérifier l'impact, sur le diagramme de rayonnement d'une antenne, de la structure du porteur après son installation. Ce chapitre, a permis de montrer qu'il n'y avait pas de verrou théorique à des mesures de ce type, mais certaines difficultés techniques importantes sont encore à surmonter.

Perspectives

Le premier chapitre de ce manuscrit a permis de valider l'usage d'un système de mesure du champ électrique en zone proche pour caractériser, en extérieur, les antennes fonctionnant en bande HF. La perspective principale pour ce système est son utilisation à des fréquences plus élevées et des essais ont déjà été réalisés, avec succès, à 50 MHz sur un monopole. Malheureusement, le système de mesure, dans sa forme actuelle, présente des limitations rendant impossible son utilisation à des fréquences supérieures. En effet, le système de positionnement RTK utilisé ici a des performances limitées, avec une précision spatiale de quelques dizaines de centimètres. Une solution envisageable serait le développement d'un système de positionnement mêlant un GPS-RTK et un positionnement laser, qui permettrait d'améliorer la précision du positionnement en allant sous le centimètre. Ce type de solution a été récemment mise en place par une équipe de chercheurs allemands avec succès [59].

Le chapitre suivant a démontré que l'utilisation des formulations classiques de la SER et du gain n'était pas adaptée à la propagation en ondes de surface. De nouvelles formules appropriées pour cette propagation ont été développées et appliquées sur des données issues de simulation. Au début de la thèse, la volonté était d'utiliser ces nouvelles formules sur des données issues de mesures radar. Cela n'a pas été possible par manque de temps et de moyens, la validation de ces formules sur des données de ce type représente la suite logique de ces travaux.

Le dernier chapitre porte déjà sur une perspective, celle de la mise en œuvre d'un système de mesure pour la caractérisation de la SER de cibles navales ou la vérification de l'intégration d'antennes sur des navires. Les seules limites empêchant, pour le moment, ce type de mesure sont d'ordre technique. Une validation de ce type de mesure semble réalisable à échelle réduite, et permettrait d'envisager des mesures à échelle 1 sur des cibles. Enfin, il serait aussi possible de s'intéresser à des cibles terrestres, le code de transformation champ proche-champ lointain fonctionnant pour des sols réels même de faible conductivité.

Listes des publications

Q. Herbette, N. Bourey, M. Darces, S. Saillant, F. Jangal, M. Hélier, Adjustment of the definition of the Radar Cross Section to surface wave propagation (en préparation)

Q. Herbette, N. Bourey, M. Menelle, M. Darces, S. Saillant, M. Hélier, Using a 3D Metamaterial to Enhance the Surface Wave Propagation for High Frequency Over-the-Horizon Radars : from Simulation to Outdoor Measurements, *Progress In Electromagnetics Research C*, Vol.115, 81-93, 2021.

Listes des communications

Q. Herbette, B. Urbani, M. Menelle, S. Saillant, N. Bourey, M. Darces, M. Hélier, Caractérisation d'antenne HF par mesure en champ proche à l'aide d'un drone, *21èmes Journées Nationales Micro-ondes, JNM 2019*, Caen, 15-17 mai 2019.

Q. Herbette, N. Bourey, B. Urbani, M. Menelle, M. Darces, M. Hélier, S. Saillant, G. Auffray, D. Bacquenois, B. Proust, Mise en œuvre d'un dispositif expérimental de caractérisation d'antennes HF, par drone, en environnement d'utilisation, *ENVIREM 2019*, École Polytechnique, Palaiseau, 2-3 juillet 2019.

Q. Herbette, S. Saillant, M. Menelle, B. Urbani, N. Bourey, M. Darces, M. Hélier, HF Radar antenna near field assessment using a UAV, *International Radar Conference, Radar 2019*, Toulon, 23-27 septembre 2019

Q. Herbette, N. Bourey, M. Darces, S. Saillant, F. Jangal, M. Hélier, A new definition of the Radar Cross Section suitable for surface wave propagation, *APS 2020*, Montréal, Québec, Canada, 5-10 juillet 2020

Q. Herbette, N. Bourey, M. Menelle, M. Darces, S. Saillant, M. Hélier, Using a 3D metamaterial to enhance surface wave propagation in HF band, *EUROP 2021*, Düsseldorf, Allemagne, 22-26 mars 2021

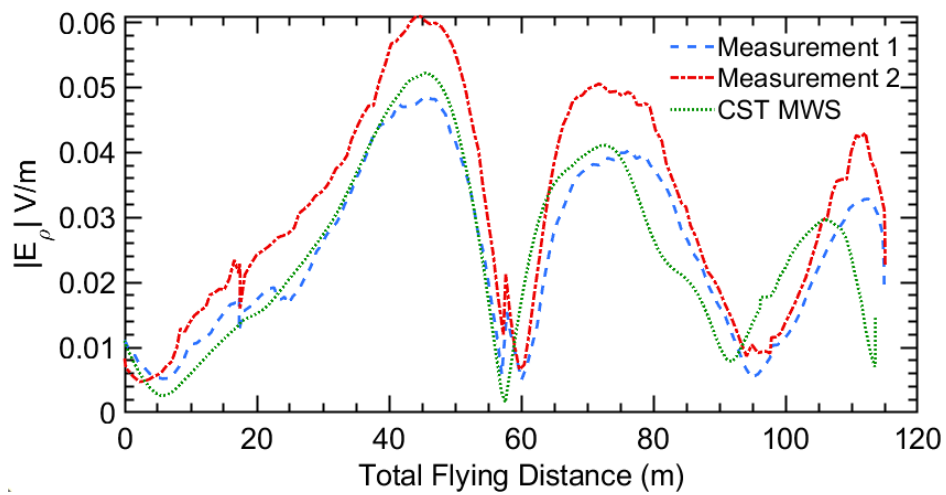
A. Reineix, C. Guiffaut, N. Bourey, M. Darces, M. Hélier, S.Reynaud, N. Ticaud, P. Dorey, G. Auffray, S. Saillant, **Q. Herbette**, M. Menelle, Y. Béniguel, P. Pouliguen, SimROS : Un logiciel pour le di-mensionnement d'un radar HF de détection maritime à ondes de sol, *ENVIREM 2019*, École Polytechnique, Palaiseau, 2-3 juillet 2019

A. Reineix, C. Guiffaut, N. Bourey, M. Darces, M. Hélier, S.Reynaud, N. Ticaud, P. Dorey, G. Auffray, S. Saillant, **Q. Herbette**, M. Menelle, Y. Béniguel, P. Pouliguen, SimROS : a simulator for the design of HF surface wave radar - Application to maritime target detection, *EUMW 2020*, Utrecht, Pays-Bas, 10-25 janvier 2021

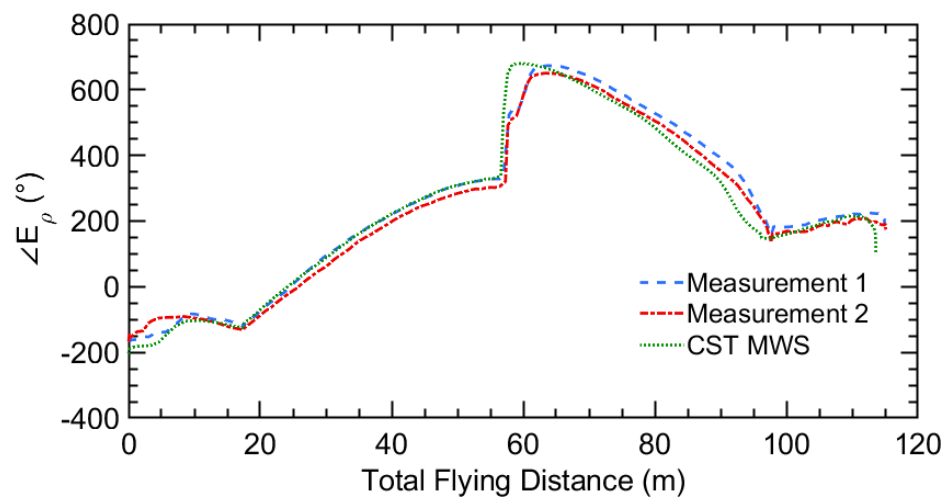
Annexes

Annexe A

Mesures complémentaires réalisées sur le métamatériau en HF



(a)



(b)

FIGURE A.1 – Mesures de références - Amplitude et phase du champ électrique longitudinal : comparaisons entre les mesures et les simulations

Lors de la caractérisation du métamatériau avec le drone, des mesures de références ont été réalisées pour relever le champ électrique E_ρ rayonné, en amplitude et en phase. La figure A.1 représente ces mesures comparées à des simulations.

Les mesures le long de trajectoires horizontales réalisées sur le métamatériau à l'échelle 1 l'ont été pour huit fréquences différentes. Les deux figures ci-dessous représentent les mesures et les simulations pour les différentes fréquences.

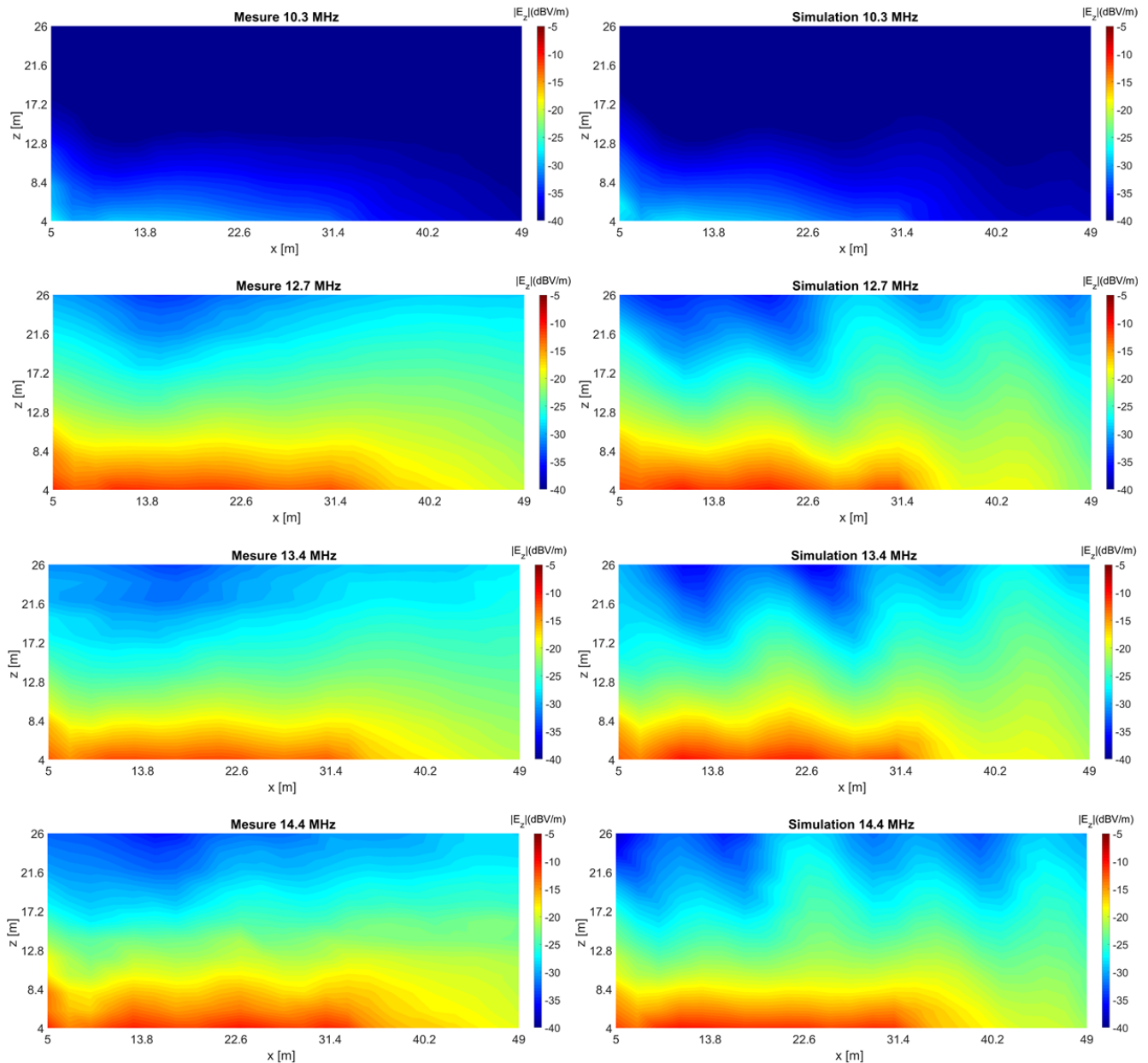


FIGURE A.2 – Comparaison des cartes du champ électrique $|E_z|$ relevé en mesure et en simulation pour les quatre premières fréquences

