



HAL
open science

Propagation des Ondes Electromagnétiques par Modèles Split-Step: Problèmes Direct et Inverse

Rémi Douvenot

► **To cite this version:**

Rémi Douvenot. Propagation des Ondes Electromagnétiques par Modèles Split-Step: Problèmes Direct et Inverse. Electromagnétisme. Université Toulouse 3 Paul Sabatier, 2018. tel-01920961

HAL Id: tel-01920961

<https://theses.hal.science/tel-01920961>

Submitted on 13 Nov 2018

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.



Mémoire de HDR

En vue de l'obtention de

L'HABILITATION À DIRIGER DES RECHERCHES DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivrée par : *l'Université Toulouse 3 Paul Sabatier (UT3 Paul Sabatier)*

Soutenue le *8 novembre 2018* par :

Rémi DOUVENOT

**Propagation des Ondes Électromagnétiques par Modèles
Split-Step : Problèmes Direct et Inverse**

JURY

ALEXANDRE CHABORY	Enseignant-chercheur HDR	Examineur
PHILIPPE FERRARI	Professeur	Rapporteur
MARC HÉLIER	Professeur	Rapporteur
NATHALIE RAVEU	Professeure	Examinatrice
LAËTITIA THIRION	Ingénieure HDR	Examinatrice
BERNARD UGUEN	Professeur	Rapporteur

École doctorale et spécialité :

GEET : Électromagnétisme et Systèmes Haute Fréquence

Unité de Recherche :

École Nationale de l'Aviation Civile – Axe TELECOM-EMA

Parrainée par :

Alexandre Chabory

Rapporteurs :

Marc Hélier, Bernard Uguen et Philippe Ferrari

au Soleil, à la Lune.

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier Marc Hélier, Philippe Ferrari, et Bernard Uguen d'avoir relu ces travaux, ainsi que Nathalie Raveu et Laëtitia Thirion pour leur participation à mon jury de soutenance, et Alexandre Chabory qui a accepté de me parainner. Leurs retours bienveillants ont permis des échanges très enrichissants.

Ces travaux n'auraient pas vu le jour sans les personnes qui ont jalonné mon parcours. Je pense à Vincent Fabbro qui m'a encadré d'abord en stage avec Laurent Féral, puis en thèse avec Christophe Bourlier et Joseph Saillard. Il aura durablement marqué mon parcours de recherche, et je tiens à le remercier particulièrement.

Je tiens à saluer aussi Marc Lambert et Dominique Lesselier qui m'ont encadré en post-doctorat et m'ont énormément apporté.

Je remercie chaleureusement tous mes collègues de l'ENAC pour le plaisir que j'ai à travailler au quotidien avec eux.

Merci enfin à tous ceux qui ont croisé mon chemin, étudiants, stagiaires, doctorants ou collègues, et qui sauront se reconnaître.

Table des matières

Introduction Générale	1
1 Notice Individuelle	5
1.1 Curriculum Vitae	5
1.2 Enseignement	7
1.2.1 Les enseignements avant l'ENAC	7
1.2.2 Les enseignements à l'ENAC	7
1.2.3 Pédagogie	10
1.3 Recherche	11
1.3.1 Responsabilités d'expertises et d'études	11
1.3.2 Collaborations	11
1.3.3 Rayonnement scientifique	12
1.3.4 Activités d'encadrement	12
1.4 Autres activités et responsabilités	12
1.4.1 Station Tet-X	12
1.4.2 Site internet EMA	15
1.4.3 Représentant HAL	15
1.5 Liste des publications	16
2 Le Problème Direct – Modélisation de la Propagation	21
2.1 L'équation parabolique – formulation classique 2D	22
2.1.1 Introduction	22
2.1.2 Obtention de l'équation parabolique	22
2.1.3 Résolution de l'équation parabolique dans le vide	25
2.1.4 Résolution de l'équation parabolique en milieu complexe	26
2.1.5 Conclusion	30
2.2 L'équation parabolique – formulation auto-cohérente 2D	30
2.2.1 Introduction	30
2.2.2 Configuration et notations	31
2.2.3 L'auto-cohérence : équation de propagation discrète	31
2.2.4 Résolution de l'équation de propagation discrète	32
2.2.5 Simulations numériques	33
2.2.6 Conclusion	37
2.3 Propagation en 3D dans un domaine discret	38
2.3.1 Introduction	38
2.3.2 Équation de propagation	39
2.3.3 Le propagateur 3D-DSSF-DMFT	40
2.3.4 Simulations numériques	41
2.3.5 Conclusion	45
2.4 Propagation par split-step wavelet	45
2.4.1 Introduction	45
2.4.2 La transformée en ondelettes discrète	46

2.4.3	La méthode de propagation split-step wavelet	48
2.4.4	Conclusion	53
2.5	Applications aéronautiques et spatiales	54
2.5.1	Introduction	54
2.5.2	Modélisation d'une configuration de radio occultation	55
2.5.3	Perturbation des systèmes VOR par des parcs éoliens	57
2.5.4	Autres applications dans le domaine de la communication, navigation et surveillance	62
2.5.5	Conclusion	63
2.6	Conclusion du chapitre	64
3	Le Problème Inverse – Applications en Électromagnétisme	65
3.1	Généralités sur les problèmes inverses	66
3.1.1	Introduction	66
3.1.2	Formulation du problème	66
3.1.3	Un rapide tour des méthodes inverses	67
3.2	Inférence de la basse troposphère par inversion du fouillis de mer	72
3.2.1	Introduction	72
3.2.2	Les données VAMPIRA	76
3.2.3	Les données Wallops'98	77
3.2.4	Conduits inversibles	78
3.2.5	Quelle métrique pour la RFC?	81
3.2.6	Conclusion	85
3.3	Inversion de mesure de courants de Foucault pour le contrôle non destructif	86
3.3.1	Introduction	86
3.3.2	Méthode inverse retenue	87
3.3.3	Métamodèle	88
3.3.4	Résultats d'inversions	92
3.3.5	Conclusion	94
3.4	Conclusion du chapitre	94
4	Bilan et Projet de Recherche	95
4.1	Bilan	95
4.2	Projet de Recherche	96
4.2.1	Problèmes directs	97
4.2.2	Problèmes inverses	99
4.2.3	Partenariats et ouvertures scientifiques	101
A	Équation de propagation en coordonnées cylindriques	103
	Bibliographie	105

Introduction Générale

Avant propos

Dans ce manuscrit, j'ai réuni les travaux de recherche sur lesquels j'ai contribué, depuis mon doctorat jusqu'à mes plus récents travaux en tant qu'encadrant. Mes activités d'enseignement et d'encadrement sont de plus détaillées, démontrant je l'espère mon implication égale dans la recherche et l'enseignement. En suivant se trouvent un récapitulatif de mon parcours, la ligne directrice et le plan de ce manuscrit, rédigé dans le but de l'obtention de l'habilitation à diriger des recherches (HDR).

Parcours

Quand, en 2002, j'intègre l'ENAC en tant qu'étudiant, plusieurs filières me sont proposées. Par goût pour la physique, je m'oriente vers l'électromagnétisme et les antennes. À l'issue de cette formation, j'intègre le DEMR (Département ÉlectroMagnétisme et Radar) de l'ONERA pour y effectuer, sous la supervision de Vincent Fabbro (ONERA) et de Laurent Féral (Université Paul Sabatier, UPS), un stage sur l'inversion des données radar de fouillis de mer. Je suis attiré par le défi que représente le sujet et par sa forte composante mathématique.

Après l'obtention des diplômes d'ingénieur ENAC et de Master MEMO (Microondes, Électromagnétisme et Optoélectronique), c'est toujours sous la direction de Vincent Fabbro d'une part, et de Christophe Bourlier et Joseph Saillard (IREENA, Nantes) d'autre part, que je continue en thèse sur le même sujet de recherche. Ce stage et cette thèse sont pour moi l'occasion de me familiariser avec les méthodes de propagation, les problématiques de météorologie en milieu marin, et les méthodes d'inversion de données par optimisation ou apprentissage.

Ma thèse est soutenue en 2008. Mon président de jury est Dominique Lesselier, du laboratoire L2S situé à Supélec (Gif-sur-Yvette, plateau de Saclay). C'est sous sa direction et celle de son collègue Marc Lambert que je continue mon parcours par un postdoctorat de 18 mois dans leur laboratoire. Le thème de mes recherches au L2S est le contrôle non destructif, et plus particulièrement l'inversion de données de contrôle non destructif par courants de Foucault. J'y étoffe mes connaissances en optimisation avec notamment de nouvelles méta-heuristiques d'inversion et l'utilisation de métamodèles. C'est aussi l'oc-

casion de me familiariser avec la méthode des moments, utilisée pour la modélisation des courants de Foucault.

En 2011, je fais mon entrée à l'ENAC en tant qu'enseignant-chercheur dans l'équipe Électromagnétisme et Antennes (EMA). Dès lors, mes activités de recherche se sont orientées vers la propagation des ondes électromagnétiques sur de grandes scènes. Cette recherche aborde la propagation d'un point de vue purement théorique comme d'un point de vue pratique pour les systèmes de l'aviation civile, par exemple pour quantifier l'impact des éoliennes à proximité de balises de navigation VOR (VHF Omni-Range).

Ce poste me permet également d'exercer une activité d'enseignement. C'est un but que j'avais poursuivi dès le début de ma thèse comme en témoignent les nombreuses vacances que j'ai effectuées durant mon doctorat et mon postdoctorat, ainsi que ma qualification aux fonctions de Maître de Conférences en section CNU 63.

Ligne directrice de cette HDR

Les recherches que j'ai effectuées depuis le début de mon doctorat peuvent se classer en deux catégories qui se répondent. Mon premier axe principal, que l'on pourrait qualifier d'"historique", est celui des méthodes inverses appliquées à l'électromagnétisme. Il s'agit ici de la maîtrise théorique et d'une utilisation experte de méthodes d'inversion type "boîtes noires" telles que les algorithmes d'apprentissage ou les méthodes d'optimisation.

Ces recherches m'ont amené à m'intéresser à l'inversion de mesures et de simulation radar pour inférer le milieu, principalement avec des méthodes d'apprentissage. J'ai dans ce cadre utilisé des méthodes de plans d'expérience qui améliorent la représentativité statistique d'un échantillon en vue, par exemple, d'un apprentissage. D'autre part, ces méthodes d'apprentissage ont été utilisées pour le contrôle non destructif par courants de Foucault. J'ai de surcroît appliqué pour ce problème des techniques d'optimisation particulière. J'ai enfin abordé la théorie des métamodèles. Celles-ci permettent, après une phase d'apprentissage, de remplacer la méthode de simulation pour une approximation très rapide. Ici pour permettre l'utilisation de méthodes d'optimisation particulière (requérant de nombreuses simulations) dans un temps acceptable.

Ce bagage mathématique conséquent fut hautement profitable quand j'ai abordé ce qui s'avère être le second axe principal, à savoir la modélisation de la propagation des ondes à grandes distances. Je travaille en effet sur ces méthodes de modélisation depuis mon arrivée à l'ENAC. Quelques résultats mineurs ont été obtenus les premières années, jusqu'aux résultats plus importants de ces dernières années, avec notamment deux nouvelles méthodes de propagation qui ont été proposées.

Tout d'abord, la méthode de propagation par méthode split-step Fourier (SSF) a été redéveloppée dans un domaine discret. Une méthode SSF auto-cohérente a ainsi été proposée, en 2D et 3D. Dans un but d'accélération du calcul, une méthode basée sur une décomposition en ondelettes a de plus été développée. Cette technique basée sur une décomposition multi-échelle du signal et une propagation partiellement pré-calculée aboutit à une efficacité supérieure à la SSF.

Ces deux axes principaux de recherche se rejoignent dans la thématique de la caractérisation du canal de propagation. En effet, ils correspondent aux deux faces de la même pièce : le problème direct – l’impact du canal – et le problème inverse – l’inférence de ce canal.

C’est donc bien naturellement que ce manuscrit s’attarde dans un premier temps sur le problème direct, à savoir la modélisation de la propagation et son application à des problèmes concrets, avant de s’orienter vers le problème inverse, c’est-à-dire les méthodes d’inversion et leur application en électromagnétique.

Plan

Chapitre 1 - Notice individuelle

Cette notice individuelle inclut une synthèse de mes activités en d’abord en terme d’enseignement et de pédagogie, puis en terme de recherche et d’expertise. Mes autres activités et responsabilités transversales sont enfin abordées.

Chapitre 2 - Le Problème Direct – Modélisation de la Propagation

Dans ce chapitre, les contributions auxquelles j’ai participé dans le domaine de la modélisation de la propagation et ses applications sont présentées. Ces problèmes sont dits “directs” puisque le but est de modéliser l’impact du canal de propagation sur le champ électromagnétique s’y propageant.

Afin d’introduire le propos et de situer les contributions des méthodes que nous avons proposées, la théorie de la méthode split-step Fourier pour la résolution de l’équation parabolique est d’abord rappelée. Nous avons redéveloppé la méthode SSF dans un domaine discrétisé, aboutissant à une formulation dite auto-cohérente. Cette méthode a ensuite été étendue à une configuration 3D en coordonnées cylindriques. De plus, nous avons proposé une méthode similaire à la SSF mais basée sur les décompositions en ondelettes, et accélérant ainsi le temps de calcul des simulations. Cette méthode est proposée en 2D et validée pour modéliser la propagation en milieu complexe. Enfin, des applications des méthodes de propagation sont présentées, parmi lesquelles la radio occultation et la modélisation des signaux VOR en présence de d’éoliennes.

Chapitre 3 - Le Problème Inverse – Méthodes Inverses et Applications en Électromagnétisme

Dans ce chapitre, mes travaux sur les problèmes inverses en électromagnétisme sont exposés. Je me suis penché sur deux problèmes spécifiques, à savoir la “refractivity from clutter” (RFC) et le contrôle non destructif (CND). Il s’agit à chaque fois d’inférer des caractéristiques du canal de propagation entre un émetteur et un récepteur à partir du signal mesuré, émetteur et récepteur étant colocalisés dans le cas du radar.

Dans un premier temps, je présente quelques généralités sur les problèmes inverses. En particulier, la formulation mathématique est introduite, et un tour des méthodes inverses

utilisées durant mes recherches est proposé. La seconde section est dédiée à mes travaux sur la RFC, avec les résultats que j'ai obtenus sur l'inversion de données mesurées, et les résultats d'étude plus amont sur le dimensionnement d'un système RFC. Enfin, mes travaux sur le CND sont exposés. La méthode inverse basée sur un métamodèle est présentée, puis des résultats sont présentés.

Bilan et projet de recherche

Dans ce dernier chapitre, le bilan est fait sur mes activités de recherche. Un projet de recherche pour les années futures est de plus présenté en cohérence avec mes compétences acquises et les problèmes qui me motivent en cohérence avec les besoins des domaines de l'aéronautique et du spatial.

Chapitre 1

Notice Individuelle

Dans ce premier chapitre, je présente mon parcours. Dans un premier temps de manière synthétique avec mon curriculum vitae. Ensuite, la deuxième partie est dédiée à mes activités liées à l'enseignement. Puis, mon activité scientifique incluant les projets et encadrements est exposée dans la troisième partie. La quatrième partie est dédiée à mes activités annexes participant au fonctionnement et/ou au rayonnement de l'ENAC. La liste de mes publications clot ce chapitre.

1.1 Curriculum Vitae

Statut & État civil

Enseignant-chercheur à l'ENAC
ENAC, Département SINA, TELECOM-EMA, Toulouse, France

Né le 19/05/1982 à Chartres (28)
Nationalité française, marié, deux enfants

Téléphone : +33 5 62 17 42 67
Mail : remi.douvenot@recherche.enac.fr

Axes de recherche

Modélisation électromagnétique, split-step Fourier, split-step wavelet, propagation atmosphérique, méthodes inverses, systèmes de communications, navigation et surveillance, refractivity from clutter, contrôle non destructif.

Formation et diplômes

2000	Baccalauréat scientifique Mention Bien, lycée Édouard Branly de Dreux
2000-2002	Classes préparatoires scientifiques MPSI puis MP (Mathématiques et Sciences Physiques) Lycée Pierre de Fermat, Toulouse
2005	Master recherche MEMO Micro-Ondes, Électromagnétisme et Opto-électronique Mention Bien, Université Paul Sabatier (UPS), Toulouse
2005	Diplôme d'ingénieur ENAC Promotion L02, spécialité électronique, option micro-ondes, Toulouse
2008	Doctorat de l'Université de Nantes Spécialité : Électronique & Génie Électrique Mention Très honorable
2009	Qualification aux fonctions de Maître de Conférences 63 ^e section : électronique, optronique et systèmes

Parcours professionnel

2005-2008	Doctorat de l'Université de Nantes <i>Estimation des variations de l'indice de réfraction par inversion des échos radars de mer : application à la prédiction de la couverture des systèmes électromagnétiques embarqués sur navire</i> ONERA et Université de Nantes, bourse DGA-CNRS Encadré par Vincent Fabbro, Christophe Bourlier et Joseph Saillard
2009-2010	Post-doctorat <i>Mesure de défauts par inversion de données mesurées par méthode des courants de Foucault.</i> L2S – Laboratoire des Signaux et Systèmes (CNRS - SUPELEC - Univ. Paris-Sud), Gif-sur-Yvette, France
2011-aujourd'hui	Enseignant-chercheur en électromagnétisme Laboratoire ENAC, équipe TELECOM, axe Électromagnétisme et Antennes, Toulouse, France

Encadrements

Encadrements de stages	12
Encadrements de thèses	4 dont 2 soutenues
Encadrements de post-doctorants	1

Production scientifique

Livre	1
Articles de revues internationales publiés ou acceptés	9
Articles de conférences internationales à comité de lecture	26
Articles de conférences nationales et autres communications	15

1.2 Enseignement

Dans cette partie est détaillé l'ensemble de mes activités d'enseignement, aussi bien en termes de charges que de responsabilités pédagogiques.

1.2.1 Les enseignements avant l'ENAC

Avant mon recrutement à l'ENAC en mars 2011, j'ai participé à des enseignements durant ma thèse dans plusieurs établissements pour des niveaux L3 à M2. J'ai de plus prodigué des cours à l'IUT de Cachan durant mon postdoctorat à des étudiants de niveau L1. Ces enseignements sont détaillés dans le tableau 1.1.

Période	Formation	Niveau	Matière	Volume
2006-2008	Ingénieur ISAE (campus ENSICA)	M1	Antenne et propagation	11h00 TD
2006-2007		M1	Transmission du signal	12h30 TD
2006-2007	Master EEA (univ. Toulouse III)	M1	Théorie de l'information	22h00 TP
2006-2007		M1	Analyse spectrale	22h00 TP
2007-2008	Ingénieur ENAC	L3	Signal déterministe	8h00 TD
2007-2008		L3	Optimisation non linéaire	20h00 TD + 8h00 TP
2007-2008		L3	Calcul numérique	24h00 TP
2007-2008		L3	Probabilités	32h00 TD + 16h00 TP
2006-2008		M1	Processus stochastiques	22h00 TD
2009-2010	IUT Cachan	L1	Mathématiques	21h00 cours
		L1	Physique	12h00 cours

TABLE 1.1 – Enseignements prodigués sur la période 2006-2010.

1.2.2 Les enseignements à l'ENAC

Présentation succincte des cursus Avant de détailler les cours que je donne à l'ENAC, voici une rapide présentation des cursus dans lesquels j'interviens et de leurs acronymes associés. La formation ingénieurs ENAC (IENAC) est composée, en première année (L3) d'environ 120 étudiants. À partir de la seconde année (M1), ils sont répartis en 4 majeures portant sur les opérations aériennes et sécurité (OPS), les systèmes informatiques du transport aérien (SITA), les systèmes avioniques (AVI), et les télécommunications aéronautiques et spatiales (SAT). J'interviens principalement dans cette dernière.

Durant la majeure SAT, en début de 3^{ème} année (M2), les étudiants choisissent entre deux approfondissements, à savoir *aerospace radio-engineering* (ARE) ou *signal et navigation* (SigNav).

Ces majeures sont complétées par des mineures, à raison d'une par semestre choisies à la carte parmi un large choix. Elles peuvent consister en des approfondissements de la majeure choisie, ou au contraire être des mineures d'ouverture correspondant aux majeures non suivies ou à des domaines connexes tels que l'économie.

Des Masters of Science diplômant au niveau M2 et des Mastères Spécialisés proposés aux personnes titulaires d'un M2 souhaitant durant une année découvrir ou approfondir un domaine sont de plus proposés. Les populations visées sont principalement étrangères. Les promotions en interaction avec moi sont :

- l'ensemble des IENAC première année ;
- la majeure SAT ;
- la mineure GNSS ;
- le Master *Aerospace Systems - Navigation and Telecommunications* (ASNAT) ;
- le Mastère Spécialisé *Air Navigation System Engineering and Operations* (ANSEO) ;
- le Mastère Spécialisé *Unmanned Aircraft Systems Services and Management* (UASSM).

Détail des cours À mon arrivée à l'ENAC, en 2011, ma charge d'enseignement devient bien entendu plus importante. Je suis principalement responsable des cours sur les composants RF pour les IENAC. Lors de la refonte de la formation, en 2015, j'ai créé le cours d'électromagnétisme aux étudiants ingénieurs de première année, ce qui mènera à la publication du livre *Électromagnétisme pour les Télécommunications* aux éditions Cépaduès [L1]. De plus, cette refonte a été l'occasion pour moi de modifier totalement l'enseignement de la théorie des lignes et des radiocommunications pour les étudiants de la majeure SAT. J'ai ainsi hérité de l'enseignement principal de cette matière.

L'ensemble des cours que je donne actuellement est énuméré dans le tableau 1.2 pour un total de 214 HETD (heures équivalent TD). La colonne *Matière* donne l'intitulé du cours. *Formation* indique la population concernée. *Implication* détaille les tâches dans la création et l'animation du cours. Enfin, la colonne *Volume* donne le temps en présentiel pour la matière avec les étudiants. Les cours dont je suis le professeur référent (c'est-à-dire définissant le contenu et assurant l'animation du cours) ont leur intitulé en gras.

Outre les enseignements traditionnels sous forme de cours magistraux, travaux dirigés et travaux pratiques, je participe à diverses soutenances, à l'encadrement des projets de synthèse et aux tutorats des stages de fins d'études (suivi des étudiants lorsqu'ils sont en stage en entreprise) (tableau 1.3).

Matière	Formation	Implication	Volume
Culture aéronautique	IENAC Tronc commun		6h Tutorat
Ondes et propagation dans les systèmes aéronautiques	IENAC Tronc commun	<ul style="list-style-type: none"> • co-rédaction du support de cours • rédaction d'une partie des TD 	14h cours 6h TD
Signal déterministe	IENAC Tronc commun		12h TD
Radiocommunications	IENAC Majeure SAT	<ul style="list-style-type: none"> • co-rédaction du support de cours • rédaction des TD • co-rédaction des TP 	16h cours 6h TP
Propagation guidée	IENAC Majeure SAT		10h TD
Antennes	IENAC Majeure SAT		6h TD
Systèmes passifs hyperfréquences	IENAC Majeure SAT	<ul style="list-style-type: none"> • rédaction du support de cours • création d'un apprentissage par projet (APP) • rédaction des TD 	6h cours 10h APP 6h Tutorat
Méthodes de simulation électromagnétique	IENAC Majeure SAT Spécialité ARE		14h TP
Systèmes actifs hyperfréquences	IENAC Majeure SAT	<ul style="list-style-type: none"> • rédaction du support de cours 	10h cours
Électromagnétisme avancé	IENAC Majeure SAT Spécialité ARE	<ul style="list-style-type: none"> • co-rédaction du support de cours 	2h cours
Canal de propagation	IENAC Majeure SAT		4h TD
Traitement d'antennes	IENAC Majeure SAT		4h TD
Electromagnetics	M.Sc. GNSS	<ul style="list-style-type: none"> • cours en anglais 	8h cours 4h TD
Antennas	M.Sc. GNSS + IENAC Mineure GNSS	<ul style="list-style-type: none"> • cours en anglais 	8h cours
Basics on antennas and propagation	Master ANSEO	<ul style="list-style-type: none"> • cours en anglais 	6h cours
Link budget	Master ANSEO	<ul style="list-style-type: none"> • cours en anglais • co-rédaction du support de cours 	6h cours 3h TP
Basics on antennas and propagation	Master UASSM	<ul style="list-style-type: none"> • cours en anglais 	6h cours

TABLE 1.2 – Charge d'enseignement annuelle à l'ENAC (année 2017-2018) – 214 HETD.

Matière	Formation	Implication	Volume
Projets de Synthèse	IENAC	• définition des sujets	environ 6 par an
	Majeure SAT Semestres 8 et 9	• encadrement des étudiants	
Tutorats de stages de fin d'études	IENAC	• suivi du stage	environ 5 par an
	Majeure SAT Semestre 10	• visite en entreprise	
Soutenances de projets et stages	IENAC		environ 15 par an
	Majeure SAT Semestres 8, 9, 10		

TABLE 1.3 – Tutorat, suivi des étudiants et soutenances.

1.2.3 Pédagogie

Mon investissement dans l'enseignement se traduit notamment par un fort intérêt pour les méthodes pédagogiques innovantes. Je suis identifié à l'ENAC comme l'un des enseignants les plus actifs sur le sujet. Cela se traduit tant par la forme originale que peuvent prendre certains de mes cours que par ma participation aux comités de pilotage de l'école sur la pédagogie et la synergie entre enseignement et recherche.