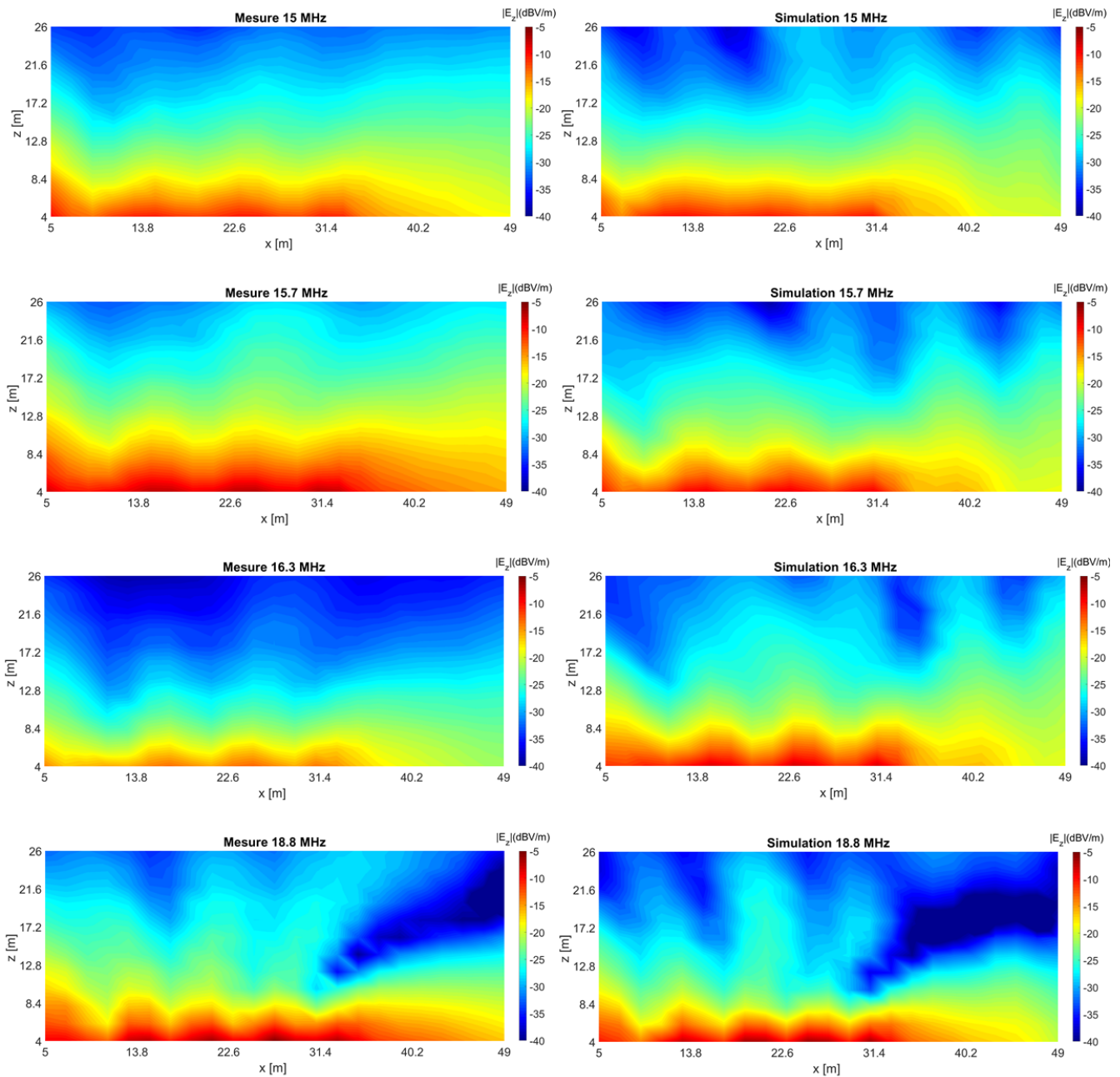


FIGURE A.3 – Comparaison des cartes du champ électrique $|E_z|$ relevé en mesure et en simulation pour les quatre dernières fréquences

Annexe B

Formules de Bannister

Variables et constantes utilisées dans les formules de Bannister :

ρ, z Coordonnées du point d'observation

ρ', z' Coordonnées du point source

$$R_1 = \sqrt{(\rho - \rho')^2 + (z - z')^2}$$

$$R_2 = \sqrt{(\rho - \rho')^2 + (z + z')^2}$$

$$\cos \Psi_1 = \frac{\rho - \rho'}{R_1}$$

$$\sin \Psi_1 = \frac{z - z'}{R_1}$$

$$\cos \Psi_2 = \frac{\rho - \rho'}{R_2}$$

$$\sin \Psi_2 = \frac{z + z'}{R_2}$$

p Moment dipolaire (A.m)

f Fréquence de travail (Hz)

ω $2\pi f$ Pulsation associée (rad.s⁻¹)

λ Longueur d'onde utilisée (m)

$$\varepsilon_0 = \frac{1}{36\pi} 10^{-9} \quad \text{Permittivité du vide (F/m)}$$

ε_{rr} Permittivité relative du sol

$$\mu_0 = 4\pi 10^{-7} \quad \text{Perméabilité du vide (H/m)}$$

σ Conductivité du sol (S/m)

$$k_0 = \frac{2\pi}{\lambda} \quad \text{Nombre d'onde dans l'air (m}^{-1}\text{)}$$

$$k_{sol} = k_0 \sqrt{\varepsilon_{rr} - j \frac{\sigma}{\omega \varepsilon_0}} \quad \text{Nombre d'onde dans le sol (m}^{-1}\text{)}$$

$$n = \frac{k_{sol}}{k_0} \quad \text{Indice de réfraction du milieu}$$

$$\Delta = \frac{k_0}{k_{sol}}$$

$$n_1 = n \sqrt{1 - \Delta^2 \cos^2 \Psi_2}$$

$$\Delta_1 = \Delta \sqrt{1 - \Delta^2 \cos^2 \Psi_2}$$

$$\Gamma_{||} = \frac{\sin \Psi_2 - \Delta_1}{\sin \Psi_2 + \Delta_1} \quad \text{Coefficient de réflexion vertical du sol}$$

$$w = -\frac{1}{2} j k_0 R_2 (\sin \Psi_2 \Delta_1)^2 \quad \text{Distance numérique de Sommerfeld (m)}$$

$$F(w) = 1 - j \sqrt{\pi w} e^{-w} \operatorname{erfc}(j \sqrt{w}) \quad \text{Fonction d'atténuation}$$

Formules complètes de Bannister pour un dipôle électrique vertical, champs électrique et magnétique :

$$E_\rho = \frac{p}{4\pi j\omega\epsilon_0} \left\{ (3 + 3jk_0R_1 - k_0^2R_1^2) \sin \Psi_1 \cos \Psi_1 \frac{e^{-jk_0R_1}}{R_1^3} + (3 + 3jk_0R_2 - \Gamma_{\parallel}k_0^2R_2^2) \sin \Psi_2 \cos \Psi_2 \frac{e^{-jk_0R_2}}{R_2^3} - \frac{2jk_1 \cos \Psi_2 e^{-jk_0R_2}}{n^2 R_2^2} \left[1 + \left(\frac{1 - \Gamma_{\parallel}}{2} \right) F(w)jk_0R_2 \right] \right\}$$

$$E_\varphi = 0$$

$$E_z = -\frac{p}{4\pi j\omega\epsilon_0} \left\{ [(1 - 3\sin^2 \Psi_1) (1 + jk_0R_1) - k_0^2R_1^2 \cos^2 \Psi_1] \frac{e^{-jk_0R_1}}{R_1^3} + [(1 - 3\sin^2 \Psi_2) (1 + jk_0R_2) - \Gamma_{\parallel}k_0^2R_2^2 \cos^2 \Psi_2] \frac{e^{-jk_0R_2}}{R_2^3} - (1 - \Gamma_{\parallel})F(w)k_0^2R_2^2 \cos^2 \Psi_2 \frac{e^{-jk_0R_2}}{R_2^3} \right\}$$

$$H_\rho = 0$$

$$H_\varphi = \frac{p}{4\pi} \left\{ (1 + jk_0R_1) \cos \Psi_2 \frac{e^{-jk_0R_1}}{R_1^2} + (1 + \Gamma_{\parallel}k_0R_1^2) \cos \Psi_2 \frac{e^{-jk_0R_2}}{R_2^2} + j(1 - \Gamma_{\parallel})F(w)k_0R_2 \cos \Psi_2 \frac{e^{-jk_0R_2}}{R_2^2} \right\}$$

$$H_z = 0$$

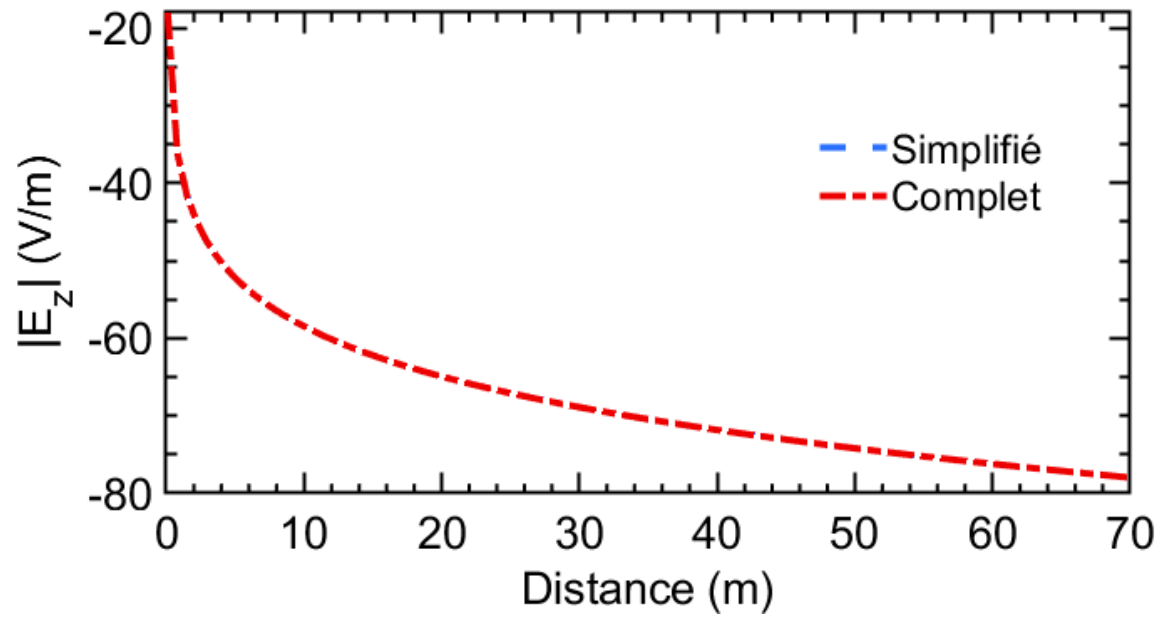


FIGURE B.1 – Comparaison du résultat, selon la distance, des modèles simplifiés et complets de Bannister ($f = 10$ MHz, mer : $\epsilon_{rr} = 81$ et $\sigma = 5$ S.m $^{-1}$)

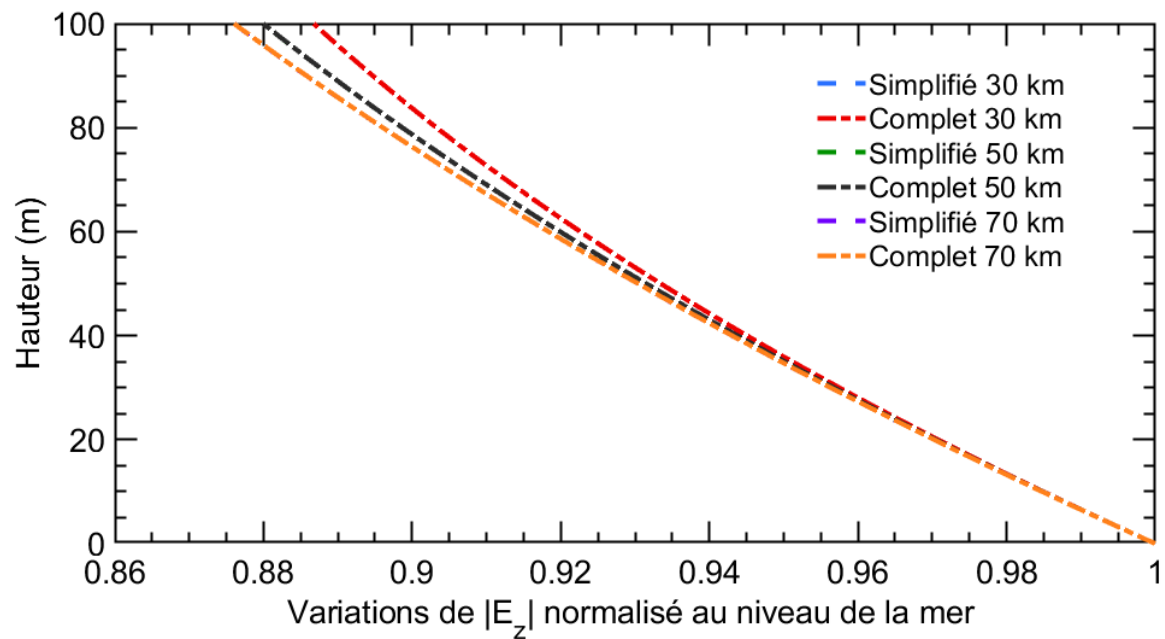


FIGURE B.2 – Comparaison du résultat, selon la hauteur et pour plusieurs distances, des modèles simplifiés et complets de Bannister ($f = 10$ MHz, mer : $\epsilon_{rr} = 81$ et $\sigma = 5$ S.m $^{-1}$)