Apprentissage par problème L'ENAC propose une formation sur l'apprentissage par projet/problème (APP) [1]. Ayant suivi celle-ci, je donne aujourd'hui un APP de ma création (en filtres radiofréquences) et je participe à deux APP supplémentaires (Préparation d'un vol et Amplificateur différentiel). Le principe de l'APP est de remplacer le cours magistral par une situation-problème que les étudiants doivent résoudre en groupe. Si le groupe de travail est organisé, que l'APP est correctement rédigé, et qu'un tuteur formé suit ce travail de groupe, les étudiants acquièrent par eux-mêmes les compétences en résolvant le problème. Cette méthode d'apprentissage active permet un investissement plus important des étudiants et entraîne une connaissance plus durable grâce au caractère actif de l'apprentissage. Il nécessite en contrepartie un investissement important de la part du rédacteur de l'APP.

Boîtiers de vote Une autre technique d'enseignement non conventionnelle que je pratique consiste en l'apprentissage participatif par le biais de boîtiers de vote permettant d'améliorer la qualité et le dynamisme de cours magistraux [2]. Le principe est de régulièrement questionner les étudiants sous forme d'un QCM durant le cours afin de vérifier si les notions sont comprises. Là encore, une formation spécifique permet de faire discuter par séquences les étudiants entre eux afin de les faire réfléchir sur les notions vues en cours et permettre une meilleure assimilation des connaissances. J'ai participé aux tests de cette méthode à l'ENAC pour l'enseignement "Ondes et propagation" que je donne à une population de 120 à 130 étudiants. Je continue d'utiliser cette méthode et d'en améliorer mon utilisation, avec d'excellents retours des étudiants.

COPIL Pédagogie En 2015, un comité de pilotage sur la pédagogie (COPIL “conseil pédagogie”) a été créé à l’ENAC. De par mon investissement dans les méthodes pédagogiques, la direction de mon département (SINA, Sciences et Ingénierie de la Navigation Aérienne) a souhaité que je la représente au COPIL.

COPIL Synergie enseignement-recherche En 2017, un comité de pilotage sur la synergie entre recherche et enseignement à l’ENAC (COPIL “synergie E-R”) a été créé à l’ENAC. J’y suis un représentant des enseignants-chercheurs.

1.3 Recherche

1.3.1 Responsabilités d’expertises et d’études

Les expertises et études sur lesquelles je suis intervenu à l’ENAC sont listées ci-après. D’abord celles dont j’ai assuré la responsabilité de l’étude :

- Étude du revêtement d’un bâtiment pour dévier la réflexion des ondes dans le cadre du projet “Festival”. *Financement ADP, 2011.*
- Definition of the retrievable ducts and analysis of an appropriate distance for Refractivity From Clutter. *Financement ONERA (dans le cadre d’un accord franco-allemand impliquant le FHR, WTD 71, la DGA et l’ONERA), 2015.*
- Étude de l’impact de modules solaires sur le radar primaire de l’aéroport de Lyon-Saint-Exupéry. *Financement Futures Énergies, 2016.*

Puis celles pour lesquelles je suis intervenu en support d’un responsable :

- Étude de l’impact de panneaux solaires sur le radar primaire de l’aéroport de Lyon-Saint-Exupéry. *Financement Maia-Solar, 2014.*
- AGATHA (Assessment of General Aviation & Small Airport Technology Innovation & Adaptation for Harmonization of the ATM System). *Financement SESAR, réalisée en collaboration avec le groupe recherche RESCO de l’ENAC, supervision par Eurocontrol, 2014.*
- Modélisation de la propagation de l’onde de sol en environnement contraint pour les bandes HF. *Financement Diginext, 2016.*
- GESTA GSA Engineering Support to SBAS DFMC Standardisation Activities. Task 2210 : Ionospheric models definition. *Financement GSA, 2018.*

Plusieurs de ces études illustrent le fait que l’ENAC a vocation à venir en support de la DGAC/DTI pour la résolution de problèmes de propagation impactant les systèmes de l’aviation civile.

1.3.2 Collaborations

Depuis que je suis enseignant-chercheur à l’ENAC, mes principales collaborations sont :

- *Au niveau de l'ENAC* : axes de recherche SigNav et ResCo.
- *Au niveau national* : DGAC/DTI (Direction Générale de l'Aviation Civile, Direction de la Technique et de l'Innovation), l'ISAE, l'ONERA, le CNES, Diginext.

Toutes ces collaborations ont donné lieu soit à des participations communes à des projets, soit à des publications, soit à des co-encadrements de stages et/ou de thèses.

1.3.3 Rayonnement scientifique

Les données listées ci-dessous illustrent mon rayonnement scientifique :

- Participation aux jurys de thèse de Ludovic Claudepierre (2015) et Hang Zhou (2018) en tant qu'examinateur et encadrant.
- Relecteur pour des revues : IEEE Transactions on Antennas and Propagation, Radio Science, Journal of Atmospheric and Oceanic Technology, Journal of the Atmospheric Sciences.
- Relecteur pour les conférences : EuCAP, COMPUMAG.

1.3.4 Activités d'encadrement

Mes activités d'encadrement sont recensées sous forme de tableaux dans cette section. Les pourcentages sont donnés en accord avec les autres encadrants.

Comme indiqué dans le tableau 1.4, j'ai participé à l'encadrement de 4 thèses, dont 2 soutenues et 2 en cours. Pour Hang Zhou, j'ai été le directeur de thèse à titre dérogatoire. J'ai de plus encadré un post-doctorant. Enfin, le tableau 1.5 recense les 7 stages de fin d'études diplômant au niveau M2 que j'ai co-encadrés.

1.4 Autres activités et responsabilités

En sus de mes activités d'enseignement et de recherche, je participe à d'autres activités contribuant à la collectivité ENAC ou plus spécifiquement à l'axe de recherche.

1.4.1 Station Tet-X

Le programme JANUS (Jeunes en Apprentissage pour la réalisation de Nanosatellites au sein des Universités et des écoles de l'enseignement Supérieur) du CNES promeut le développement de nanosatellites par des étudiants. Le CNES est responsable du développement de l'un d'entre eux, EyeSat, dont le but est de photographier depuis l'espace la lumière zodiacale (diffusée par la poussière présente à l'elliptique) à plusieurs longueurs d'onde.

Dans ce cadre, le CNES a cédé à l'ENAC une station sol bande X, la Tet-X, pour servir

Période	Détails
2012-2015	<p>Ludovic Claudepierre [J7, J9] [C20, C24, C25, C26] <i>Simulateur électromagnétique d'erreur VOR par méthodes déterministes : Application aux parcs éoliens</i> Doctorat de l'INP-Toulouse (ED-GEET), financement DGAC/ENAC Directeur de thèse : C. Morlaas (50%), co-directeur : R. Douvenot (50%) Soutenue le 10 décembre 2015</p>
2014-2018	<p>Hang Zhou [J8] [C27, C28, C29] <i>Accurate and fast electromagnetic propagation modelling in discrete domains and using wavelet decompositions.</i> Doctorat de l'Université Paul Sabatier (ED-GEET), financement CAUC/ENAC Directeur de thèse : R. Douvenot (50%), co-directeur : A. Chabory (50%) Soutenue le 6 avril 2018</p>
2015	<p>Kevin Elis [J6] [C21] <i>A ray-tracing study to identify the ducts retrievable by RFC</i> Post-Doctorat, financement FHR, WTD71, DGA-MI, et ONERA Encadrants : R. Douvenot (50 %) et V. Fabbro (ONERA) (50 %)</p>
2016-2019	<p>Seif Ben Hassine [C32] <i>Modélisation de l'effet des éoliennes sur les équipements de radionavigation et surveillance</i> Doctorat de l'Université Paul Sabatier (ED-GEET), financement DGAC/Région Directeur de thèse : A. Chabory (33 %), co-directeur : C. Morlaas (33 %) Encadrant : R. Douvenot (33 %) en cours</p>
2017-2020	<p>Thomas Bonnafont <i>Long-range propagation of radiowaves in 3D using the Split-Step Wavelet</i> Doctorat de l'Université Paul Sabatier (ED-GEET), financement DGA/ENAC Directeur de thèse : A. Chabory (50 %), co-directeur : R. Douvenot (50 %) en cours</p>

TABLE 1.4 – Liste des thèses et post-doctorat encadrés

de station sol du centre de mission à EyeSat. La partie logiciel de celle-ci est obsolète et nécessite un travail conséquent de remise à neuf. Ce travail, entamé en 2014, est effectué par des étudiants, principalement ENAC, sous ma co-direction.

L'activité Tet-X entre avant tout dans un cadre pédagogique, puisqu'elle permet à des étudiants de se former sur un système fonctionnel. Elle participe de plus au rayonnement de l'ENAC, qui est une des rares écoles à disposer d'une station sol en bande X, la seule en France à ma connaissance.

J'ai été responsable de cette activité les deux premières années. En plus de l'encadrement d'étudiants, cela a consisté à accompagner la cession de l'équipement du CNES vers l'ENAC, puis les travaux de remontage de l'antenne à l'ENAC. J'ai aujourd'hui passé la main quant à la responsabilité de cette activité, tout en continuant l'encadrement de stagiaires.

Dans le cadre de l'activité Tet-X, j'ai co-encadré 5 étudiants ENAC en césure, entre leur 2^{ème} et 3^{ème} années. Ces césures sont résumées dans le tableau 1.6.

Date	Nom	Détails	Durée
2012	Khalil Boukhobza	<i>Influence de l'état d'un radôme sur les performances d'un radar secondaire Mode S</i> Étudiant ENAC, stage DGAC/DTI Encadrants : R. Douvenot (33 %), C. Morlaas (33 %), A. Chabory (33 %)	5 mois
2012	Andrea Moro	<i>Analysis of VOR bearing errors in presence of wind turbines</i> Université de l'Aquila (Italie), stage ENAC Encadrants : R. Douvenot (50 %), A. Chabory (50 %)	5 mois
2014	Hang Zhou	<i>Implementation of a simulator of electromagnetic propagation in airport environment</i> Étudiant ENAC, stage ENAC Encadrants : R. Douvenot (33 %), A. Chabory (33 %), B. Spitz (33 %)	5 mois
2016	Wendy Dessart	<i>Implementation of an electromagnetic propagation simulator in an airport environment</i> Étudiant ENAC, stage ENAC Encadrants : R. Douvenot (50 %), B. Spitz (50 %)	5 mois
2016	Lucas Roux	<i>Modélisation de la propagation de l'onde de sol en environnement contraint pour les bandes HF</i> Étudiant ENAC, stage Diginext Encadrants : R. Douvenot (33 %), A. Chabory (33 %), Frédéric Lamole (33 %)	5 mois
2017	Boris Vodounon	<i>Développement du logiciel de supervision de la station sol Tet-X</i> Étudiant SUP Galilée, stage CNES/ENAC Encadrants : C. Maréchal (33 %), P. Brochet (33 %), R. Douvenot (50 %)	5 mois
2017	Romain Bertrand	<i>Ionospheric propagation of GNSS signals using the split-step wavelets algorithm for radio-occultation [C31]</i> Étudiant ENAC, stage CNES Encadrants : R. Douvenot (50 %), A. Chabory (25 %), S. Rougerie (25 %)	6 mois

TABLE 1.5 – Liste des stages de fin d'études encadrés.

Notons enfin que la start-up Anywaves avec laquelle collabore notre groupe de recherche et qui développe des antennes pour drones et nanosatellites s'installe en ce moment dans les locaux de l'ENAC. Sans en être la condition nécessaire ni même l'élément déclencheur, l'activité Tet-X renforce la légitimité et offre une cohérence globale à l'accueil de cette start-up au sein de l'école.

2014 2015	Fabien Nusbaum	<i>Adaptation de la station sol Tet-X pour réception des signaux du nanosatellite EyeSat</i> Étudiant ENAC, stage CNES-ENAC Encadrants : R. Douvenot (25 %), A. Blais (25 %), P. Brochet (25 %), A. Ressouche (25 %)	11 mois
2015 2016	Camille Chomel	<i>Développement d'un logiciel de pilotage pour l'antenne de la station sol Tet-X</i> Étudiant ENAC, stage CNES-ENAC Encadrants : R. Douvenot (25 %), A. Blais (25 %), P. Brochet (25 %), A. Ressouche (25 %)	11 mois
2015 2016	Nathan Boucher	<i>Amélioration du logiciel de contrôle du modulateur de la station sol Tet-X</i> Étudiant ENAC, stage CNES-ENAC Encadrants : R. Douvenot (25 %), A. Blais (25 %), P. Brochet (25 %), A. Ressouche (25 %)	11 mois
2017 2018	Florian Liehn	<i>Interface entre les équipements du satellite Eyesat et Consolidation du pilotage de la station Tet-X</i> Étudiant ENAC, stage CNES-ENAC Encadrants : R. Douvenot (25 %), A. Blais (25 %) P. Brochet (25 %), A. Ressouche (25 %)	11 mois
2017 2018	Camille Sanchez	<i>Développement du centre de mission Tet-X pour la mission Eyesat</i> Étudiant ENAC, stage CNES-ENAC Encadrants : P. Brochet (25 %), A. Ressouche (25 %), R. Douvenot (25 %), A. Blais (25 %)	11 mois

TABLE 1.6 – Liste des stages de césure Tet-X encadrés.

1.4.2 Site internet EMA

C'est moi qui ai développé le site internet de l'axe TELECOM-EMA et qui suis chargé de le maintenir à jour, notamment pour les offres de stages et de thèses d'une part, pour l'annuaire d'autre part, et surtout pour la bibliographie de l'axe de recherche et de chacun de ses membres. Ce site est disponible à l'adresse <http://ema.recherche.enac.fr/>.

1.4.3 Représentant HAL

L'ENAC dispose d'une page HAL. Sa philosophie est d'y recenser toutes les publications de l'ENAC et le plus de textes intégraux possibles. Pour que l'information circule entre les équipes et la bibliothèque chargée de la page HAL-ENAC, chaque axe de recherche a un interlocuteur privilégié. Je suis celui de TELECOM-EMA. Cette activité est complémentaire de la gestion du site internet dont les publications sont maintenues à jour via la page HAL-ENAC.

1.5 Liste des publications

Ci-dessous se trouve la liste de mes publications, classées par type et par année. J’y ai ajouté un paragraphe dédié aux rapports, principalement de thèse et de postdoctorat, que j’ai rédigés ou pour lesquels j’ai participé à l’encadrement, et dont les résultats sont cités dans ce manuscrit.

Livres

- [L1] A. Chabory and R. Douvenot, *Électromagnétisme pour les Télécommunications*. Cépaduès, 2014.

Journaux

- [J1] R. Douvenot, V. Fabbro, P. Gerstoft, C. Bourlier, and J. Saillard, “A duct mapping method using least squares support vector machines,” *Radio Science*, vol. 43, pp. 1–12, RS6005, 2008.
- [J2] R. Douvenot, V. Fabbro, C. Bourlier, J. Saillard, H.-H. Essen, H. Fuchs, and J. Foerstoer, “Retrieve the evaporation duct height by least-squares support vector machine algorithm,” *Journal of Applied Remote Sensing*, vol. 3, pp. 1–15, 033503, 2009.
- [J3] R. Douvenot and V. Fabbro, “On the knowledge of radar coverage at sea using real time refractivity from clutter,” *IET Radar, Sonar and Navigation*, vol. 4, pp. 293–301, 2010.
- [J4] R. Douvenot, V. Fabbro, P. Gerstoft, C. Bourlier, and J. Saillard, “Real time refractivity from clutter using a best fit approach improved with physical information,” *Radio Science*, vol. 45, pp. 1–13, RS1007, 2010.
- [J5] R. Douvenot, M. Lambert, and D. Lesselier, “Adaptive metamodels for crack characterization in eddy-current testing,” *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 47, pp. 746–755, 2011.
- [J6] R. Douvenot, V. Fabbro, and K. Elis, “Parameter-based rules for the definition of detectable ducts for an RFC system,” *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 62, pp. 5696–5705, 2014.
- [J7] L. Claudepierre, R. Douvenot, A. Chabory, and C. Morlaas, “Assessment of the shadowing effect between windturbines at VOR and radar frequencies,” *Forum for Electromagnetic Research Methods and Application Technologies (FERMAT)*, vol. 13, p. 6 pp., 2016.
- [J8] H. Zhou, A. Chabory, and R. Douvenot, “A 3-D split-step Fourier algorithm based on a discrete spectral representation of the propagation equation,” *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 65, no. 4, pp. 1988–1995, 2017.

- [J9] L. Claudepierre, R. Douvenot, A. Chabory, and C. Morlaas, “A deterministic VOR error modelling method – Application to wind turbines.,” *IEEE Transactions on Aerospace and Electronic Systems*, vol. 53, pp. 247–257, 2017.

Conférences

- [C1] R. Douvenot, V. Fabbro, C. Bourlier, and J. Saillard, “Radar coverage prediction over ocean : Duct mapping using least squares support vector machines,” in *First European Conference on Antennas and Propagation (EuCAP 2006)*, (Nice, France), pp. 1–6, Nov. 2006.
- [C2] R. Douvenot, V. Fabbro, C. Bourlier, J. Saillard, and Y. Hurtaud, “Refractivity from clutter : comparison between genetic algorithm and support vector machine methods,” in *workshop EPNAV (Up to date Environment Picture for prediction of NAVal system performances)*, (Bruxelles), 2006.
- [C3] R. Douvenot, V. Fabbro, H.-H. Fuchs, H. Essen, C. Bourlier, J. Saillard, and Y. Hurtaud, “Retrieving evaporation duct heights from measured propagation factors,” in *2007 IET International Conference on Radar Systems*, (Edinburgh), pp. 1–5, Oct. 2007.
- [C4] R. Douvenot, V. Fabbro, C. Bourlier, J. Saillard, H.-H. Fuchs, H. Essen, and J. Förster, “Determination of evaporation duct heights by an inverse method,” in *Proc. SPIE*, vol. 67470Q, (Florence), pp. 1–6, Sept. 2007.
- [C5] H. Essen, H.-H. Fuchs, A. Pagels, S. Stanko, J. Förster, V. Fabbro, and R. Douvenot, “Assessment of millimeterwave propagation over sea by experiment and simulation,” in *The Second European Conference on Antennas and Propagation, 2007 (EuCAP 2007)*, (Edinburgh), pp. 1–4, Nov. 2007.
- [C6] R. Douvenot, V. Fabbro, C. Bourlier, and J. Saillard, “Inverse methods for refractivity from clutter,” in *2008 International Conference on Radar*, (Adelaide), pp. 488–491, Sept. 2008.
- [C7] R. Douvenot, V. Fabbro, C. Bourlier, J. Saillard, H.-H. Fuchs, and H. Essen, “Refractivity from clutter applied on VAMPIRA and Wallops’98 data,” in *2008 International Conference on Radar*, (Adelaide), pp. 482–487, Sept. 2008.
- [C8] R. Douvenot, V. Fabbro, C. Bourlier, and J. Saillard, “A real-time RFC system for radar coverage prediction,” in *International Radar Conference - Surveillance for a Safer World, 2009*, (Bordeaux), pp. 1–4, Oct. 2009.
- [C9] R. Douvenot, M. Lambert, and D. Lesselier, “Bases de données séquentielles et méthodes inverses appliquées au CND par courants de Foucault,” in *Réunion plénière Interférences d’Ondes du GDR Ondes*, (Paris), pp. 161–162, 2009.
- [C10] R. Douvenot, M. Lambert, and D. Lesselier, “Utilisation de méthodes d’optimisation appliquées au contrôle non destructif,” in *workshop Optimeo*, (Paris), 2009.
- [C11] R. Douvenot, M. Lambert, and D. Lesselier, “Particle optimization with metamodel for crack characterization,” in *2010 URSI International Symposium on Electromagnetic Theory (EMTS)*, (Berlin), pp. 887–890, Aug. 2010.

- [C12] R. Douvenot, M. Lambert, and D. Lesselier, “Optimisation particulière par métamodèle appliquée au CND par courants de Foucault,” in *Réunion plénière Interférences d’Ondes du GDR Ondes*, (Nice, France), Oct. 2011.
- [C13] R. Douvenot, M. Lambert, and D. Lesselier, “Metamodels as input of an optimization algorithm for solving an inverse eddy current testing problem,” in *Electromagnetic Non-Destructive Evaluation (XIV)* (T. Chady, S. Gratkowski, T. Takagi, and S. S. Udpa, eds.), *Studies in Applied Electromagnetics and Mechanics*, pp. 71–78, Szczecin, Poland : IOS Press, June 2011.
- [C14] R. Douvenot, A. Chabory, C. Morlaas, and B. Souny, “Matrix split-step resolution for propagation based on an exact spectral formulation,” in *ICEAA*, (Cape Town), pp. 1–4, July 2012.
- [C15] A. Chabory, C. Morlaas, R. Douvenot, and B. Souny, “An exact spectral representation of the wave equation for propagation over a terrain,” in *ICEAA*, (Cape Town), pp. 1–4, Sept. 2012.
- [C16] A. Chabory, C. Morlaas, R. Douvenot, and B. Souny, “Reduction of the sensor number in distributed vector-antennas for 3D direction finding,” in *Antem*, (Toulouse, France), pp. 1–5, June 2012.
- [C17] R. Douvenot, C. Morlaas, and A. Chabory, “A theoretical study of the boundary conditions for parabolic equation,” in *APWC*, (Torino), pp. 1–4, Sept. 2013.
- [C18] A. Chabory, C. Morlaas, and R. Douvenot, “An exact vectorial spectral representation of the wave equation for propagation over a terrain in 3D,” in *APWC*, (Torino), pp. 1–4, Sept. 2013.
- [C19] R. Douvenot, V. Fabbro, and Y. Hurtaud, “The detectable double atmospheric ducts for RFC,” in *IEEE Antenna and Propagation Society International Symposium*, pp. 1116–1617, July 2014.
- [C20] L. Claudepierre, R. Douvenot, and C. Morlaas, “A simple and accurate electromagnetic model of a windturbine blade at radar frequency,” in *ICEAA*, (Palm Beach, Aruba), pp. 253–256, Aug. 2014.
- [C21] R. Douvenot, V. Fabbro, K. Elis, and Y. Hurtaud, “Comparison of metrics for clutter data comparison,” in *European Conference on Antennas and Propagation (EuCAP)*, pp. 1–4, May 2015.
- [C22] H. Zhou, R. Douvenot, and A. Chabory, “Propagation 3D par méthode spectrale pour la prédiction de la couverture de systèmes radar,” in *ENVIREM*, (Gif-Sur-Yvettes, France), June 2015.
- [C23] A. Chabory, C. Morlaas, and R. Douvenot, “Influence d’obstacles proches sur les radars de l’aviation civile,” in *ENVIREM*, (Gif-Sur-Yvettes, France), June 2015.
- [C24] L. Claudepierre, R. Douvenot, A. Chabory, and C. Morlaas, “Assessment of the shadowing effect between windturbines,” in *European Conference on Antennas and Propagation (EuCAP)*, pp. 1–4, May 2015.
- [C25] L. Claudepierre, R. Douvenot, A. Chabory, and C. Morlaas, “Influence of the lightning protection of blades on the field scattered by a windturbine,” in *9th European Conference on Antennas and Propagation (EuCAP)*, pp. 1–5, Apr. 2015.

- [C26] L. Claudepierre, R. Douvenot, A. Chabory, and C. Morlaas, “A method for computing the VOR multipath error – comparisons with in-flight measurements,” in *European Conference on Antennas and Propagation (EuCAP)*, pp. 1–5, Apr. 2016.
- [C27] H. Zhou, A. Chabory, and R. Douvenot, “Comparisons of discrete and continuous propagators for the modelling of low tropospheric propagation,” in *European Conference on Antennas and Propagation (EuCAP)*, (Paris), Mar. 2017.
- [C28] H. Zhou, A. Chabory, and R. Douvenot, “Comparaison des propagateurs discret et continu pour la propagation dans la basse troposphère,” in *Journées Nationales Microondes*, (Saint-Malo, France), May 2017.
- [C29] H. Zhou, R. Douvenot, and A. Chabory, “Comparison of N x 2D and 3D split-step Fourier methods in realistic 3D ducting conditions,” in *2017 International Applied Computational Electromagnetics Society Symposium (ACES)*, pp. 1–2, Aug. 2017.
- [C30] R. Douvenot, L. Claudepierre, A. Chabory, and C. Morlaas, “Probabilistic VOR error due to several scatterers - Application to wind farms,” in *European Conference on Antennas and Propagation (EuCAP)*, Mar. 2017.
- [C31] R. Douvenot, A. Chabory, and S. Rougerie, “Modelling the radiowave propagation with a split-step wavelet method for radio occultation,” in *MIKON - International Conference on Microwaves, Radar, and Wireless Communications*, May 2018. accepted.
- [C32] S. Ben Hassine, A. Chabory, C. Morlaas, and R. Douvenot, “VOR times series for an aircraft trajectory in the presence of windturbines,” in *MIKON - International Conference on Microwaves, Radar, and Wireless Communications*, May 2018. Invited paper.