Annexe C

Applications des formules de Bannister pour différentes fréquences

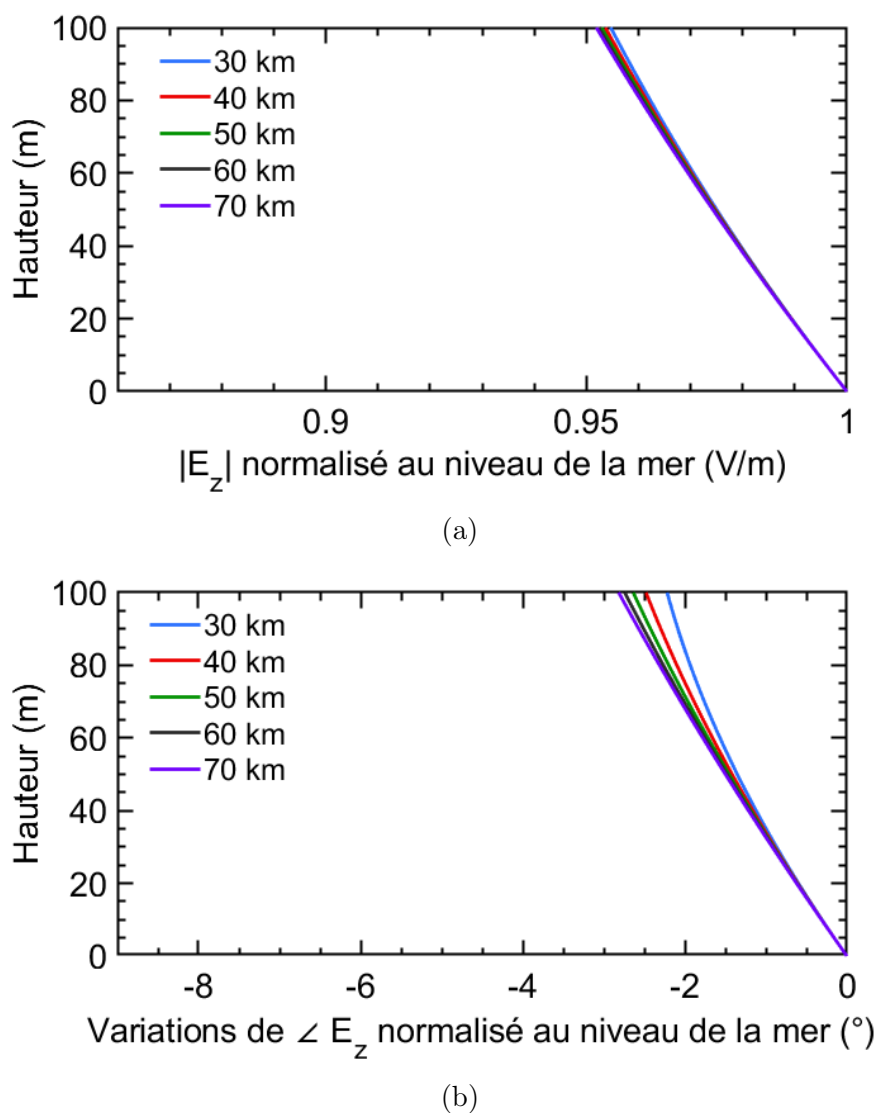
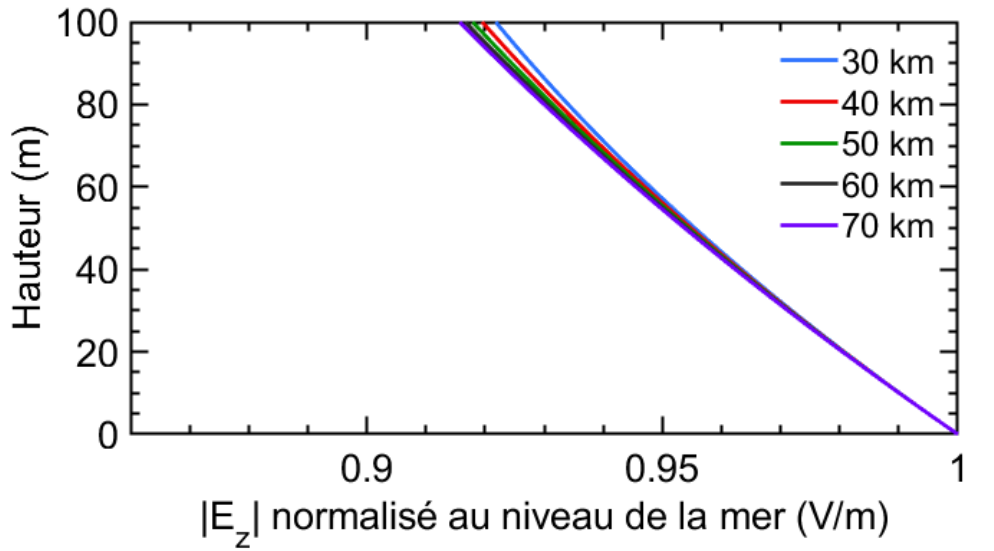
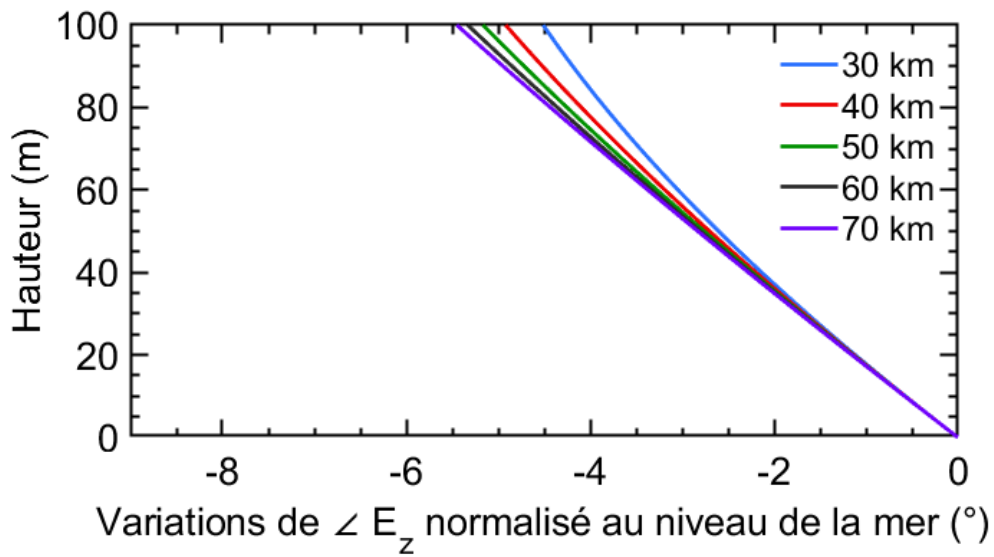


FIGURE C.1 – Variation de l'amplitude de E_z (a) Variation de la phase de E_z (b) pour différentes distances ($f = 5$ MHz, mer : $\varepsilon_{rr} = 81$ et $\sigma = 5$ S.m $^{-1}$)

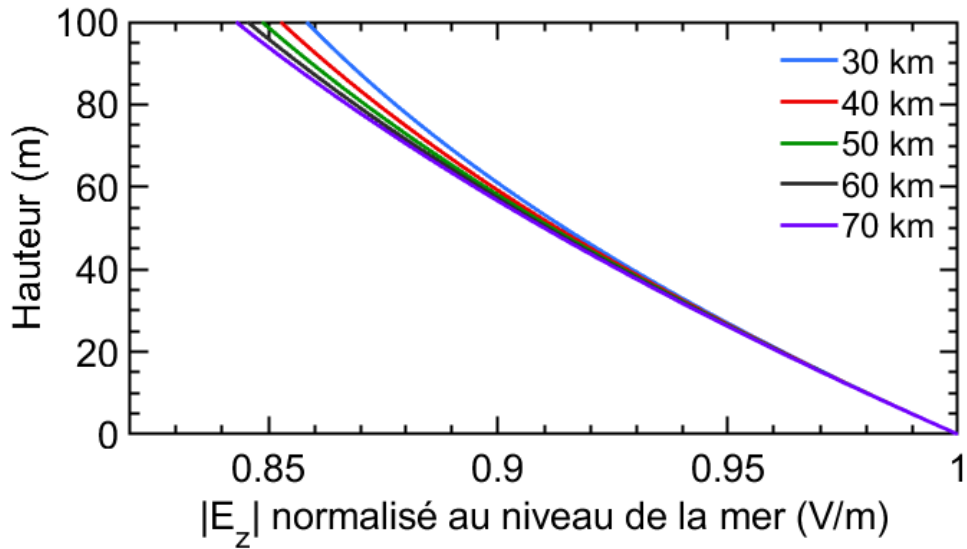


(a)

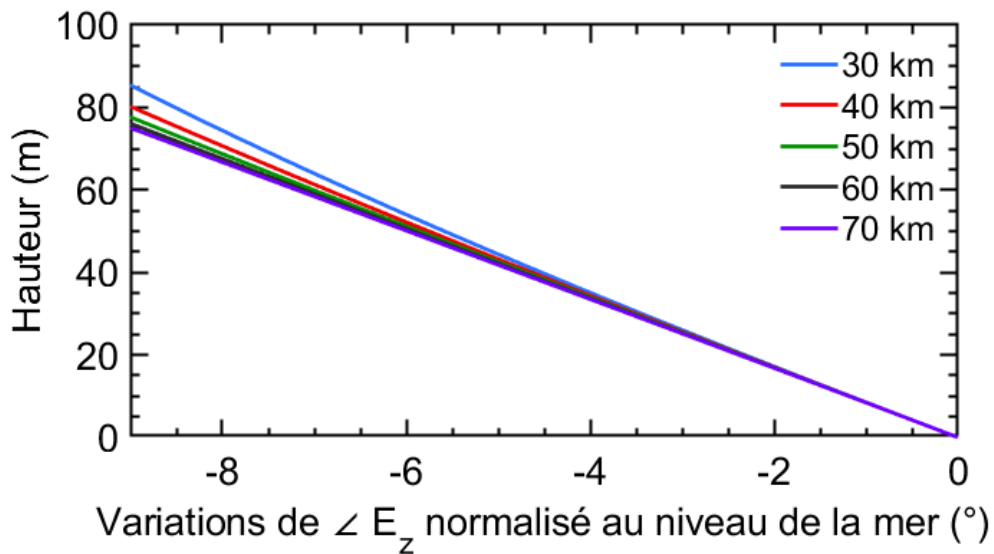


(b)

FIGURE C.2 – Variation de l'amplitude de E_z (a) Variation de la phase de E_z (b) pour différentes distances ($f = 7.5$ MHz, mer : $\epsilon_{rr} = 81$ et $\sigma = 5 \text{ S.m}^{-1}$)



(a)



(b)

FIGURE C.3 – Variation de l'amplitude de E_z (a) Variation de la phase de E_z (b) pour différentes distances ($f = 12$ MHz, mer : $\varepsilon_{rr} = 81$ et $\sigma = 5$ S.m $^{-1}$)

Annexe D

Applications du modèle de Rotheram pour différentes fréquences

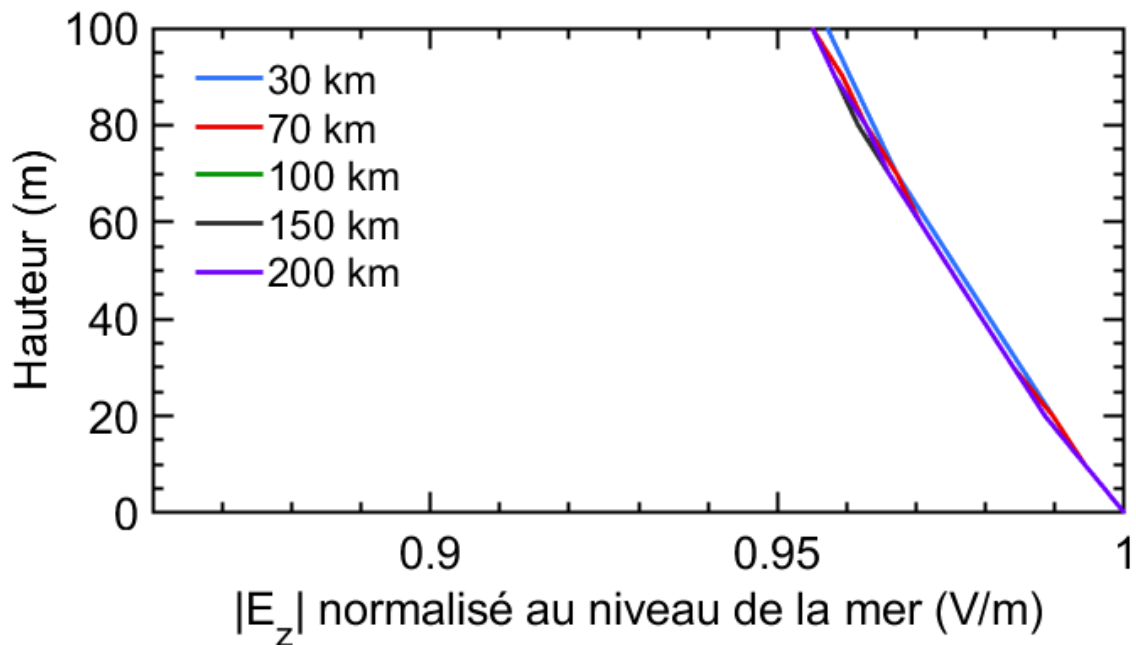


FIGURE D.1 – Variation de l'amplitude de E_z pour différentes distances ($f = 5$ MHz, mer : $\varepsilon_{rr} = 81$ et $\sigma = 5$ S.m $^{-1}$)

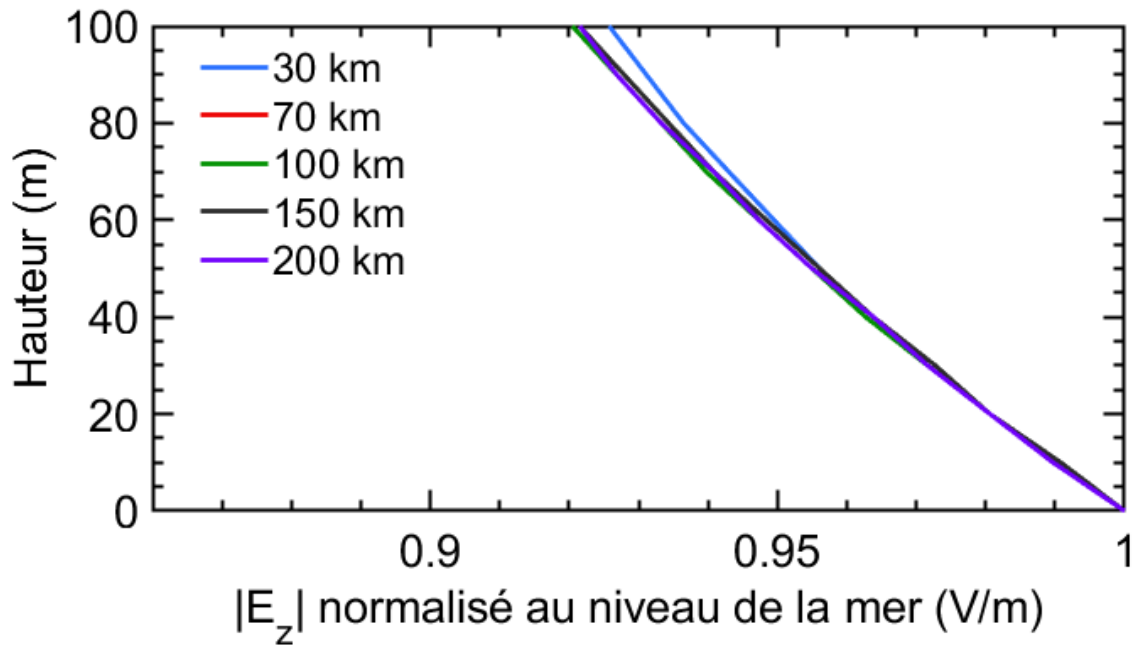


FIGURE D.2 – Variation de l'amplitude de E_z pour différentes distances ($f = 7.5$ MHz, mer : $\epsilon_{rr} = 81$ et $\sigma = 5$ S.m $^{-1}$)