Rapports et travaux encadrés

- [R1] R. Douvenot, *Estimation des Variations de l’Indice de Réfraction par Inversion des Échos Radar de Mer. Application à la Prédiction de la Couverture des Systèmes Électromagnétiques Embarqués sur Navire*. PhD thesis, École Polytechnique de l’Université de Nantes, Nov. 2008. Thèse de doctorat dirigée par V. Fabbro, C. Bourlier et J. Saillard.
- [R2] R. Douvenot, “Mesure de défauts par inversion de données mesurées par méthode des courants de Foucault,” tech. rep., L2S, Laboratoire des Signaux et Systèmes, (CNRS - SUPELEC - Univ. Paris-Sud), Gif-sur-Yvette, France, 2010.
- [R3] L. Claudepierre, *Simulateur Électromagnétique d’Erreur VOR par Méthodes Déterministes : Application aux Parcs Éoliens*. PhD thesis, INPT, Dec. 2015. Thèse de doctorat dirigée par C. Morlaas Courties et R. Douvenot.
- [R4] R. Douvenot, “Definition of the retrievable ducts and analysis of an appropriate distance for Refractivity From Clutter,” tech. rep., ONERA / ENAC, Toulouse, France, 2015.

- [R5] K. Elis, “A ray-tracing study to identify the ducts retrievable by RFC,” tech. rep., ONERA, 2015. Funded by FHR, WTD71, DGA-MI, and ONERA. Supervised by V. Fabbro and R. Douvenot.
- [R6] H. Zhou, *Modeling the Atmospheric Propagation of Electromagnetic Waves in 2D and 3D Using Fourier and Wavelet Transforms*. PhD thesis, Université Toulouse 3, Apr. 2018. Thèse de doctorat dirigée par R. Douvenot et A. Chabory.

Chapitre 2

Le Problème Direct – Modélisation de la Propagation

La modélisation des ondes électromagnétiques est un domaine très vaste. Dans ce rapport, nous nous intéressons plus particulièrement aux problèmes de propagation des ondes sur de grandes scènes, pouvant aller jusqu'à des centaines voire des milliers de kilomètres et pour des longueurs d'onde pouvant descendre dans le domaine du centimétrique.

Pour résoudre ces problèmes, les méthodes de rayons [3, 4, 5] et les méthodes spectrales [6, 7, 8] sont les plus couramment utilisées. Mes travaux se concentrent sur les méthodes spectrales, très utilisées pour la modélisation de la propagation hors des zones urbanisées, dans le domaine du radar notamment.

En section 2.1, l'équation parabolique – approximation de l'équation de Helmholtz – et son algorithme de résolution slip-step Fourier (SSF) sont présentés. C'est la méthode classiquement utilisée par la communauté et qui constitue le point de départ de mes recherches. Sur ce thème, j'ai contribué au développement d'une méthode de propagation matricielle basée sur l'opérateur exact de propagation [C14, C15, C18]. J'ai de plus étudié comment l'ajout de la rugosité sur le coefficient au sol amène une violation de la condition de rayonnement à l'infini [C17].

J'ai ensuite dirigé à titre dérogatoire la thèse de Hang Zhou sur le sujet de la modélisation de la propagation [R6]. Durant ces travaux. Deux nouvelles méthodes de propagation ont été développées.

D'abord, la technique SSF a été exprimée dans un domaine discret afin d'obtenir une méthode auto-cohérente, c'est-à-dire en considérant une discrétisation a priori. Cette méthode a été développée en 2D [C27, C28] puis en 3D [J8, C22, C29] et fait l'objet des sections 2.2 et 2.3. La seconde méthode développée est la méthode split-step wavelet (SSW). Basée sur une décomposition en ondelettes du champ et une propagation partiellement pré-calculée, elle surpasse la SSF au regard du temps de calcul tout en garantissant une précision suffisante en pratique. Elle fait l'objet de la section 2.4.

Enfin, la section 2.5 est dédiée aux applications des méthodes de propagation split-step sur des problèmes concrets tels que la radio occultation et les systèmes de navigation de

l’aviation civile. Ces résultats ont été obtenus durant des expertises et durant la thèse de Ludovic Claudepierre [R3] que j’ai co-encadrée. Ils ont notamment amené à la mise en place d’une méthodologie pour l’étude des perturbations des systèmes électromagnétiques par des panneaux solaires [C23].

2.1 L’équation parabolique – formulation classique 2D

2.1.1 Introduction

Cette section présente l’équation parabolique et la méthode de résolution split-step Fourier (SSF). Cette méthode est très largement utilisée pour la modélisation de la propagation sur de grandes scènes. Elle constitue un outil performant et un point de départ pour quasiment tous mes travaux de recherche. Ainsi, cette section a pour but de rappeler cette méthode et d’introduire les notations qui seront utilisées dans la suite du manuscrit.

Dans un premier temps, l’obtention de l’équation parabolique est détaillée, dans ses formulations dites “petit angle” et “grand angle”. La résolution par SSF dans le vide est dans un second temps présentée. Enfin, les techniques pour prendre en compte un canal de propagation complexe sont présentées. Cette section se base principalement sur l’article de Dockery et Kuttler [7] introduisant la “discrete mixed Fourier transform” (DMFT) et sur le livre de référence sur l’équation parabolique de Lévy [8].

Dans tout le manuscrit, les champs calculés sont en régime harmonique. La convention retenue pour la dépendance temporelle est en $e^{j\omega t}$.

2.1.2 Obtention de l’équation parabolique

Problème initial, coordonnées cartésiennes Le problème à résoudre est supposé invariant selon \hat{y} en coordonnées cartésiennes (x, y, z) . Le champ électromagnétique est recherché dans une configuration 2D.

En polarisation horizontale (TE), le champ électrique transverse est calculé. En polarisation verticale (TM), c’est le champ transverse magnétique qui est calculé. Dans un premier temps, les coordonnées cartésiennes sont utilisées. La verticale est selon \hat{z} et la distance de propagation principale selon \hat{x} . La variable réduite u permettant de s’affranchir des variations rapides de phase selon l’axe x est définie. Elle est exprimée de la forme

$$u(x, z) = \begin{cases} e^{jk_0x} E_y(x, z) & \text{en TE,} \\ e^{jk_0x} H_y(x, z) & \text{en TM.} \end{cases} \quad (2.1)$$

avec k_0 le nombre d’onde dans le vide.

Le milieu de propagation étant quasi-homogène et sans sources, le champ E_y (resp. H_y)

vérifie l'équation de Helmholtz scalaire, soit

$$\frac{\partial^2 u e^{-jk_0 x}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u e^{-jk_0 x}}{\partial z^2} + k^2 u e^{-jk_0 x} = 0, \quad (2.2)$$

avec k le nombre d'onde dans le milieu tel que $k = nk_0$. Après simplifications, l'équation de propagation vérifiée par u est obtenue :

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - 2jk_0 \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + k_0^2(n^2 - 1)u = 0. \quad (2.3)$$

Problème initial, coordonnées cylindriques Le problème à résoudre est maintenant supposé à invariance de rotation selon θ en coordonnées cylindriques (r, θ, z) . Dans ce cas, u est donné par

$$u(r, z) = \begin{cases} \sqrt{k_0 r} e^{jk_0 r} E_\theta(r, z) \text{ en TE,} \\ \sqrt{k_0 r} e^{jk_0 r} H_\theta(r, z) \text{ en TM.} \end{cases} \quad (2.4)$$

La variable réduite u permet de s'affranchir des variations rapides de phase et de l'atténuation en $1/\sqrt{k_0 r}$ des ondes cylindriques. Les champs E_θ et H_θ vérifient l'équation de Helmholtz scalaire. Après simplifications (détaillées en annexe A), l'équation de propagation vérifiée par u est

$$\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} - 2jk_0 \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + k_0^2(n^2 - 1)u = 0. \quad (2.5)$$

Ainsi, l'équation de propagation à résoudre ne dépend pas du système de coordonnées. Dans la suite de ce chapitre, nous nous plaçons dans le système de coordonnées cylindriques.

Propagation vers l'avant L'équation (2.5) est factorisée en un terme de propagation avant et un terme de propagation arrière tels que

$$\left\{ \frac{\partial}{\partial r} - jk_0(1 - \mathcal{Q}) \right\} \left\{ \frac{\partial}{\partial r} - jk_0(1 + \mathcal{Q}) \right\} u = 0, \quad (2.6)$$

où \mathcal{Q} est l'opérateur pseudo-différentiel défini par

$$\mathcal{Q} = \sqrt{\frac{1}{k_0^2} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + n^2}. \quad (2.7)$$

La racine doit être comprise ici au sens de la composition d'opérateurs, c'est-à-dire telle que

$$\mathcal{Q}(\mathcal{Q}(u)) = \frac{1}{k_0^2} \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + n^2 u. \quad (2.8)$$

En supprimant le terme de propagation vers l'arrière, il reste

$$\frac{\partial u}{\partial r} = jk_0(1 - \mathcal{Q})u. \quad (2.9)$$

Approximation petit angle / grand angle L'algorithme de résolution itératif de l'équation (2.9) nécessite une séparation linéaire de la contribution due à l'atmosphère n et du terme de propagation qui sera considéré dans le domaine spectral. Pour ce faire, l'opérateur pseudo-différentiel est remplacé par une approximation permettant cette séparation. Deux d'entre elles sont présentées ici, les approximations dites petit angle et grand angle. D'autres approximations plus précises existent [9] mais ne sont pas abordées ici.

Posons $\mathcal{Q} = \sqrt{1 + A + B}$ où $A = n^2 - 1$ et $B = \frac{1}{k_0^2} \frac{\partial^2}{\partial z^2}$. L'indice de réfraction est proche de 1 dans l'atmosphère. De plus, la variation horizontale du champ est elle aussi faible, et ce d'autant plus que le champ est paraxial. Ainsi, $A \ll 1$ et $B \ll 1$. L'approximation dite petit angle consiste à linéariser la racine, telle que

$$\mathcal{Q}_1 = \sqrt{1 + A + B} \approx 1 + \frac{A + B}{2}. \quad (2.10)$$

Ainsi, l'équation parabolique petit angle, dite standard, est obtenue. Elle est de la forme

$$\frac{\partial u}{\partial r} = -\frac{jk_0}{2} \left(\frac{1}{k_0^2} \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + (n^2 - 1)u \right). \quad (2.11)$$

Une autre approximation plus précise de l'opérateur \mathcal{Q} est donnée par [10]

$$\mathcal{Q}_2 = \sqrt{1 + A + B} \approx \sqrt{1 + A} + \sqrt{1 + B} - 1. \quad (2.12)$$

L'équation parabolique grand angle associée est

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial r} &= jk_0 \left(1 - n - \sqrt{1 + \frac{1}{k_0^2} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + 1} \right) u \\ &= \left[-jk_0(n - 1) - j \left(\sqrt{k_0^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2}} - k_0 \right) \right] u. \end{aligned} \quad (2.13)$$

Formellement, cette équation différentielle du premier ordre en r peut être résolue itérativement par

$$u(r + \Delta r, z) = e^{\left[-jk_0(n-1) - j \left(\sqrt{k_0^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2}} - k_0 \right) \right] \Delta r} u(r, z). \quad (2.14)$$

La résolution numérique de cette équation se fait généralement par méthode des différences finies ou par la méthode dite split-step Fourier (SSF). Cette dernière permet des pas horizontaux de calculs bien plus grands. Aussi nous ne nous intéressons dans ces travaux qu'aux méthodes de résolution de type SSF.

2.1.3 Résolution de l'équation parabolique dans le vide

Dans le vide ($n = 1$), l'équation parabolique grand angle est donnée par

$$\frac{\partial u}{\partial r} = \left[-j \left(\sqrt{k_0^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2}} - k_0 \right) \right] u. \quad (2.15)$$

Pour construire l'opérateur pseudo-différentiel \mathcal{Q} , l'opérateur de propagation dans le domaine spectral \mathcal{M} est nécessaire. Il est défini par

$$\begin{cases} \mathcal{M}U(r, k_z) = \sqrt{1 - \frac{k_z^2}{k_0^2}} U(r, k_z) & \text{si } |k_z| \leq k_0, \\ \mathcal{M}U(r, k_z) = j\sqrt{\frac{k_z^2}{k_0^2} - 1} U(r, k_z) & \text{si } |k_z| > k_0, \end{cases} \quad (2.16)$$

avec $U(r, k_z) = \mathcal{F}\{u(r, z)\}$ la transformée de Fourier du champ u selon la verticale. Notons $\sqrt{\cdot}$ l'opérateur donnant la racine carrée à partie imaginaire négative. L'opérateur de propagation est alors donné par

$$\mathcal{M}U(r, k_z) = \sqrt[0]{1 - \frac{k_z^2}{k_0^2}} U(r, k_z). \quad (2.17)$$

Ce résultat est intuitif puisque l'opérateur dérivée seconde est diagonalisé par la base d'exponentielles utilisée pour la transformée de Fourier, soit $\mathcal{F}\left\{\frac{\partial^2 e^{-jk_z z}}{\partial z^2}\right\} = -k_z^2 \mathcal{F}\{u(z)\}$. Les valeurs propres ($-k_z^2$) font appel aux nombres d'onde k_z du spectre d'ondes planes. L'opérateur pseudo-différentiel \mathcal{Q} est alors donné par

$$\mathcal{Q}(u) = \mathcal{F}^{-1} \{ \mathcal{M} \mathcal{F} \{ u \} \}. \quad (2.18)$$

On vérifie aisément que

$$\begin{aligned} \mathcal{Q}(\mathcal{Q}(u)) &= \mathcal{F}^{-1} \{ \mathcal{M}^2 \mathcal{F} \{ u \} \} \\ &= \mathcal{F}^{-1} \left\{ \left(1 - \frac{k_z^2}{k_0^2} \right) \mathcal{F} \{ u \} \right\}, \end{aligned} \quad (2.19)$$

qui redonne bien l'équation (2.8) pour $n = 1$.

En appliquant la transformée de Fourier au terme de droite de l'équation (2.14), il vient

$$\mathcal{F} \left(e^{-j \left(\sqrt{k_0^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2}} - k_0 \right) \Delta r} u(r, z) \right) = e^{-j \left(\sqrt[0]{k_0^2 - k_z^2} - k_0 \right) \Delta r} U(r, k_z). \quad (2.20)$$

Ainsi, l'équation (2.14) est résolue itérativement en traitant le terme de propagation dans le domaine spectral. Cela s'écrit

$$u(r + \Delta r, z) = \mathcal{F}^{-1} \left[e^{-j(k_r - k_0)\Delta r} U(r, k_z) \right], \quad (2.21)$$

avec $k_r = \sqrt{k_0^2 - k_z^2}$. Le terme

$$P(k_z) = \exp \{-j(k_r - k_0) \Delta r\} \quad (2.22)$$

est le *propagateur* de la méthode SSF. Ce propagateur continu nécessite une discrétisation a posteriori pour être implémenté. La variable spectrale discrétisée a posteriori est alors donnée par

$$k_z = q_z \frac{\pi}{z_{\max}}, \quad (2.23)$$

avec $q_z \in \{0, \dots, N_z\}$ et N_z le nombre d'intervalles de discrétisation.

Chaque itération selon r demande donc une transformation spectrale et une transformée inverse. Notons que dans le vide, un seul pas est nécessaire pour calculer le champ à la distance souhaitée. L'algorithme SSF prend donc son sens quand le milieu de propagation est plus complexe.

2.1.4 Résolution de l'équation parabolique en milieu complexe

L'équation parabolique est utilisée pour modéliser la propagation des ondes électromagnétiques dans des milieux complexes. Ces milieux présentent un indice de réfraction variable et/ou la présence d'un sol, lui-même présentant potentiellement un relief variable. Enfin, la méthode d'apodisation pour éviter les réflexions parasites est exposée. Dans cette section, nous nous intéressons à la prise en compte de ces 3 données supplémentaires dans la résolution de l'équation parabolique.

L'indice de réfraction Pour modéliser l'impact de l'indice de réfraction, la méthode des écrans de phase est utilisée. Elle consiste à considérer l'atmosphère homogène sur chaque pas Δr de calcul, puis à appliquer un déphasage dû à l'indice de réfraction sur tout le pas.

Ainsi, l'équation (2.14) est résolue itérativement en traitant le terme de propagation dans le domaine spectral et le terme de réfraction dans le domaine spatial. Cela s'écrit, en préférant la formulation grand-angle,

$$u(r + \Delta r, z) = e^{-jk_0(n-1)\Delta r} \mathcal{F}^{-1} \left[e^{-j(k_r - k_0)\Delta r} \mathcal{F}[u(r, z)] \right]. \quad (2.24)$$

L'erreur dominante est due à la non commutativité des opérateurs $\sqrt{1+A}-1$ et $\sqrt{1+B}$. Cette erreur est de l'ordre de [11]

$$\varepsilon_{\text{SSF}} = -\frac{(\Delta r)^2}{2} \left[(\sqrt{1+A}-1)\sqrt{1+B} - \sqrt{1+B}(\sqrt{1+A}-1) \right]. \quad (2.25)$$

Notons que cette erreur peut être réduite en appliquant le terme de réfraction en deux fois, c'est-à-dire

$$u(r + \Delta r, z) = e^{-jk_0 \frac{n-1}{2} \Delta r} \mathcal{F}^{-1} \left[e^{-j(k_r - k_0)\Delta r} \mathcal{F} \left[e^{-jk_0 \frac{n-1}{2} \Delta r} u(r, z) \right] \right]. \quad (2.26)$$

Réflexion sur un sol plan : condition aux limites continue Pour de nombreuses applications, la propagation est calculée au-dessus d'un sol. Celui-ci peut être considéré comme métallique ou diélectrique. Dans le cas d'un sol métallique, le champ calculé est symétrique (en TM) ou antisymétrique (en TE).

Dans le premier cas, la transformée de Fourier est remplacée par une transformée en cosinus pour prendre en compte la symétrie du champ. Autrement dit les coefficients impairs de la transformée de Fourier sont nuls. Si le champ est TE, il faut utiliser la transformée en sinus.

Le cas diélectrique est plus complexe. Dans ce cas, la condition aux limites est approchée par une condition aux limites impédante de Leontovitch [12] qui s'exprime de la forme

$$\left. \frac{\partial u}{\partial z} \right|_{z=0} - \alpha u|_{z=0}. \quad (2.27)$$

Cette condition est un mélange des conditions de Dirichlet et de Neumann. Le coefficient α est donné par

$$\alpha = jk \cos \theta_i \frac{1 - R}{1 + R}, \quad (2.28)$$

où θ_i est l'angle d'incidence de l'onde et R le coefficient de réflexion de Fresnel, qui dépend de la polarisation.

La transformée à utiliser dans ce cas est la transformée de Fourier mixte (MFT) [13] définie par

$$\text{MFT}(u) = U(k_z) = \int_0^{+\infty} [\alpha \sin(k_z z) - k_z \cos(k_z z)] u(z) dz. \quad (2.29)$$

La transformée inverse est donnée par

$$\text{MFT}^{-1}(U) = u(z) = K e^{-\alpha z} + \frac{2}{\pi} \int_0^{+\infty} \frac{\alpha \sin(k_z z) - k_z \cos(k_z z)}{\alpha^2 + k_z^2} U(k_z) dk_z, \quad (2.30)$$

$$\text{avec } K = \begin{cases} 2\alpha \int_0^{+\infty} u(z) e^{-\alpha z} dz & \text{si } \Re(\alpha) > 0, \\ 0 & \text{si } \Re(\alpha) < 0. \end{cases}$$

Le terme K porte une grande partie de l'onde de sol et connaît la même décroissance exponentielle avec l'altitude. Notons enfin que la condition $\Re(\alpha) > 0$ correspond à la polarisation TM.

Le calcul itératif du champ est obtenu en remplaçant la transformée de Fourier et son inverse dans (2.24) par la MFT et son inverse. Ce calcul aboutit à

$$u(r + \Delta r) = e^{-jk_0(n-1)\Delta r} \left[\frac{2}{\pi} \mathcal{F}_s \left(\frac{\alpha}{\alpha^2 + k_z^2} e^{-j(k_r - k)\Delta r} U(r, k_z) \right) - \frac{2}{\pi} \mathcal{F}_c \left(\frac{k_z}{\alpha^2 + k_z^2} e^{-j(k_r - k)\Delta r} U(r, k_z) \right) + e^{-j(k_r - k)\Delta r} e^{-\alpha z} K(r) \right], \quad (2.31)$$

où \mathcal{F}_s et \mathcal{F}_c représentent les transformées en sinus et cosinus, respectivement. Dockery et Kuttler [7] pointent deux problèmes majeurs dans cette méthode. Tout d'abord, la transformée est vite instable. De plus, elle nécessite le calcul de 2 transformées pour une seule MFT.

Réflexion sur un sol plan : condition aux limites discrète Pour contrevenir à ces problèmes, Dockery et Kuttler utilisent la MFT discrète (DMFT) [7]. L'idée est de discrétiser le domaine vertical (et donc la condition aux limites de Leontovitch) avant d'exprimer la transformée spectrale.

La discrétisation selon la verticale est notée $z = p_z \delta z$, $p_z \in \{0, 1, \dots, N_z\}$, avec N_z le nombre d'intervalles de discrétisation. Dans l'espace spectrale, la variable est $k_z = q_z \delta k_z$, $q_z \in \{0, 1, \dots, N_z\}$. On a $\delta z \delta k_z = \pi / N_z$, soit $k_z = q_z \pi / z_{\max}$.

La DMFT prend alors la forme

$$U(k_z) = \sum'_{p_z=0}^{N_z} u(p_z \delta z) \left[\alpha \sin \left(q_z \frac{p_z \pi}{N_z} \right) - \frac{\sin \left(q_z \frac{\pi}{N_z} \right)}{\delta z} \cos \left(q_z \frac{p_z \pi}{N_z} \right) \right], \quad (2.32)$$

avec \sum' la somme dont les 2 termes extrêmes sont pondérés par 1/2.

La DFMT inverse, quant à elle, s'exprime par

$$u(p_z \delta z) = \frac{2}{N_z} \sum'_{q_z=0}^{N_z} U(q_z \delta k_z) \frac{\alpha \sin \left(q_z \frac{p_z \pi}{N_z} \right) - \frac{\sin \left(q_z \frac{\pi}{N_z} \right)}{\delta z} \cos \left(q_z \frac{p_z \pi}{N_z} \right)}{\alpha^2 + \left(\frac{\sin \left(q_z \frac{\pi}{N_z} \right)}{\delta z} \right)^2} \quad (2.33)$$

$$+ U_0 \gamma^{p_z} + U_{N_z} (-\gamma)^{N_z - p_z},$$

avec

$$U_0 = A \sum'_{p_z=0}^{N_z} u(p_z \delta z) \gamma^{p_z}, \quad (2.34a)$$

$$U_{N_z} = A \sum'_{n=0}^{N_z} u[(N_z - p_z) \delta z] (-\gamma)^{p_z}. \quad (2.34b)$$

La constante A vaut

$$A = \frac{2(1 - \gamma^2)}{(1 + \gamma^2)(1 - \gamma^{2q})}. \quad (2.35)$$

Enfin, γ dépend de la polarisation et vaut

$$\gamma = \begin{cases} \sqrt{1 + (\alpha \delta z)^2} - \alpha \delta z & \text{en TM,} \\ -\sqrt{1 + (\alpha \delta z)^2} - \alpha \delta z & \text{en TE.} \end{cases} \quad (2.36)$$

Dockery et Kuttler [7] montrent qu'appliquer la DMFT à un champ u revient à appliquer une transformée en sinus discrète à un champ w défini pour $p_z \in \{1, \dots, N_z - 1\}$ par

$$w(p_z \delta z) = \frac{u((p_z + 1)\delta z) - u((p_z - 1)\delta z)}{2\delta z} + \alpha u(p_z \delta z). \quad (2.37)$$

La méthode de propagation utilisant la propagation spectrale et la DMFT est celle couramment utilisée par la communauté. Elle est nommée SSF-DMFT, ou simplement SSF, par la suite.

Introduction d'un relief Il existe de nombreuses méthodes pour modéliser le relief en SSF. La plus simple et la moins précise est la méthode par marches d'escaliers. Elle consiste à approcher un relief continu par un relief en paliers constants sur chaque pas Δr , comme illustré en figure 2.1.

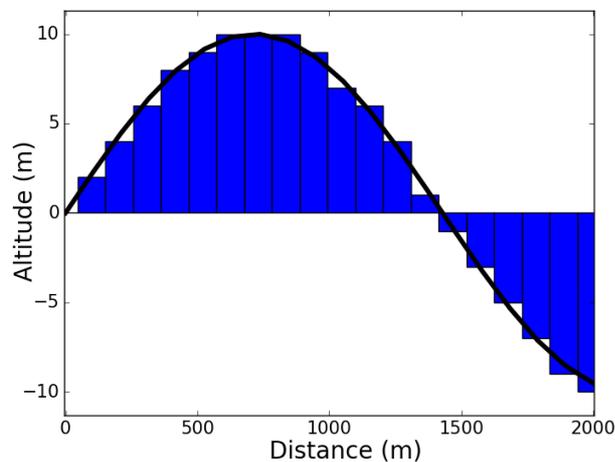


FIGURE 2.1 – Relief en marches d'escalier.

La méthode de calcul est la suivante :

- Pour les reliefs ascendants, le champ est considéré nul dans le relief et décalé de la hauteur du relief.
- Pour les reliefs descendants, des zéros sont ajoutés entre le relief courant et le relief après le pas Δr .

Pour les reliefs modérés, cette approximation donne des résultats tout à fait satisfaisants. Quand les pentes des reliefs sont plus fortes (typiquement $> 20^\circ$), les méthodes plus complexes basées sur une transformation conforme [14, 15] ou sur une modification de la direction de propagation [16] sont à préférer.