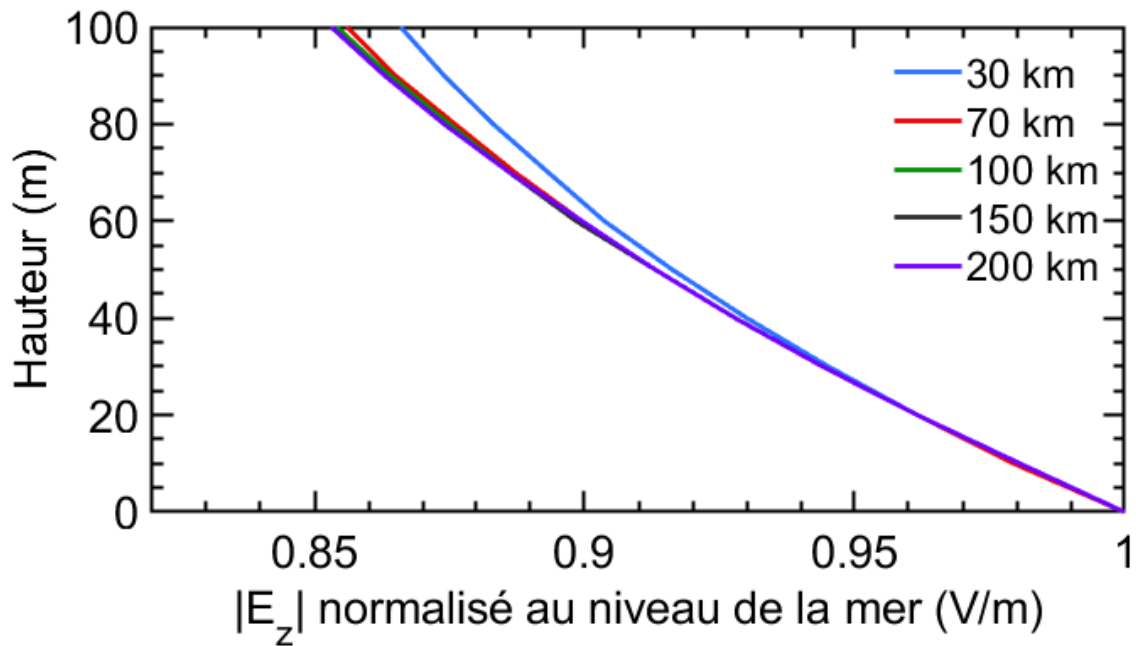


FIGURE D.3 – Variation de l'amplitude de E_z pour différentes distances ($f = 12$ MHz, mer : $\epsilon_{rr} = 81$ et $\sigma = 5$ S.m $^{-1}$)

Annexe E

Applications de l'équation parabolique pour différentes fréquences

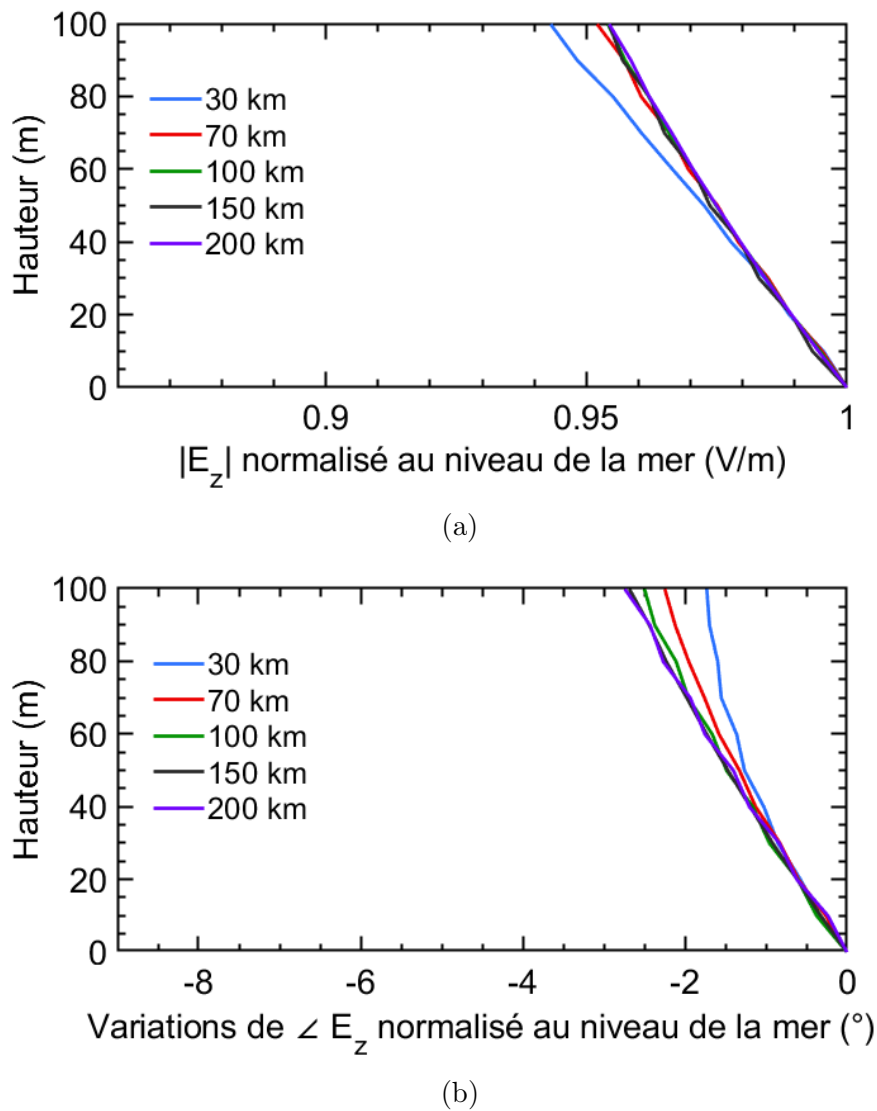
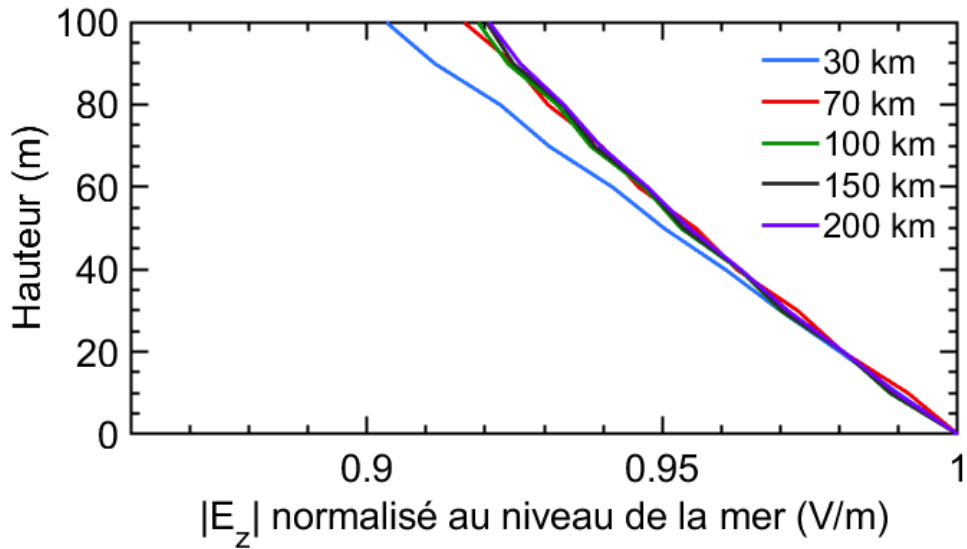
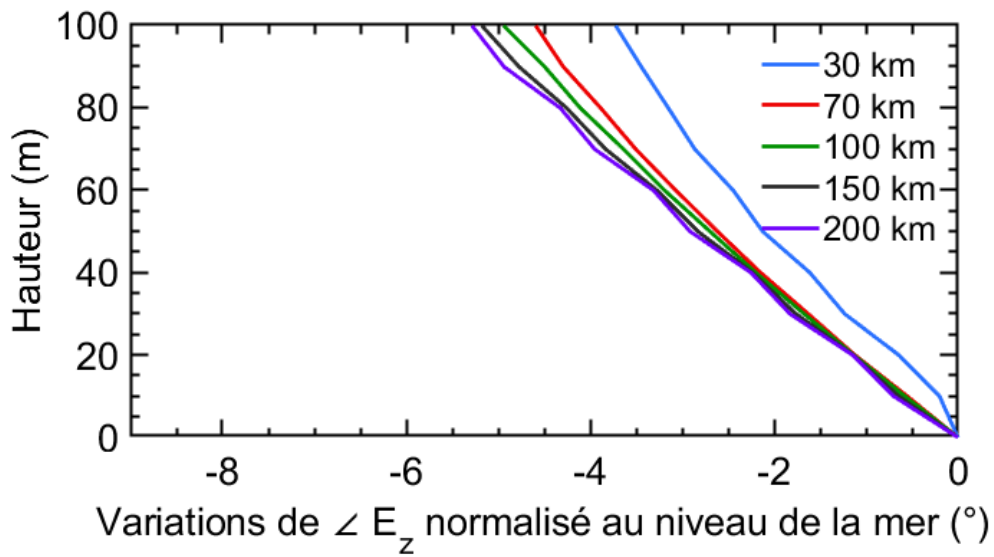


FIGURE E.1 – Variation de l'amplitude de E_z (a) Variation de la phase de E_z (b) pour différentes distances ($f = 5$ MHz, mer : $\varepsilon_{rr} = 81$ et $\sigma = 5$ S.m⁻¹)

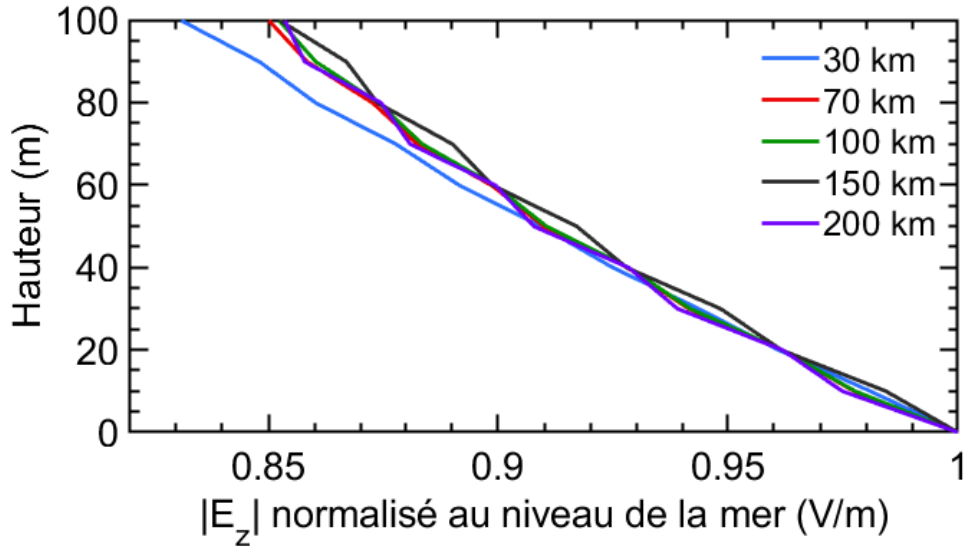


(a)

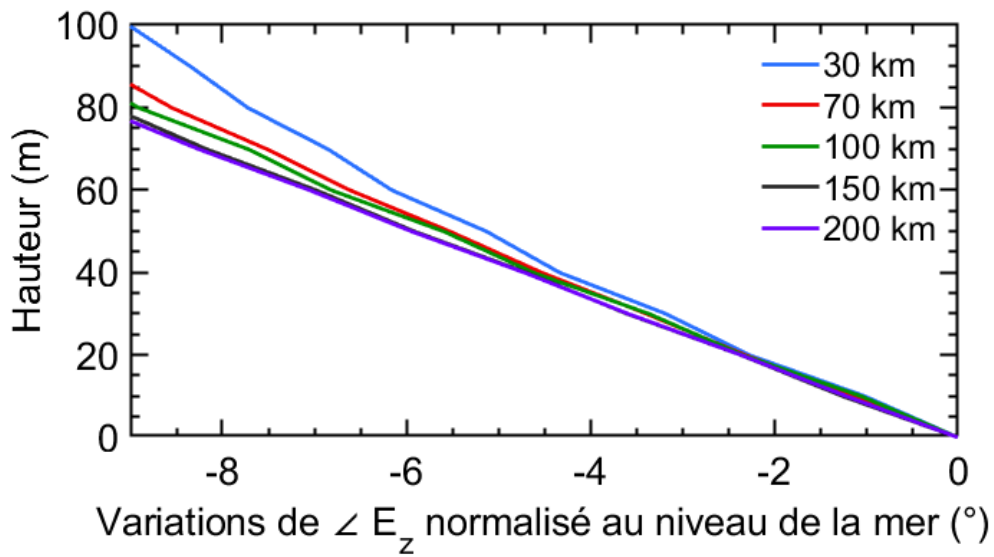


(b)

FIGURE E.2 – Variation de l'amplitude de E_z (a) Variation de la phase de E_z (b) pour différentes distances ($f = 7.5$ MHz, mer : $\epsilon_{rr} = 81$ et $\sigma = 5$ S.m $^{-1}$)



(a)



(b)

FIGURE E.3 – Variation de l'amplitude de E_z (a) Variation de la phase de E_z (b) pour différentes distances ($f = 12$ MHz, mer : $\varepsilon_{rr} = 81$ et $\sigma = 5$ S.m $^{-1}$)

Annexe F

Répartition du champ incident en fonction de l'état de mer selon la fréquence

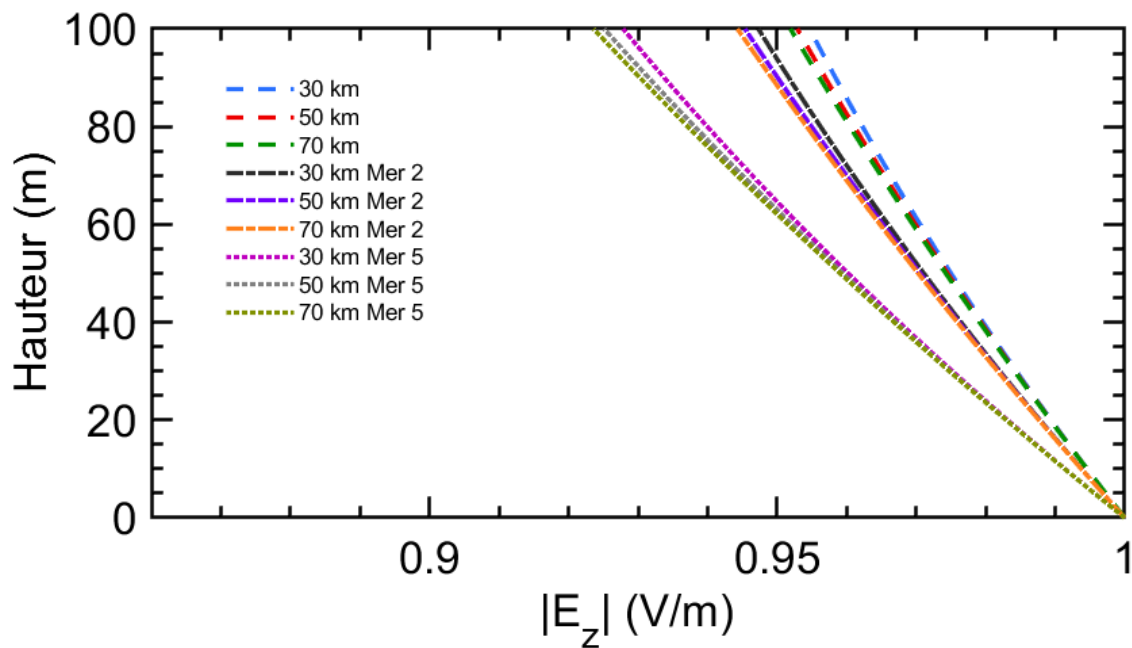


FIGURE F.1 – Variation de l'amplitude de E_z pour différentes distances et plusieurs états de mer ($f = 5$ MHz, mer : $\varepsilon_{rr} = 81$ et $\sigma = 5$ S.m $^{-1}$)