Apodisation Pour appliquer la transformée spectrale, la variable spectrale est discrétisée. Cela revient à périodiser le signal dans le domaine spatial. La conséquence est, pour la propagation en espace libre, l'apparition de réflexions parasites en haut et en

bas du domaine. Pour la propagation sur un sol, des réflexions parasites uniquement en haut du domaine.

Pour palier ce problème, une apodisation du signal est effectuée. Plusieurs fenêtres d'apodisation peuvent être retenues. Dans ce chapitre, c'est la fenêtre de Hanning qui est utilisée, définie par

$$H(z) = \begin{cases} 1 & \text{si } z \in [0, z_{\max}/2], \\ \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cos\left(\pi \frac{2z - z_{\max}}{z_{\max}}\right) & \text{si } z \in [z_{\max}/2, z_{\max}], \end{cases} \quad (2.38)$$

avec z_{\max} l'altitude à laquelle la condition aux limites au sommet du domaine est appliquée. Cette fenêtre permet d'amener le champ à zéro en haut du domaine (suppression des réflexions parasites) sans introduire de discontinuités ni dénaturer le spectre du signal utile.

2.1.5 Conclusion

La méthode SSF-DMFT a été présentée avec tous les détails nécessaires à la compréhension des améliorations qui sont proposées dans les sections suivantes. La méthode de transformation spectrale et la prise en compte d'un sol impédant ont particulièrement été développées à dessein. Par la suite, la théorie exposée dans cette section est développée dans un espace discrétisé a priori.

2.2 L'équation parabolique – formulation auto-cohérente 2D

2.2.1 Introduction

Nous avons obtenus les résultats présentés dans cette section durant la thèse de Hang Zhou que j'ai co-encadrée avec Alexandre Chabory entre 2014 et 2018. La motivation pour ces travaux était de développer la théorie de l'équation parabolique dans un domaine discret, adapté à la modélisation informatique et évitant les erreurs d'arrondis numériques [C27, C28]. Une méthode ainsi développée est dite *auto-cohérente* au sens de Chew [17].

Dans cette section, nous nous limitons à présenter la propagation sur un sol impédant. En effet, ce cas permet de présenter le propagateur que nous avons développé pour cette méthode tout en mettant en exergue le problème inhérent à la méthode SSF-DMFT classique.

Après une explicitation des notations, la notion d'auto-cohérence est présentée. Ensuite, l'équation de propagation discrète et sa résolution sont exposées, menant à l'explicitation de la méthode "discrete SSF" (DSSF). Enfin, des simulations numériques permettent de comparer les formulations continue et discrète.

2.2.2 Configuration et notations

En 2D, le calcul est réalisé dans un plan fini caractérisé par les distances horizontales minimale et maximale r_0 et r_{\max} et les altitudes minimale et maximale z_0 et z_{\max} . Dans la suite, si ce n'est pas précisé, z_0 est nul. Les calculs étant numériques, le domaine doit être discrétisé. Les pas horizontal et vertical Δr et Δz sont introduits. Les nombres d'intervalles sont notés N_r et N_z , respectivement.

Ainsi, les variables r et z s'expriment, dans le domaine discret, de la forme

$$r = r_0 + p_r \Delta r, \quad p_r \in \{0, N_r\}, \quad (2.39a)$$

$$z = z_0 + p_z \Delta z, \quad p_z \in \{0, N_z\}. \quad (2.39b)$$

La géométrie est représentée en figure 2.2.

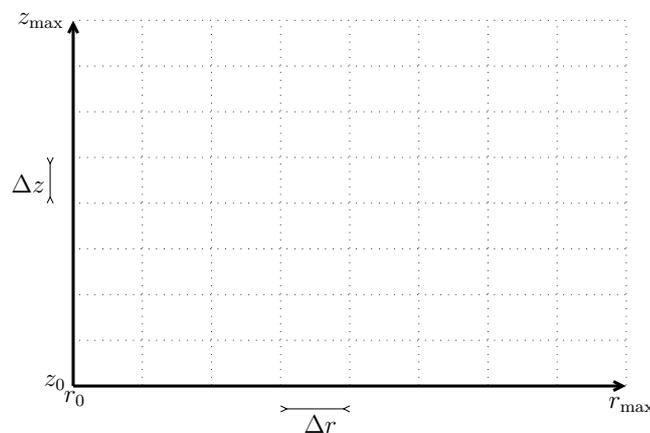


FIGURE 2.2 – Grille de calcul régulière utilisée pour la DSSF.

2.2.3 L'auto-cohérence : équation de propagation discrète

La théorie de l'électromagnétisme auto-cohérente sur un maillage régulier a été développée par Chew [17]. Cette théorie présente l'avantage de la cohérence des calculs mathématiques avec leur implémentation informatique. Ainsi, les erreurs numériques dues à la discrétisation non cohérente des équations de Maxwell sont évitées. Chew montre de plus que les théorèmes fondamentaux de l'électromagnétisme sont toujours valides dans cet univers discret, ce qui entérine physiquement la validité cette approche.

Dans cette optique, nous partons de l'équation de propagation (2.3) discrétisée selon z pour obtenir l'expression discrétisée de l'algorithme SSF. Cette équation de propagation discrétisée s'écrit

$$\frac{\partial^2 u_{r,p_z}}{\partial r^2} - 2jk_0 \frac{\partial u_{r,p_z}}{\partial r} + \mathbf{d}_z^2 u_{r,p_z} + k_0^2 (n_{r,p_z}^2 - 1) u_{r,p_z} = 0, \quad (2.40)$$

où $u_{r,p_z} = u(r, p_z \Delta z)$ et $n_{r,p_z} = n(r, p_z \Delta z)$. Le terme \mathbf{d}_z^2 représente l'approximation de la dérivée seconde par différences finies centrées au second ordre et donnée par

$$\mathbf{d}_z^2 u_{r,p_z} = \frac{u_{r,p_z+1} - 2u_{r,p_z} + u_{r,p_z-1}}{\Delta z^2}. \quad (2.41)$$

2.2.4 Résolution de l'équation de propagation discrète

Domaine spatial Comme pour l'équation de propagation continue, (2.40) est résolue en factorisant en un terme de propagation avant et un terme de propagation arrière négligé (*i.e.* mis à 1), puis en approchant l'opérateur pseudo-différentiel avec l'approximation grand-angle (2.12). L'équation de propagation vers l'avant discrète est obtenue, donnée par

$$\frac{\partial u_{p_r, p_z}}{\partial r} = -jk_0(n-1)u_{p_r, p_z} - j(\sqrt{k_0^2 + \mathbf{d}_z^2} - k_0)u_{p_r, p_z}. \quad (2.42)$$

Il s'agit de l'homologue discret de (2.13).

L'équation du premier ordre (2.42) est résolue itérativement en r par

$$u_{p_r+1, p_z} = e^{-jk_0(n-1)\Delta r} e^{-j(\sqrt{k_0^2 + \mathbf{d}_z^2} - k_0)\Delta r} u_{p_r, p_z}. \quad (2.43)$$

Domaine spectral L'objectif est ici d'obtenir le propagateur associé à la formulation discrète en diagonalisant l'opérateur différences finies \mathbf{d}_z^2 [18]. La DMFT revenant à faire une transformée en sinus discrète (section 2.1.4), il faut calculer les valeurs propres correspondant aux vecteurs propres $\sin\left(\pi \frac{p_z q_z}{N_z}\right)$ [19].

On calcule

$$\begin{aligned} \mathbf{d}_z^2 \left(\sin \left(\pi \frac{p_z q_z}{N_z} \right) \right) &= \frac{1}{\Delta z^2} \left(\sin \left(\pi \frac{(p_z - 1)q_z}{N_z} \right) - 2 \sin \left(\pi \frac{p_z q_z}{N_z} \right) + \sin \left(\pi \frac{(p_z + 1)q_z}{N_z} \right) \right) \\ &= -(k_z^{\text{d}})^2 \sin \left(\pi \frac{p_z q_z}{N_z} \right), \end{aligned} \quad (2.44)$$

où

$$k_z^{\text{d}} = \frac{2}{\Delta z} \sin \left(\frac{\pi q_z}{2N_z} \right), \quad (2.45)$$

avec $q_z = \{1, \dots, N_z - 1\}$.

Les valeurs propres dans le domaine spectral associées à \mathbf{d}_z^2 sont par conséquent $-(k_z^{\text{d}})^2$.

En conclusion, la méthode split-step Fourier discrète (DSSF) est obtenue comme son homologue continue en considérant la propagation dans le domaine spectral et l'atmosphère dans le domaine spatial de façon itérative. Cela donne

$$u_{p_r+1, p_z} = e^{-jk_0(n-1)\Delta r} \mathcal{F}^{-1} \left[e^{-j(k_r^{\text{d}} - k_0)\Delta r} \mathcal{F}[u_{p_r, p_z}] \right], \quad (2.46)$$

où $k_r^{\text{d}} = \sqrt{k_0^2 - k_z^{\text{d}2}}$ et \mathcal{F} et \mathcal{F}^{-1} représentent la DMFT et son inverse. Sur un sol PEC, la DMFT est remplacée par une transformée en sinus discrète en TE, par une transformée en cosinus discrète en TM.

Le *propagateur* de la méthode DSSF est le vecteur noté

$$P^{\text{d}}[q_z] = e^{-j\Delta r(k_r^{\text{d}} - k_0)}. \quad (2.47)$$

La méthode basée sur l'équation de propagation discrète et la DMFT est noté DSSF-DMFT, ou simplement DSSF. Au final, la seule différence avec la méthode SSF réside dans la formulation des nombres d'ondes k_z (pour la SSF) et k_z^d (pour la DSSF) utilisés dans l'expression du propagateur.

Commentaire sur la méthode SSF-DMFT Ce que met en lumière le développement de la méthode DSSF-DMFT est une incohérence dans le développement de la méthode SSF-DMFT utilisée par la communauté. En effet, la variable spectrale k_z utilisée dans le propagateur SSF est obtenue à partir de la transformée de Fourier du propagateur continu. Or, la variable spectrale utilisée dans la DMFT, qui diagonalise la transformée en sinus discrète, vaut k_z^d .

Par conséquent, dans la méthode SSF-DMFT, la propagation n'est pas appliquée à la variable spectrale obtenue par DMFT. C'est ce genre d'écueils numériques qu'évite la théorie de l'électromagnétisme sur un maillage discret développé par Chew [17].

La section suivante montre des exemples de simulations numériques, et en particulier les instabilités que peut engendrer une telle différence.

2.2.5 Simulations numériques

Le but de cette section est de valider la méthode DSSF-DMFT et de la comparer à la méthode SSF-DMFT. Dans un premier temps, les valeurs des propagateurs sont étudiées. Ensuite, un cas test amenant une instabilité présente dans la méthode SSF-DMFT et absente de la DSSF-DMFT est présenté.

Les propagateurs SSF et DSSF Le but de la présente simulation est de comparer les valeurs prises par les propagateurs continu (2.22) et discret (2.47), pour les ondes propagatives et évanescentes. La fréquence est fixée à $f_0 = 300$ MHz, le pas vertical à $\Delta z = 0.2$ m $\approx \lambda/5$, pour une hauteur maximale de $z_{\max} = 30$ m. Le propagateur est calculé pour un pas $\Delta x = 1$ m.

Les valeurs prises par les propagateurs sont placées dans le plan complexe en figure 2.3. Dans un souci de lisibilité, 1 valeur sur 4 est tracée. Les amplitudes sont spécifiquement tracées en figure 2.4a, et les phases en figure 2.4b.

Sur les figures 2.3 et 2.4a, les modes propagatifs correspondent à ceux de norme 1. Les figures 2.3 et 2.4b montrent de plus que les propagateurs continu et discret ont des phases d'autant plus proches que l'ordre du mode est faible. On retrouve aisément ce résultat en

approchant le sinus par son développement limité à l'ordre 3, donnant

$$\begin{aligned}
 k_z^d &= \frac{2}{\Delta z} \sin\left(\frac{\pi q_z}{2N_z}\right) \\
 &\approx \frac{2}{\Delta z} \left[\frac{q_z \pi}{2N_z} - \frac{1}{6} \left(\frac{q_z \pi}{2N_z}\right)^3 \right] \\
 &\approx k_z - \frac{1}{3\Delta z} \left(\frac{q_z \pi}{2N_z}\right)^3.
 \end{aligned}
 \tag{2.48}$$

Ainsi, la différence entre les modes continu et discret est d'autant plus forte que l'ordre du mode est élevé et que le pas vertical est fin.