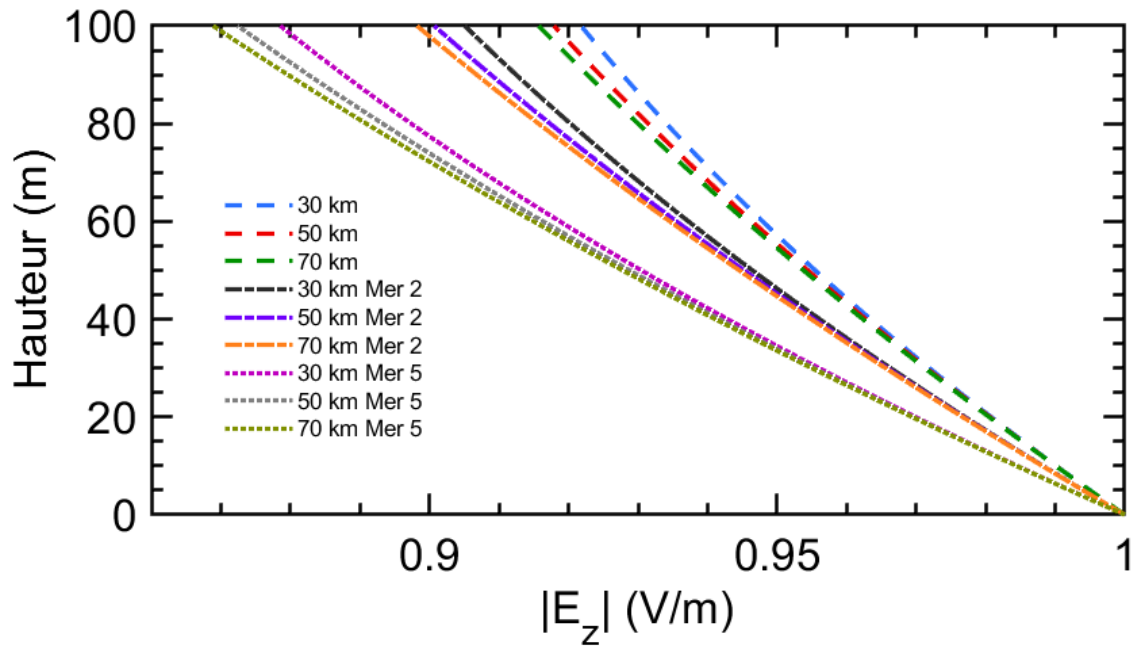


FIGURE F.2 – Variation de l'amplitude de E_z pour différentes distances et plusieurs états de mer ($f = 7.5$ MHz, mer : $\varepsilon_{rr} = 81$ et $\sigma = 5$ S.m⁻¹)

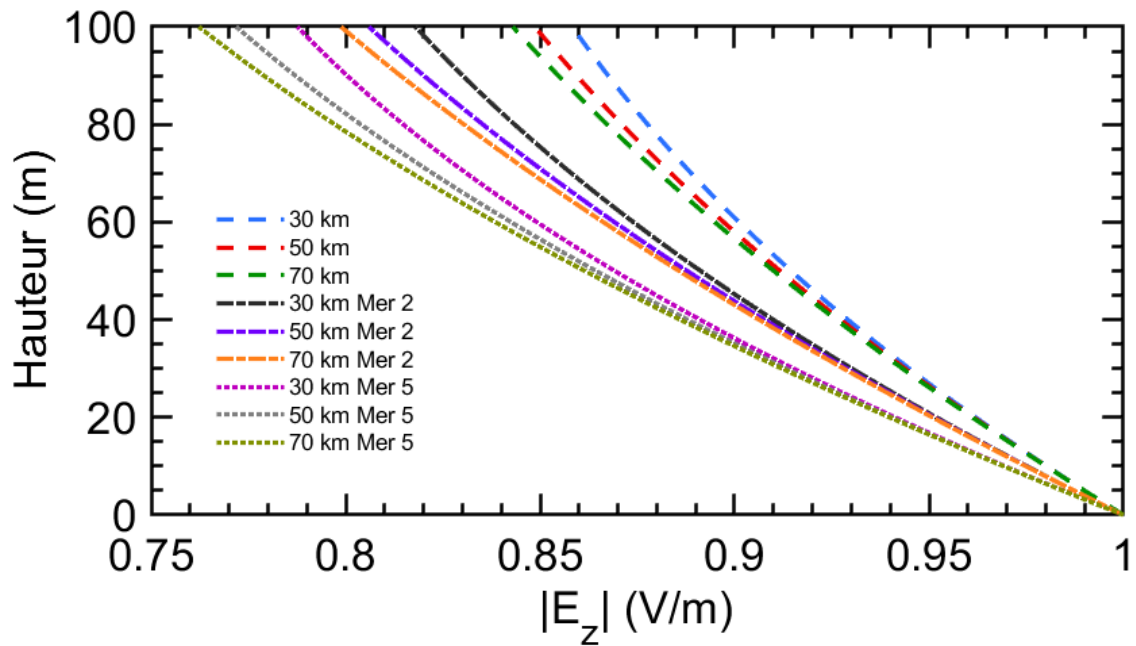


FIGURE F.3 – Variation de l'amplitude de E_z pour différentes distances et plusieurs états de mer ($f = 12$ MHz, mer : $\varepsilon_{rr} = 81$ et $\sigma = 5$ S.m⁻¹)

Annexe G

Influence de la partie immergée de la coque des bateaux

Il est à noter que, lors des simulations réalisées avec FEKO, la partie immergée de la coque des navires est négligée. Pour se permettre d'omettre cette partie de la structure, il faut d'abord s'intéresser à la notion d'épaisseur de peau. Elle fait référence à la profondeur δ dans un matériau à laquelle le champ est réduit à $\frac{1}{e}$ (38 %) de sa valeur initiale. Elle traduit la propriété qu'a le courant à se déplacer seulement à la surface d'un bon conducteur à haute fréquence. L'expression générale de cette profondeur est :

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\sigma\omega\mu_0}} \sqrt{\sqrt{1 + \left(\frac{\omega\varepsilon_{rr}\varepsilon_0}{\sigma}\right)^2} + \frac{\omega\varepsilon_{rr}\varepsilon_0}{\sigma}} \quad (\text{G.1})$$

Dans le cas d'un très bon conducteur ($\varepsilon_{rr}\varepsilon_0\omega \ll \sigma$), on retrouve l'expression classique :

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\sigma\omega\mu_0}} \quad (\text{G.2})$$

Pour la mer et à une fréquence de 10 MHz, l'épaisseur de peau est de 10.7 cm. La mer en HF est un conducteur imparfait mais le champ ne pénètre que peu sous la mer et n'atteindra que très peu la coque. C'est pourquoi, en raison du même phénomène, les courants sur la coque ne peuvent circuler complètement, ils sont limités à la ligne de flottaison de l'embarcation.

Des simulations permettant d'imager ce phénomène sont présentées ci-dessous. Celles-ci consistent en la comparaison entre le champ proche diffracté par une sphère en PEC à demi-immersée et celui diffracté par une demi-sphère en PEC placée à l'interface entre l'air et la mer. La source d'excitation ici est une onde plane. Le champ est relevé sur deux droites placées autour des cibles. Les simulations sont réalisées sous CST MWS. Les configurations correspondantes sont représentées sur la figure G.1 :

La figure G.2 permet d'observer les courants surfaciques présents sur la surface de la sphère. Comme attendu, les courants sont limités aux surfaces de la cible hors de l'eau. La conductivité importante de la mer rend impossible la présence de courants sur la partie

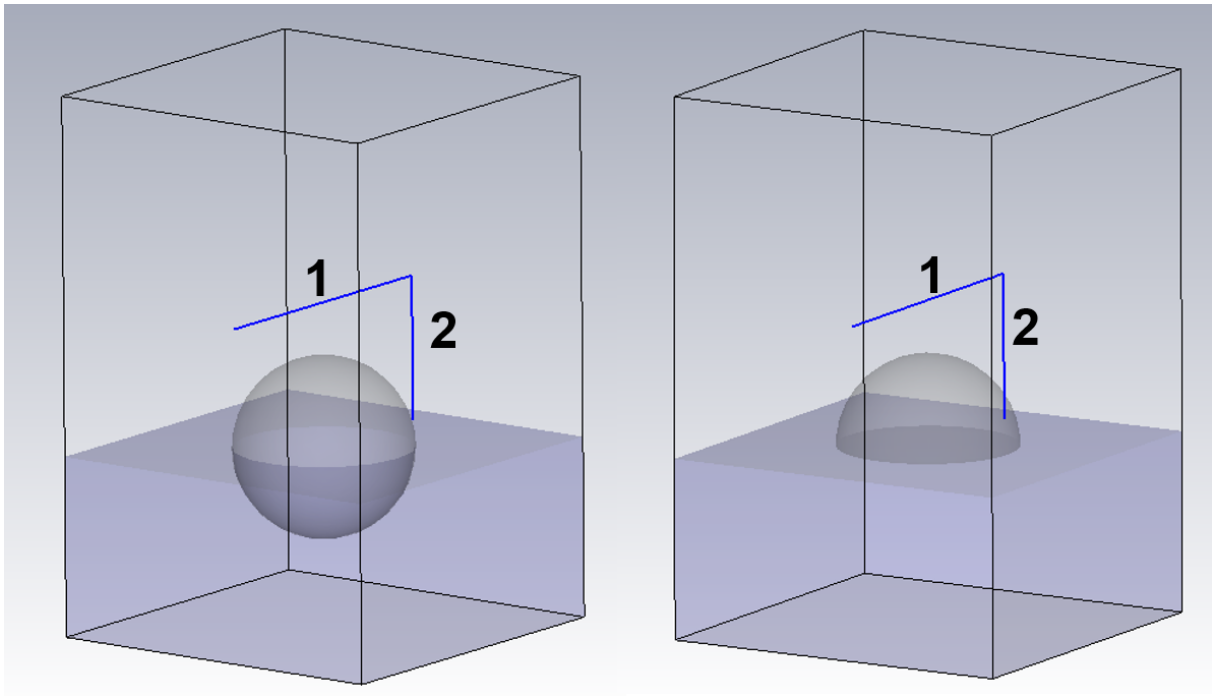


FIGURE G.1 – Configurations des deux cibles utilisées

immergée de la cible. Celle-ci ne présentant pas de courant à sa surface ne participe pas au champ diffracté par la cible.

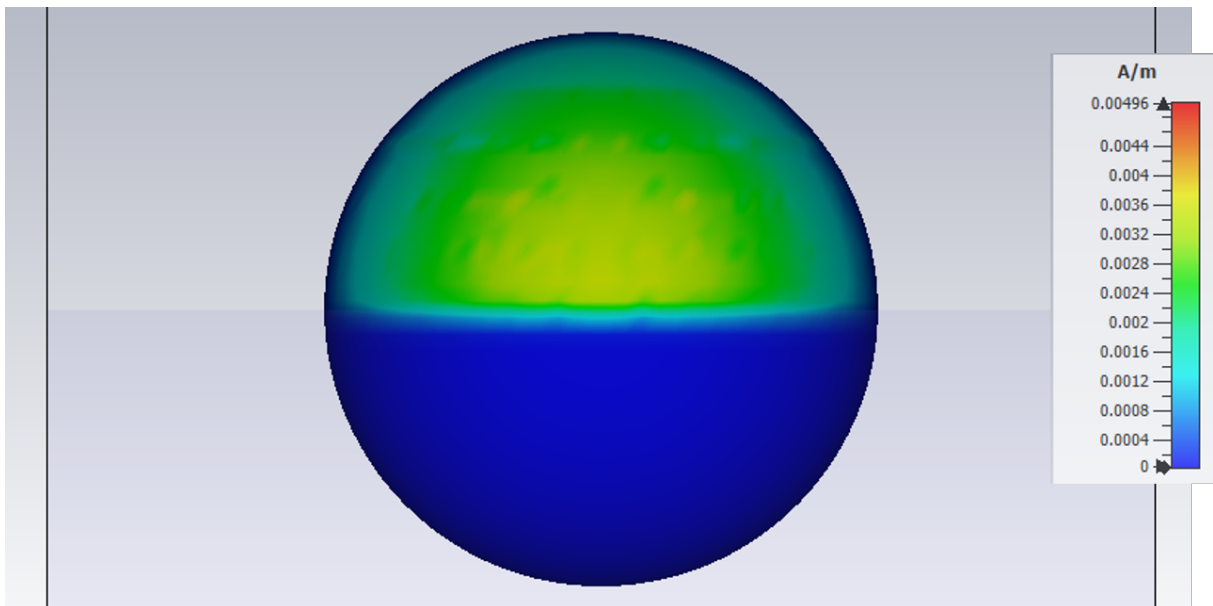


FIGURE G.2 – Courants surfaciques sur la sphère

Le résultat des champs diffractés sur les droites par la sphère et la demi-sphère est présenté sur les figures G.3 et G.4

Ces différentes analyses nous permettent de considérer comme négligeable la partie immergée de la coque dans la diffusion du champ par la cible.

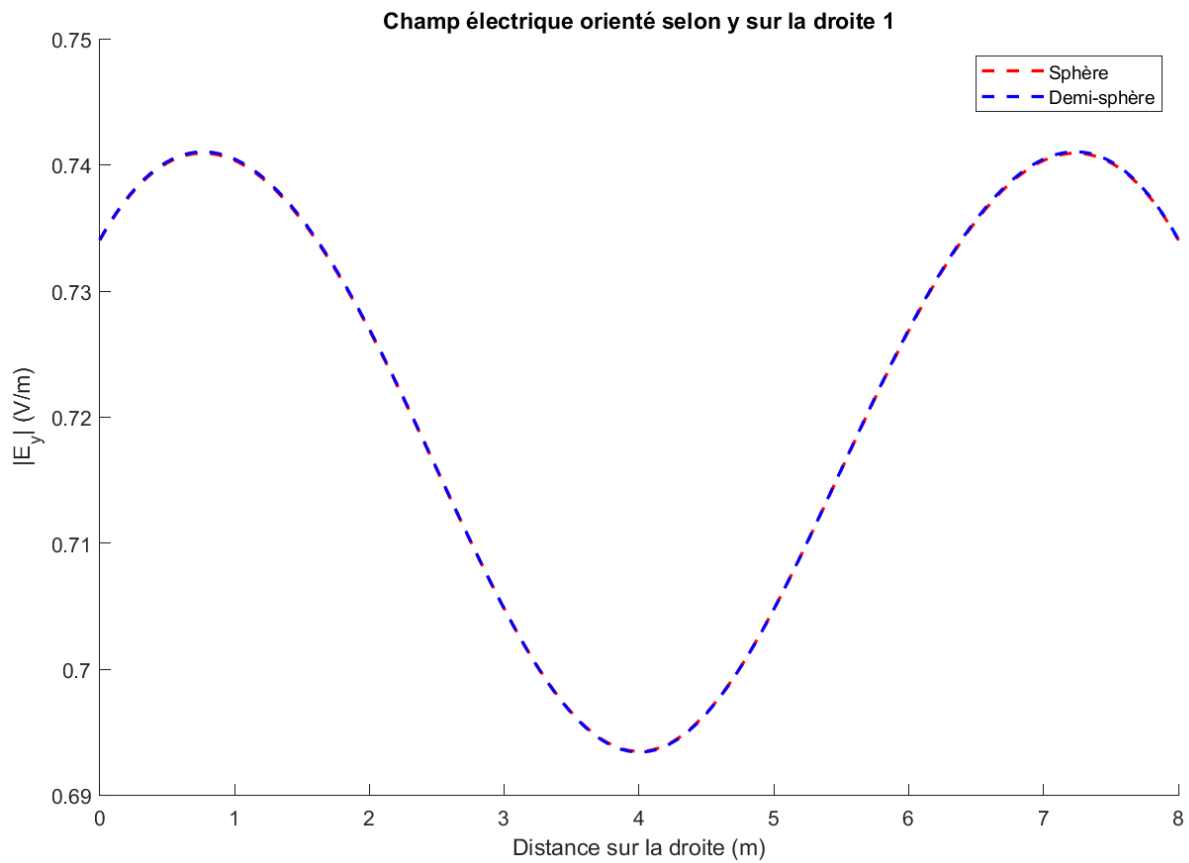


FIGURE G.3 – Comparaison des champs relevés sur la première droite

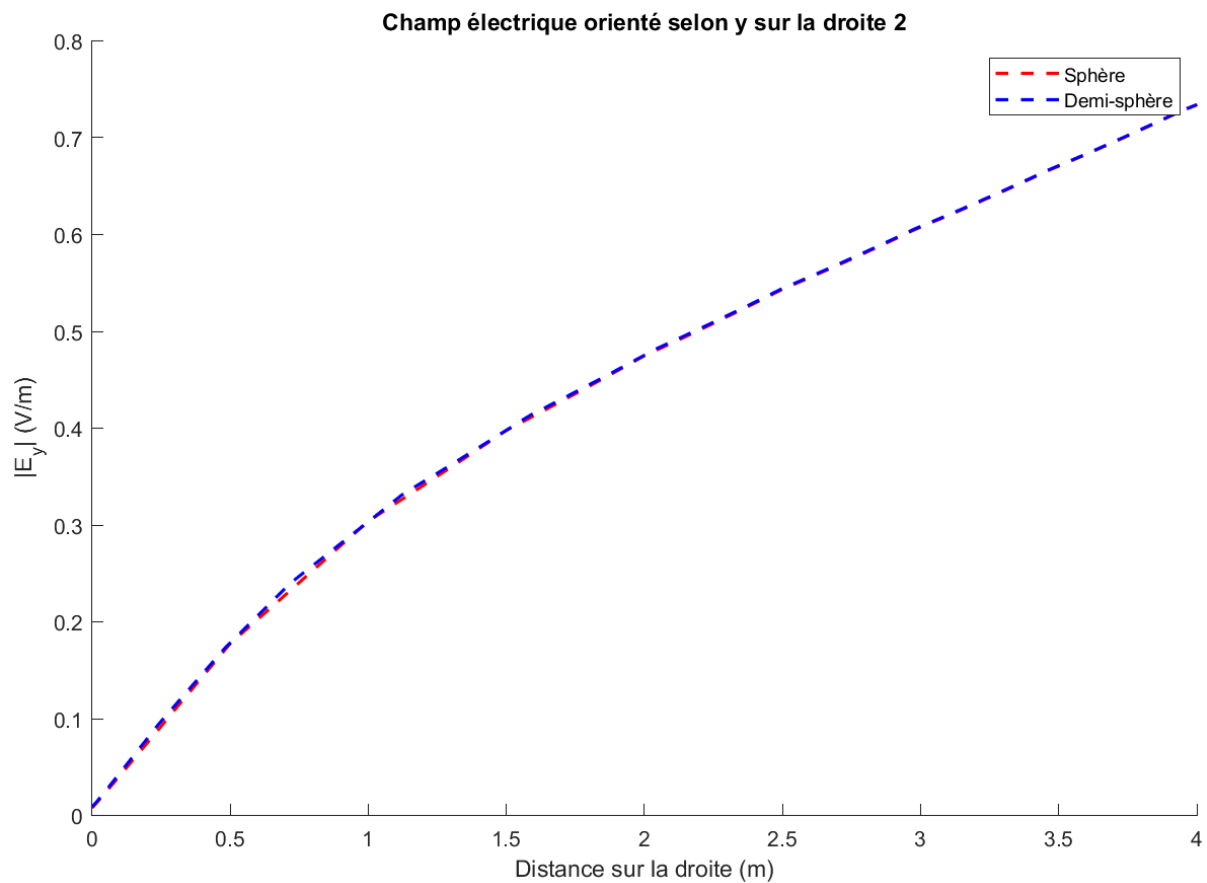


FIGURE G.4 – Comparaison des champs relevés sur la seconde droite

Annexe H

Formule complète de compensation pour la variation du champ

Cette annexe permet d'introduire la formule complète de compensation pour la variation du champ selon la distance. Cette formule est utilisée pour réaliser les graphiques présentant des courbes de SER indépendantes de la distance pour une propagation en ondes de surface. La version simplifiée de cette formule est présentée dans le corps du texte pour faciliter la compréhension. De plus, à grande distance de la cible, il n'y a pas de différence visible entre les versions simple et complète. Une hypothèse est nécessaire pour écrire la formule, même dans sa forme complète. Il faut que la cible soit proche de l'interface et dans ce cas, il est possible de faire l'approximation $R_1 = R_2$. Dans ce cas la formule complète est :

$$C = \left| \frac{1 + jk_0 R_1}{k_0^2 R_1^2} (2 - 3 \sin^2 \Psi_1 - 3 \sin^2 \Psi_2) + \cos^2 \Psi_1 + \Gamma_{\parallel} \cos^2 \Psi_2 + (1 - \Gamma_{\parallel}) F(w) \cos^2 \Psi_2 \right|^2$$

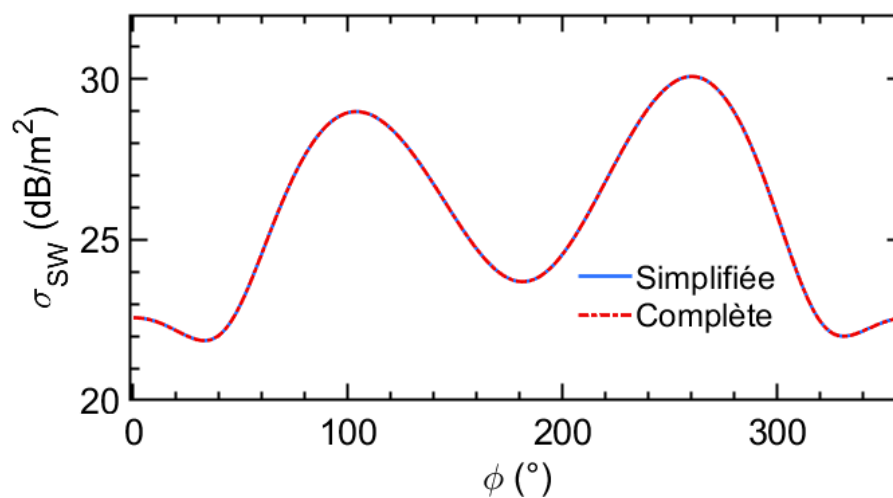


FIGURE H.1 – Comparaison du résultat des SER obtenues en appliquant les formules simplifiée et complète

Si le point d'observation du champ se trouve à grande distance de la cible, le premier terme devient négligeable devant les autres. De plus, dans le cas d'un point d'observation situé à proximité de l'interface, les angles $\Psi_1 = \Psi_2$ sont nuls, et par conséquent $\cos^2 \Psi_1 = \cos^2 \Psi_2 = 1$. On retrouve alors la définition de C présentée dans le second chapitre du manuscrit.

$$C = |1 + \Gamma_{||} + (1 - \Gamma_{||})F(w)|^2$$

La figure H.1 présente le résultat obtenu en utilisant les deux formules pour déterminer la SER du bateau de pêche à 50 km de celui-ci.

Annexe I

Calcul de la SER σ_{SW} pour un bateau de pêche à 4 fréquences différentes

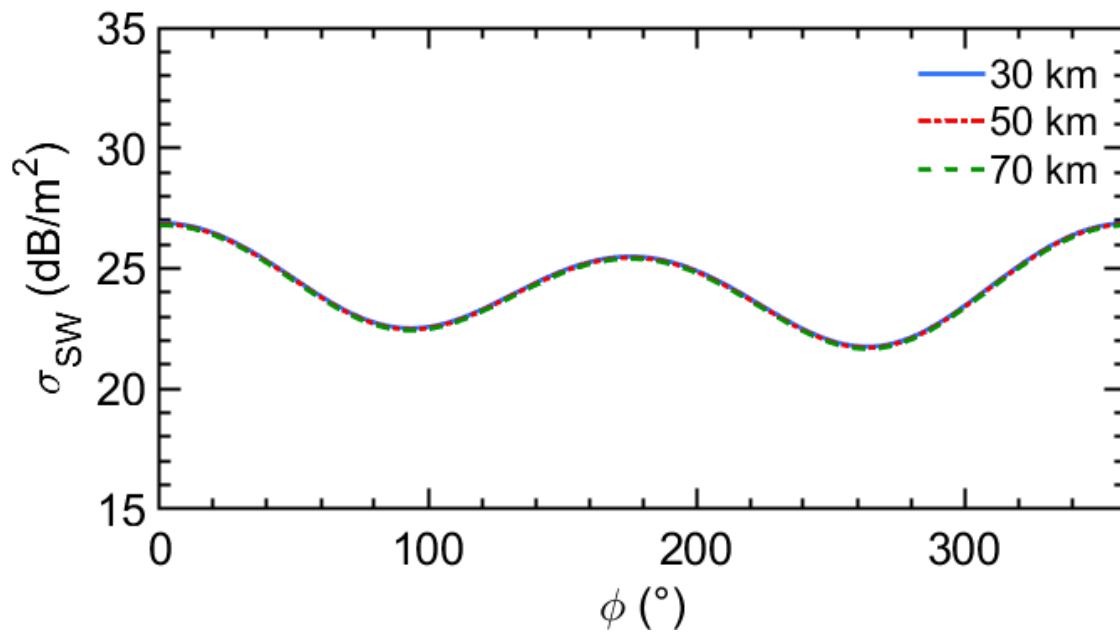


FIGURE I.1 – Calcul de la SER σ_{SW} bistatique pour un bateau de pêche dans le cas d'une propagation en ondes de surface ($f = 5$ MHz)

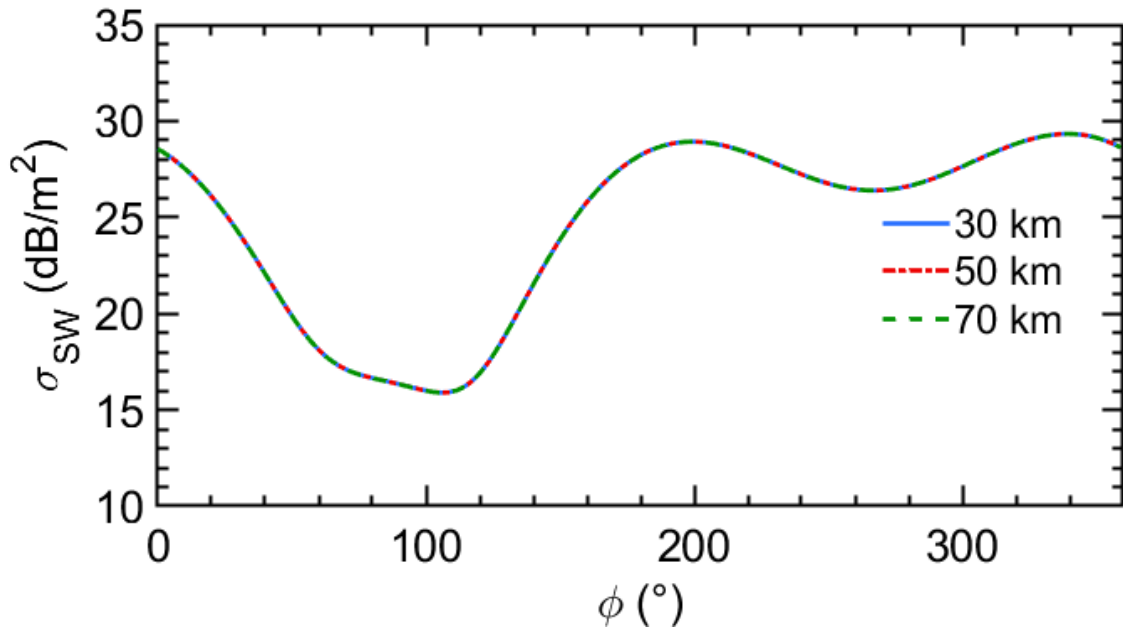


FIGURE I.2 – Calcul de la SER σ_{SW} bistatique pour un bateau de pêche dans le cas d’une propagation en ondes de surface ($f = 7.5$ MHz)

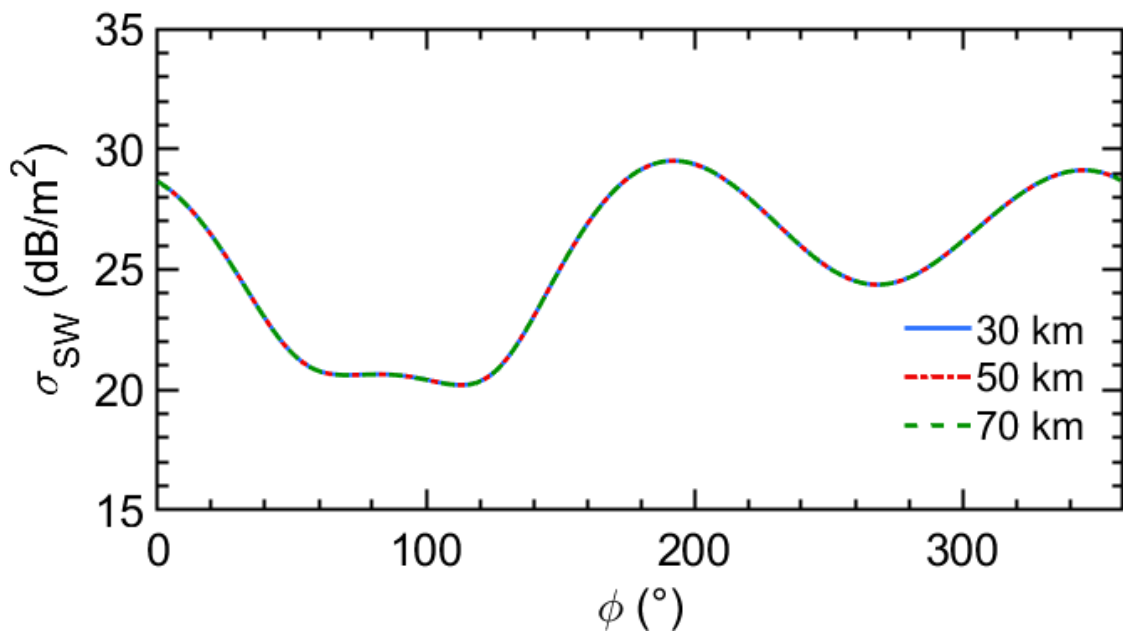


FIGURE I.3 – Calcul de la SER σ_{SW} bistatique pour un bateau de pêche dans le cas d’une propagation en ondes de surface ($f = 9$ MHz)

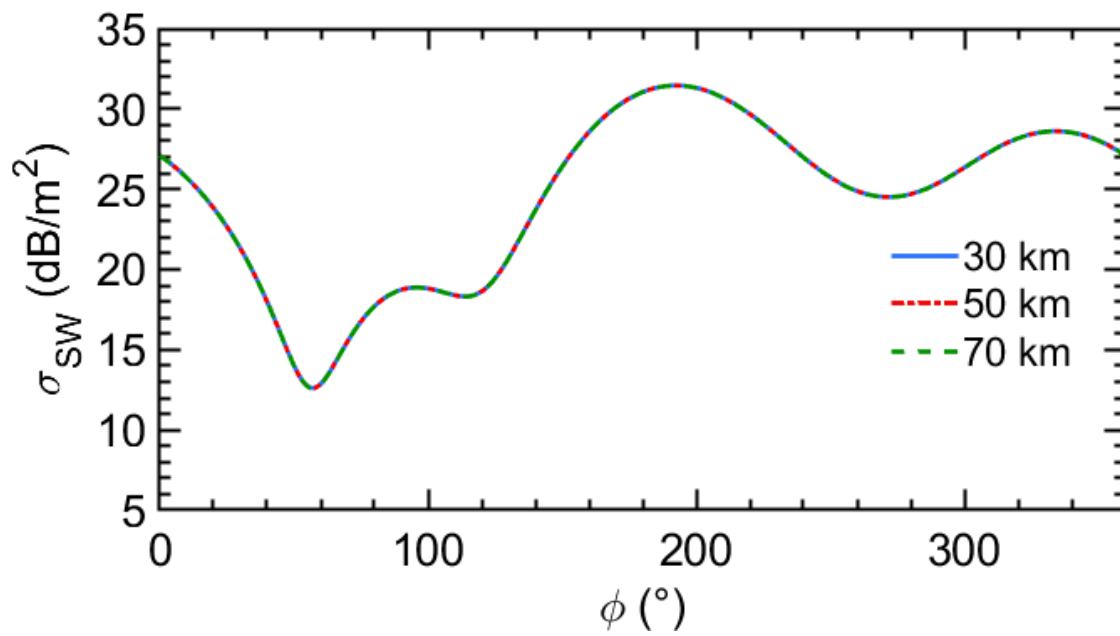


FIGURE I.4 – Calcul de la SER σ_{SW} bistatique pour un bateau de pêche dans le cas d'une propagation en ondes de surface ($f = 12$ MHz)

Bibliographie

- [1] G. Clark, *Deflating British Radar Myths of World War II*. CreateSpace Independent Publishing Platform, Aug. 2014.
- [2] P. Podvig, “The operational status of the Russian space-based early warning system,” *Science & Global Security*, vol. 4, pp. 363–384, Aug. 1994.
- [3] H. Kenhmann, “OTH, GBR... Ces radars très longues portées chinois,” *East Pendulum*, Sept. 2017.
- [4] M.-J. Abi Akl, *Propagation dans l’ionosphère en présence de turbulences : applications aux radars HF*. PhD thesis, 2017. Thèse de doctorat dirigée par Marc Hélier Université Pierre et Marie Curie, 2017.
- [5] V. Bazin, J. Molinie, J. Munoz, P. Dorey, S. Saillant, G. Auffray, V. Rannou, and M. Lesturgie, “A general presentation about the OTH-Radar NOSTRADAMUS,” in *2006 IEEE Conference on Radar*, vol. 17, pp. 634–642, Apr. 2006.
- [6] M. Menelle, G. Auffray, and F. Jangal, “Full digital High Frequency Surface Wave Radar: French trials in the Biscay bay,” in *2008 International Conference on Radar*, pp. 224–229, Sept. 2008.
- [7] J. D. Paduan and L. Washburn, “High-Frequency Radar Observations of Ocean Surface Currents,” *Annual Review of Marine Science*, vol. 5, pp. 115–136, Jan. 2013.
- [8] A. Dzvonkovskaya, L. Petersen, T. Helzel, and M. Kniephoff, “High-frequency ocean radar support for Tsunami Early Warning Systems,” *Geoscience Letters*, vol. 5, p. 29, Dec. 2018.
- [9] F. Jangal and M. Menelle, “French HFSWR contribution to the european integrated maritime surveillance system I2C,” in *IET International Radar Conference 2015*, pp. 1–5, 2015.
- [10] L. Petrillo, F. Jangal, M. Darces, J.-L. Montmagnon, and a. M. Hélier, “Negative Permittivity Media Able to Propagate a Surface Wave,” *Progress In Electromagnetics Research*, vol. 115, pp. 1–10, 2011.
- [11] R. Elliott, “On the theory of corrugated plane surfaces,” *Transactions of the IRE Professional Group on Antennas and Propagation*, vol. 2, no. 2, pp. 71–81, 1954.
- [12] F. Yang and Y. Rahmat-Samii, *Electromagnetic Band Gap Structures in Antenna Engineering*. The Cambridge RF and Microwave Engineering Series, Cambridge University Press, 2008.

-
- [13] L. Petrillo, *Plasmonique pour radar HF*. PhD thesis, 2011. Thèse de doctorat dirigée par Marc Hélier, Université Pierre et Marie Curie, 2011.
- [14] W. Rotman, “A Study of Single-Surface Corrugated Guides,” *Proceedings of the IRE*, vol. 39, pp. 952–959, Aug. 1951.
- [15] D. Balageas and P. Levesque, “EMIR: a photothermal tool for electromagnetic phenomena characterization,” *Revue Générale de Thermique*, vol. 37, pp. 725–739, Sept. 1998.
- [16] F. Jangal, N. Bourey, M. Darces, F. Issac, and M. Hélier, “Observation of Zenneck-Like Waves over a Metasurface Designed for Launching HF Radar Surface Wave,” *International Journal of Antennas and Propagation*, vol. 2016, Oct. 2016.
- [17] N. Payet, *Caractérisation d’antennes HF par mesures en champ proche*. PhD thesis, 2013. Thèse de doctorat dirigée par Marc Hélier, Université Pierre et Marie Curie, 2013.
- [18] P. R. Bannister, “New Formulas That Extend Norton’s Farfield Elementary Dipole Equations to the Quasi-Nearfield Range,” 1984.
- [19] K. Norton, “The propagation of radio waves over the surface of the earth and in the upper atmosphere,” *Proceedings of the Institute of Radio Engineers*, vol. 24, no. 10, pp. 1367–1387, 1936.
- [20] C. Djoma, M. Darces, and M. Hélier, “Prediction of sky and surface wave radiation of a wideband hf antenna,” *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, vol. 14, pp. 1149–1152, 2015.
- [21] N. Bourey, M. Darces, Y. Chatelon, and M. Hélier, “Near-field to far-field transformation applied to uhf antennas over lossy ground,” *International Journal of Microwave and Wireless Technologies*, vol. 12, no. 3, p. 227–232, 2020.
- [22] N. Bourey, *Transition métamatériau / sol réel pour radar HF à onde de surface*. PhD thesis, 2014. Thèse de doctorat dirigée par Marc Hélier, Université Pierre et Marie Curie, 2014.
- [23] N. Bourey, M. Darces, and M. Hélier, “In Situ Antenna Far Field Estimation Based on Equivalent Sources,” in *2018 USNC-URSI Radio Science Meeting (Joint with AP-S Symposium)*, pp. 105–106, July 2018.
- [24] S. Rotheram, “Ground-wave propagation. Part 2: Theory for medium and long distances and reference propagation curves,” *IEE Proceedings F (Communications, Radar and Signal Processing)*, vol. 128, pp. 285–295, Oct. 1981.
- [25] G. Apaydin and L. Sevgi, *Radio Wave Propagation and Parabolic Equation Modeling*. 11 2017.
- [26] C. A. Balanis, *Antenna Theory: Analysis and Design*. John Wiley & Sons, Dec. 2015.
- [27] J. Allison, J. Caddy, and P. Yip, “Jindalee Operational Radar Network Phase 6: Over-the-Horizon Radar Developments,” *IEEE Potentials*, vol. 38, pp. 28–33, July 2019.

-
- [28] B. Witvliet, "Airborne evaluation/verification of antenna patterns of broadcasting stations," June 2006.
- [29] R. Stehle, G. DesBrisay, A. Whitson, and G. Hagn, "RELEDOP: a full-scale antenna pattern measurement system for high-powered HF transmitting antennas," *IEEE Transactions on Broadcasting*, vol. 34, pp. 210–220, June 1988.
- [30] J. Brown and E. V. Jull, "The prediction of aerial radiation patterns from near-field measurements," *Proceedings of the IEE - Part B: Electronic and Communication Engineering*, vol. 108, pp. 635–644(9), Nov. 1961.
- [31] A. Ludwig, "Near-field far-field transformations using spherical-wave expansions," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 19, pp. 214–220, Mar. 1971.
- [32] T. Sarkar and A. Taaghhol, "Near-field to near/far-field transformation for arbitrary near-field geometry utilizing an equivalent electric current and MoM," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 47, pp. 566–573, Mar. 1999.
- [33] R. Burr, M. Schartel, P. Schmidt, W. Mayer, T. Walter, and C. Waldschmidt, "Design and Implementation of a FMCW GPR for UAV-based Mine Detection," in *2018 IEEE MTT-S International Conference on Microwaves for Intelligent Mobility (ICMIM)*, pp. 1–4, Apr. 2018.
- [34] M. Lort, A. Aguasca, C. López-Martínez, and T. M. Marín, "Initial Evaluation of SAR Capabilities in UAV Multicopter Platforms," *IEEE Journal of Selected Topics in Applied Earth Observations and Remote Sensing*, vol. 11, pp. 127–140, Jan. 2018.
- [35] G. Virone, A. M. Lingua, M. Piras, A. Cina, F. Perini, J. Monari, F. Paonessa, O. A. Peverini, G. Addamo, and R. Tascone, "Antenna Pattern Verification System Based on a Micro Unmanned Aerial Vehicle (UAV)," *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, vol. 13, pp. 169–172, 2014.
- [36] M. Lipiński, T. Włostowski, J. Serrano, and P. Alvarez, "White rabbit: a PTP application for robust sub-nanosecond synchronization," in *2011 IEEE International Symposium on Precision Clock Synchronization for Measurement, Control and Communication*, pp. 25–30, 2011.
- [37] A. M. and, "KM3NeT: A cubic-kilometre scale deep sea neutrino telescope in the Mediterranean sea," *Journal of Physics: Conference Series*, vol. 203, p. 012124, jan 2010.
- [38] M. Lombardi, A. Novick, and V. Zhang, "Characterizing the Performance of GPS Disciplined Oscillators with Respect to UTC(NIST)," Proc. Joint Mtg. IEEE Intl. Freq. Cont. Symp. and PTTI Mtg., 2005-08-29 2005.
- [39] L. Orraca, N. Aybar, R. Carrasquillo, R. Medina, R. R. Solis, J. Colom, and F. O. Fernández-Rodríguez, "Compact high frequency receiver system for Arecibo observatory radiation pattern measurement," in *2018 IEEE Radio and Wireless Symposium (RWS)*, pp. 10–13, 2018.

-
- [40] S. Costanzo and G. Di Massa, "An integrated probe for phaseless near-field measurements," *Measurement*, vol. 31, no. 2, pp. 123–129, 2002.
- [41] F. Las-Heras and T. Sarkar, "A direct optimization approach for source reconstruction and NF-FF transformation using amplitude-only data," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 50, no. 4, pp. 500–510, 2002.
- [42] S. F. Razavi and Y. Rahmat-Samii, "A new look at phaseless planar near-field measurements: limitations, simulations, measurements, and a hybrid solution," *IEEE Antennas and Propagation Magazine*, vol. 49, no. 2, pp. 170–178, 2007.
- [43] M. García-Fernández, Y. Álvarez López, A. Arboleya, B. González-Valdés, Y. Rodríguez-Vaqueiro, M. E. De Cos Gómez, and F. Las-Heras Andrés, "Antenna Diagnostics and Characterization Using Unmanned Aerial Vehicles," *IEEE Access*, vol. 5, pp. 23563–23575, 2017.
- [44] Y. Alvarez, F. Las-Heras, and M. R. Pino, "The Sources Reconstruction Method for Amplitude-Only Field Measurements," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 58, no. 8, pp. 2776–2781, 2010.
- [45] R. Justice and V. Rumsey, "Measurement of electric field distributions," *IRE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 3, no. 4, pp. 177–180, 1955.
- [46] A. L. Cullen and J. C. Parr, "A new perturbation method for measuring microwave fields in free space," *Proceedings of the IEE - Part B: Radio and Electronic Engineering*, vol. 102, pp. 836–844(8), Nov. 1955.
- [47] J. Richmond, "A Modulated Scattering Technique for Measurement of Field Distributions," *IRE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 3, no. 4, pp. 13–15, 1955.
- [48] M. Kanda and K. Masterson, "Optically sensed EM-field probes for pulsed fields," *Proceedings of the IEEE*, vol. 80, no. 1, pp. 209–215, 1992.
- [49] T. Meier, C. Kostrzewa, K. Petermann, and B. Schuppert, "Integrated optical E-field probes with segmented modulator electrodes," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 12, no. 8, pp. 1497–1503, 1994.
- [50] F. Silva, F. Sanchez, P. Riu, and R. Pallas-Areny, "Low-cost near-field probe for simultaneous E and H measurement with analog optical link," in *IEEE 1997, EMC, Austin Style. IEEE 1997 International Symposium on Electromagnetic Compatibility. Symposium Record (Cat. No.97CH36113)*, pp. 533–536, 1997.
- [51] J. Svedin and J. Onnegren, "A wide-band electro-optical E-field probe powered by a solar cell," in *International Topical Meeting on Microwave Photonics. MWP '96 Technical Digest. Satellite Workshop (Cat. No.96TH8153)*, vol. Supplement, pp. 21–24 suppl., 1996.
- [52] W. Mann and K. Petermann, "Optically powered, vcsel based miniaturized E-field probe with high sensitivity," in *SENSORS, 2002 IEEE*, vol. 1, pp. 74–77 vol.1, 2002.

-
- [53] W. Mann and K. Petermann, "VCSEL-based miniaturised E-field probe with high sensitivity and optical power supply," *Electronics Letters*, vol. 38, pp. 455–456(1), May 2002.
- [54] W. Mann and K. Petermann, "Optically powered small E-field probes with integrated JFET and HEMT preamplifiers," in *2003 IEEE International Symposium on Electromagnetic Compatibility, 2003. EMC '03.*, vol. 1, pp. 445–448 Vol.1, 2003.
- [55] A. Kortke and W. Mann, "Near field scanning with optoelectronic E-field probes," in *2009 3rd European Conference on Antennas and Propagation*, pp. 1725–1729, 2009.
- [56] M. Loewer, J. Igel, C. Minnich, and N. Wagner, "Electrical and dielectric properties of soils in the mHz to GHz frequency range," in *Proceedings of the 11th International Conference on Electromagnetic Wave Interaction with Water and Moist Substances (ISEMA)*, p. 247–254, 2016.
- [57] T. Bourdi, J. E. Rhazi, F. Boone, and G. Ballivy, "Application of Jonscher model for the characterization of the dielectric permittivity of concrete," *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 41, p. 205410, oct 2008.
- [58] J. R. Shewchuk, "Triangle: Engineering a 2D quality mesh generator and Delaunay triangulator," in *Applied Computational Geometry Towards Geometric Engineering* (M. C. Lin and D. Manocha, eds.), Lecture Notes in Computer Science, (Berlin, Heidelberg), pp. 203–222, Springer, 1996.
- [59] T. Fritzel, H.-J. Steiner, and R. Strauß, "Advances in the Development of an Industrial UAV for Large-Scale Near-Field Antenna Measurements," in *2019 13th European Conference on Antennas and Propagation (EuCAP)*, pp. 1–3, Mar. 2019.
- [60] M. Hélier, *Techniques micro-ondes: structures de guidage, dispositifs passifs et tubes micro-ondes*. Ellipses, 2001. ISBN : 2-7298-0497-8.
- [61] D. Bouche and F. Molinet, *Méthodes asymptotiques en électromagnétisme*. Mathématiques et Applications, Berlin Heidelberg: Springer-Verlag, 1994.
- [62] F. Auzanneau, "Furtivité électromagnétique," *Techniques de l'ingénieur Systèmes radars*, vol. base documentaire : TIB591DUO., 2011.
- [63] D. P. Todd, "Radar reflecting safety flag," Jan. 29 1991. US Patent 4,987,848.
- [64] D. Cenciotti, "Image Of Israeli F-35 Flying Off Beirut (With Radar Reflectors) As Well As More Details About The Adir's First Strikes Emerge." <http://theaviationist.com/>, May 2018. [En ligne; consulté le 28-Septembre-2021].
- [65] W. C. Chew, J.-M. Jin, C.-C. Lu, E. Michielssen, and J. Song, "Fast solution methods in electromagnetics," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 45, no. 3, pp. 533–543, 1997.
- [66] J. A. Ratcliffe, "Scientists' reactions to Marconi's transatlantic radio experiment," *Proceedings of the Institution of Electrical Engineers*, vol. 121, pp. 1033–1039, Sept. 1974.

-
- [67] H. M. Macdonald, "IV. The diffraction of electric waves round a perfectly reflecting obstacle," *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical or Physical Character*, vol. 210, pp. 113–144, Jan. 1911.
- [68] R. J. S. Rayleigh, "On the bending of waves round a spherical obstacle," *Proceedings of the Royal Society of London*, vol. 72, pp. 40–41, Jan. 1904.
- [69] J. H. Poincaré, "Sur la diffraction des ondes électriques: à propos d'un article de M. Macdonald," *Proceedings of the Royal Society of London*, vol. 72, pp. 42–52, Jan. 1904.
- [70] J. Zenneck, "Über die Fortpflanzung ebener elektromagnetischer Wellen längs einer ebenen Leiterfläche und ihre Beziehung zur drahtlosen Telegraphie," *Annalen der Physik*, vol. 328, no. 10, pp. 846–866, 1907.
- [71] H. M. Barlow and A. L. Cullen, "Surface waves," *Proceedings of the IEE - Part III: Radio and Communication Engineering*, vol. 100, pp. 329–341, Nov. 1953.
- [72] A. Sommerfeld, "Über die Ausbreitung der Wellen in der drahtlosen Telegraphie," *Annalen der Physik*, vol. 333, no. 4, pp. 665–736, 1909.
- [73] A. Sommerfeld, "Über die Ausbreitung der Wellen in der drahtlosen Telegraphie," *Annalen der Physik*, vol. 386, no. 25, pp. 1135–1153, 1926.
- [74] J. Wait, "The ancient and modern history of EM ground-wave propagation," *IEEE Antennas and Propagation Magazine*, vol. 40, pp. 7–24, Oct. 1998.
- [75] V. Fock, "Diffraction of Radio Waves Around the Earth's Surface," 1972.
- [76] H. Bremmer, "Applications of operational calculus to ground-wave propagation, particularly for long waves," *IRE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 6, pp. 267–272, July 1958.
- [77] G. Dockery, "Modeling electromagnetic wave propagation in the troposphere using the parabolic equation," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 36, pp. 1464–1470, Oct. 1988.
- [78] C. Bourlier and G. Kubické, "HF ground wave propagation over a curved rough sea surface in the presence of islands," *Waves in Random and Complex Media*, vol. 21, pp. 469–484, Aug. 2011.
- [79] V. A. Houdzoumis, "Two modes of wave propagation manifested in vertical electric dipole radiation over a sphere," *Radio Science*, vol. 35, no. 1, pp. 19–29, 2000.
- [80] S. Rotheram, "Ground-wave propagation. Part 1: Theory for short distances," 1981.
- [81] CCIR, "Propagation in non-ionized media," tech. rep., 1978. Recommendations and reports of the CCIR.
- [82] M. Bellec, S. Palud, P. Jezequel, S. Avrillon, F. Colombel, and P. Pouliguen, "Measurements of surface waves radiated by a vertically polarized antenna over planar seawater at 5 MHz. comparison to planar Earth models," in *2014 IEEE Radar Conference*, pp. 245–250, May 2014.

-
- [83] M. Bellec, P. Jezequel, S. Palud, F. Colombel, S. Avrillon, and P. Pouliguen, "Measurements process of vertically polarized electromagnetic surface-waves over a calm sea in the HF band over a spherical earth," in *2015 9th European Conference on Antennas and Propagation (EuCAP)*, pp. 1–5, Apr. 2015.
- [84] M. A. Leontovich and V. Fock, "Solution of propagation of electromagnetic waves along the Earth's surface by the method of parabolic equations," *Journal of Physics - USSR*, pp. 13–23, 1946.
- [85] F. D. Tappert, "The parabolic approximation method," in *Wave Propagation and Underwater Acoustics* (J. B. Keller and J. S. Papadakis, eds.), Lecture Notes in Physics, pp. 224–287, Berlin, Heidelberg: Springer, 1977.
- [86] O. Benhammouch, N. Caouren, and A. Khenchaf, "Modeling of roughness effects on electromagnetic waves propagation above sea surface using 3D parabolic equation," in *2009 IEEE International Geoscience and Remote Sensing Symposium*, vol. 2, pp. 817–820, July 2009.
- [87] D. E. Barrick, "Theory of HF and VHF Propagation Across the Rough Sea, 1, The Effective Surface Impedance for a Slightly Rough Highly Conducting Medium at Grazing Incidence," *Radio Science*, vol. 6, no. 5, pp. 517–526, 1971.
- [88] D. E. Barrick, "Theory of HF and VHF Propagation Across the Rough Sea, 2, Application to HF and VHF Propagation Above the Sea," *Radio Science*, vol. 6, no. 5, pp. 527–533, 1971.
- [89] K. H. Craig and M. F. Levy, "Parabolic equation modelling of the effects of multipath and ducting on radar systems," *IEE Proceedings F (Radar and Signal Processing)*, vol. 138, pp. 153–162, Apr. 1991.
- [90] T. Caillet, "Rapport ANFR sur les phénomènes de propagation anormale : propagation par conduit et réflexion/réfraction sur les couches élevées de l'atmosphère," tech. rep., 2015.
- [91] S. K. Podilchak, H. Leong, R. Solomon, and Y. M. M. Antar, "Radar cross-section modeling of marine vessels in practical oceanic environments for high-frequency surface-wave radar," in *2009 IEEE Radar Conference*, pp. 1–6, May 2009.
- [92] V. Fabbro, P. Combes, and a. N. Guillet, "Apparent Radar Cross Section of a Large Target Illuminated by a Surface Wave Above the Sea," *Progress In Electromagnetics Research*, vol. 50, pp. 41–60, 2005.
- [93] L. Piegl and W. Tiller, *The NURBS Book*. Monographs in Visual Communication, Berlin Heidelberg: Springer-Verlag, 1995.
- [94] M. I. Skolnik, *Radar Handbook, Third Edition*. McGraw-Hill Education, 2008.
- [95] "IEEE Standard for Definitions of Terms for Antennas," *IEEE Std 145-2013 (Revision of IEEE Std 145-1993)*, pp. 1–50, Mar. 2013.
- [96] P. Pouliguen and L. Desclos, "application de l'optique physique aux calculs de ser en champ proche," *Annales Des Télécommunications*, vol. 51, pp. 219–226, May 1996.

Gain des antennes et réflectivité des cibles en ondes de surface

Les radars HF (entre 3 et 30 MHz) ont la capacité de détecter des cibles au-delà de l'horizon radioélectrique. Des radars de ce type ont déjà été testés par l'ONERA, notamment plusieurs radars à ondes de surface (ROS). Cependant, certains aspects liés à la propagation en ondes de surface restent encore à l'étude. En effet, les ondes de surface se propagent en incidence rasante, dans deux milieux (l'air et la mer). Dans ce cas, l'onde ne peut pas être considérée comme plane et homogène. Ainsi, l'amplitude du champ électromagnétique ne suit pas la loi de décroissance habituelle, inversement proportionnelle à la distance. Par conséquent, les définitions classiques du gain et de la SER, établies pour une propagation en espace libre, ne sont alors théoriquement plus applicables. Par ailleurs, on sait bien que l'environnement d'utilisation des antennes de radars HF a une forte influence sur leurs caractéristiques de rayonnement. L'objectif de ces travaux de thèse est de répondre à plusieurs questions. Quelle est l'erreur réalisée, sur le bilan radar, en utilisant les définitions classiques de la SER et du gain ? Comment, en tirant à profit des connaissances sur la propagation en ondes de surface, peut-on améliorer les définitions de la SER et du gain ? Comment effectuer une caractérisation champ proche, en amplitude et phase, d'antennes HF en condition opérationnelle ?

Antenna gain and target reflectivity using surface waves

HF radars (between 3 and 30 MHz) have the ability to detect targets beyond the radar horizon. Radars of this type have already been operated by ONERA, including several surface wave radars (HFSWR). However, some aspects related to surface wave propagation are still under consideration. Thus, the surface waves propagate at grazing incidence, in two media (air and sea). In this case, the wave cannot be considered as plane and homogeneous. Also, the amplitude of the electromagnetic field does not obey the usual diminishing law, inversely proportional to the distance. Consequently, the classical definitions of gain and RCS (Radar Cross Section), which hold for free space propagation, are no longer theoretically applicable. Moreover, it is well known that the operating environment of HF radar antennas has a strong influence on their radiation characteristics. The objective of this thesis work is to answer several key issues. What is the error made, on the received power, when using the classical definitions of RCS and gain ? How, using the knowledge about surface wave propagation, can we improve the definitions of RCS and gain ? How to perform a near field characterization, in amplitude and phase, of HF antennas in operating condition ?