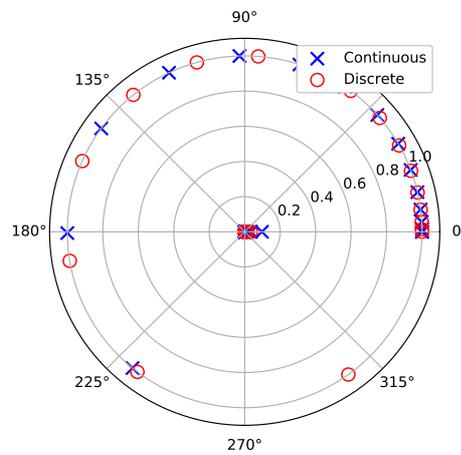
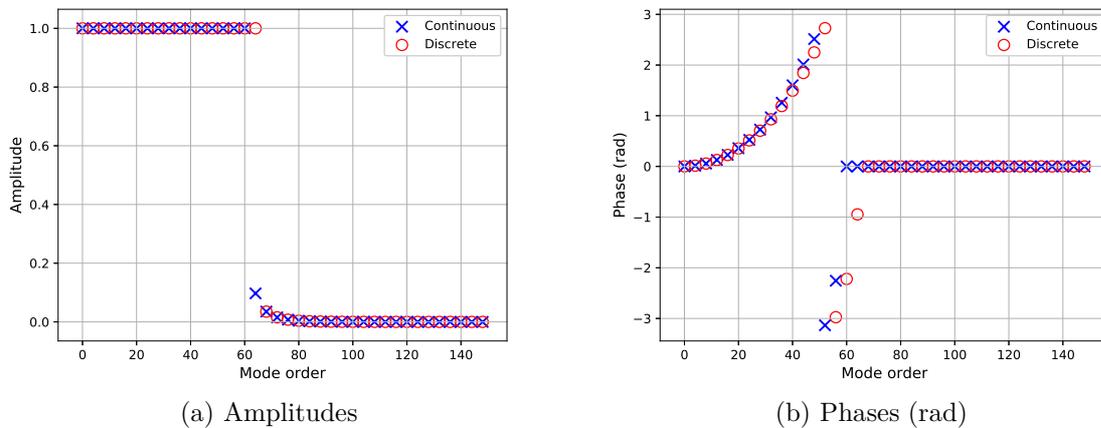


FIGURE 2.3 – Valeurs des propagateurs de la méthode SSF (continuous) et DSSF (discrete) dans le plan complexe.



(a) Amplitudes

(b) Phases (rad)

FIGURE 2.4 – Valeurs des propagateurs de la méthode SSF (continuous) et DSSF (discrete) en amplitude et phase.

Résultats numériques Pour valider la méthode DSSF, celle-ci est comparée à la méthode classique SSF-DMFT et à la méthode 2 rayons. Dans un premier temps, nous montrons que les deux méthodes SSF et DSSF donnent des précisions similaires. Ensuite, un cas d'instabilité numérique de la SSF résolu par la méthode DSSF est présenté.

La première simulation est réalisée sur 5 km de distance pour une altitude de 2 km. La source est un point source complexe situé à 20 m d'altitude caractérisé par une position $x_{w0} = -50$ m et une ceinture $W_0 = 3$ m (3λ). Rappelons ici que le champ rayonné par une source complexe est donné en fonction de sa position (x_s, y_s, z_s) , avec $x_s = x_{w0} - jkW_0^2/2$, par [20]

$$G_{2D}(\tilde{r}) = \frac{j}{4} H_0^{(2)}(k_0 \tilde{r}) \quad (2.49)$$

en 2D et

$$G_{3D}(\tilde{r}) = -\frac{\exp(-jk_0 \tilde{r})}{4\pi \tilde{r}} \quad (2.50)$$

en 3D, avec \tilde{r} est la distance entre le point source complexe et le point d'observation donnée par

$$\tilde{r} = \sqrt{(x - x_s)^2 + (y - y_s)^2 + (z - z_s)^2}. \quad (2.51)$$

Enfin, les pas horizontal et vertical sont fixés à $\Delta r = 100$ m et $\Delta z = 0.2$ m (0.2λ).

Le champ électrique normalisé par son maximum (en dB) obtenu par DSSF est tracé en figure 2.5a en fonction de la distance et de l'altitude. Les figures d'interférence dues à l'interaction avec le sol sont bien visibles. La figure 2.5b donne le champ obtenu sur la dernière verticale ($r = 5$ km). Celui-ci est comparé au résultat obtenu avec SSF et avec la méthode 2-rayons.

La méthode DSSF donne un résultat très précis, du même ordre de grandeur que la méthode SSF. Au-dessus de 1000 m d'altitude, une erreur inférieure à 1 dB est constatée. Elle est due à l'approximation par différences finies de l'équation de propagation. Elle n'est cependant pas significative.

Pour compléter la validation, une simulation dans un environnement complexe impliquant un relief et une atmosphère variables est présentée. La source est placée à 20 m, propagée sur 100 km de distance et 2000 m d'altitude avec un pas horizontal de 100 m et un pas vertical de 1 m.

L'atmosphère est représenté par un conduit de surface modélisé par une réfractivité modifiée trilineaire comme illustré en figure 2.6a. Le conduit a les paramètres suivants : $M_0 = 330$ M-units, $z_b = 100$ m, $z_t = 200$ m, $z_{\max} = 1000$ m, $c_0 = 0.118$ M-units/m et $c_2 = -0.1$ M-units/m. Le relief est constitué de 2 collines triangulaires de 100 m et 200 m d'altitude, centrées à 30 km et 80 km de la sources respectivement. Il est tracé en figure 2.6b. La réfractivité modifiée est liée à l'indice de réfraction à l'altitude z par

$$M(z) = \left(n(z) - 1 + \frac{z}{R_E} \right) 10^6, \quad (2.52)$$

où R_E est le rayon terrestre. Elle est plus détaillée en section 3.2.

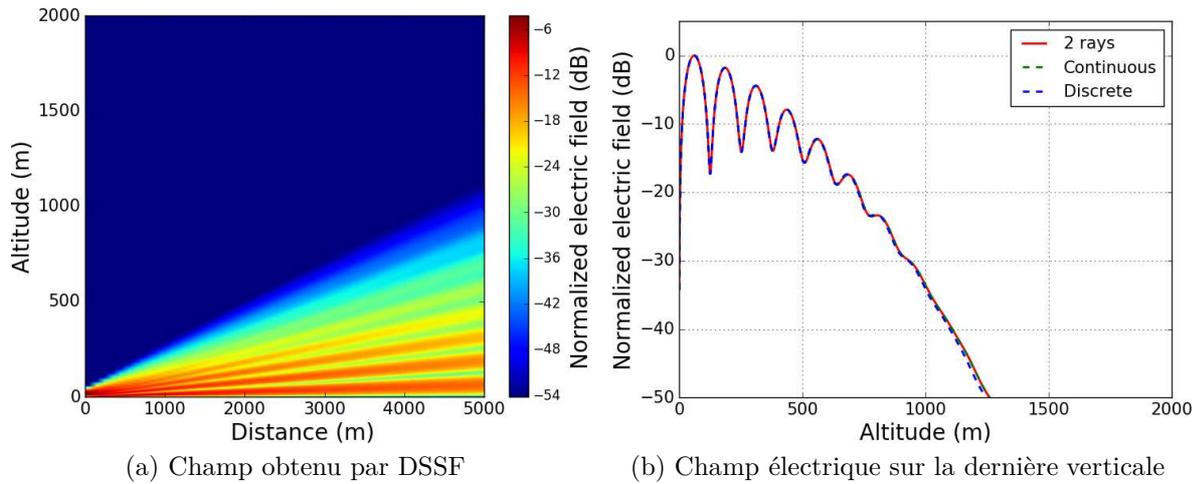


FIGURE 2.5 – Propagation au-dessus d'un sol sec par DSSF. Comparaison avec méthode 2 rayons et SSF.

Le champ électrique obtenu par DSSF est tracé en figure 2.6c. On constate que le relief est effectivement pris en compte. Les effets de la réfraction sont aussi visibles, en particulier l'énergie guidée vers 200 m d'altitude.

Le résultat est comparé avec un calcul SSF. Les champs obtenus par SSF et DSSF sur la dernière verticale de calcul sont tracés sur la figure 2.7a. Les résultats sont très proches partout où le champ est le plus fort. La différence des champs en fonction de l'altitude est tracée en figure 2.6c. Les 2 champs ont ainsi des amplitudes très proches, avec des différences maximales de l'ordre de -30 dB. La méthode DSSF est donc considérée validée pour la propagation en 2D.

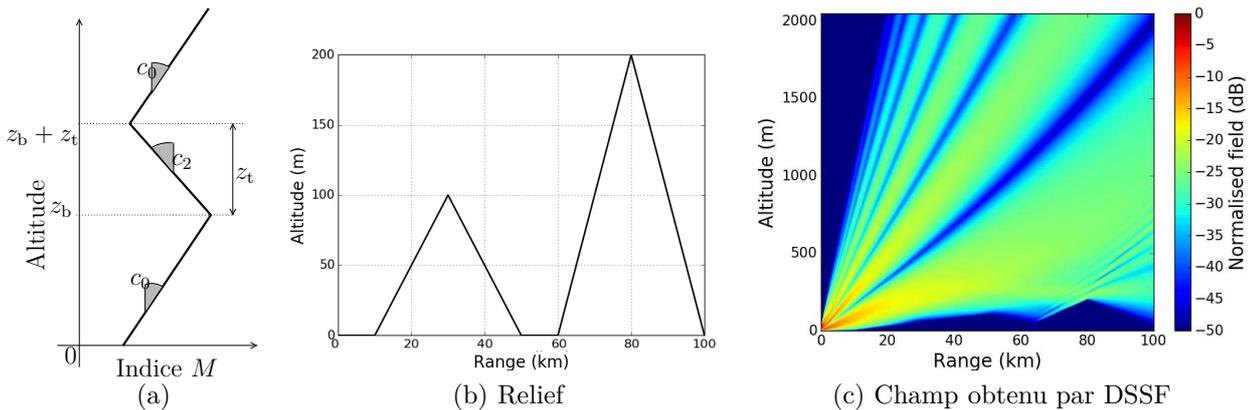


FIGURE 2.6 – Propagation par DSSF sur un scénario complexe.

Enfin, une troisième simulation est présentée pour montrer comment l'incohérence dans la méthode SSF peut entraîner des instabilités qui n'apparaissent pas en utilisant la DSSF. Les paramètres choisis sont les mêmes que pour la première simulation, excepté le sol caractérisé par $\epsilon_r = 2$ et $\sigma = 0.001$ S/m, ce qui correspond à un sol très sec.

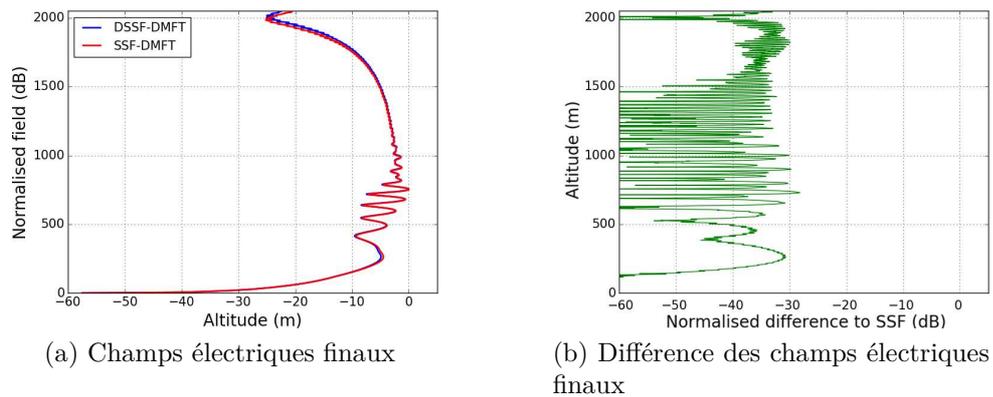


FIGURE 2.7 – Champs électriques normalisés sur la dernière verticale de calcul obtenus par SSF et DSSF.

Les champs propagés par SSF et DSSF sont donnés en figures 2.8a et 2.8b. L’instabilité dans la méthode SSF est évidente, et la propagation par DSSF ne présente pas cette instabilité. Une coupe à une distance $r = 5000$ m est donnée en figure 2.8c. Le résultat SSF est une addition du signal utile et d’un bruit numérique très fort.

Notons que ce problème d’instabilité n’est pas rencontré en pratique. En effet, ce cas test est extrême puisqu’il combine un sol très sec et un pas vertical très fin. C’est pourquoi ce problème n’est pas renseigné dans la littérature.

2.2.6 Conclusion

Dans cette section, la méthode de simulation de la propagation par méthode split-step Fourier et auto-cohérente au sens de Chew a été présentée. Les simulations numériques qui ont permis de valider la méthode, dite DSSF, ont été exposées. Enfin, un cas test mettant en lumière des instabilités numériques dans la SSF dues à son incohérence a été présenté.

Le fait de travailler avec la DSSF nous assure que les modifications apportées sur le champ propagé, en particulier par le biais des transformées en ondelettes (cf. section 2.4) ne créera pas d’instabilités numériques.

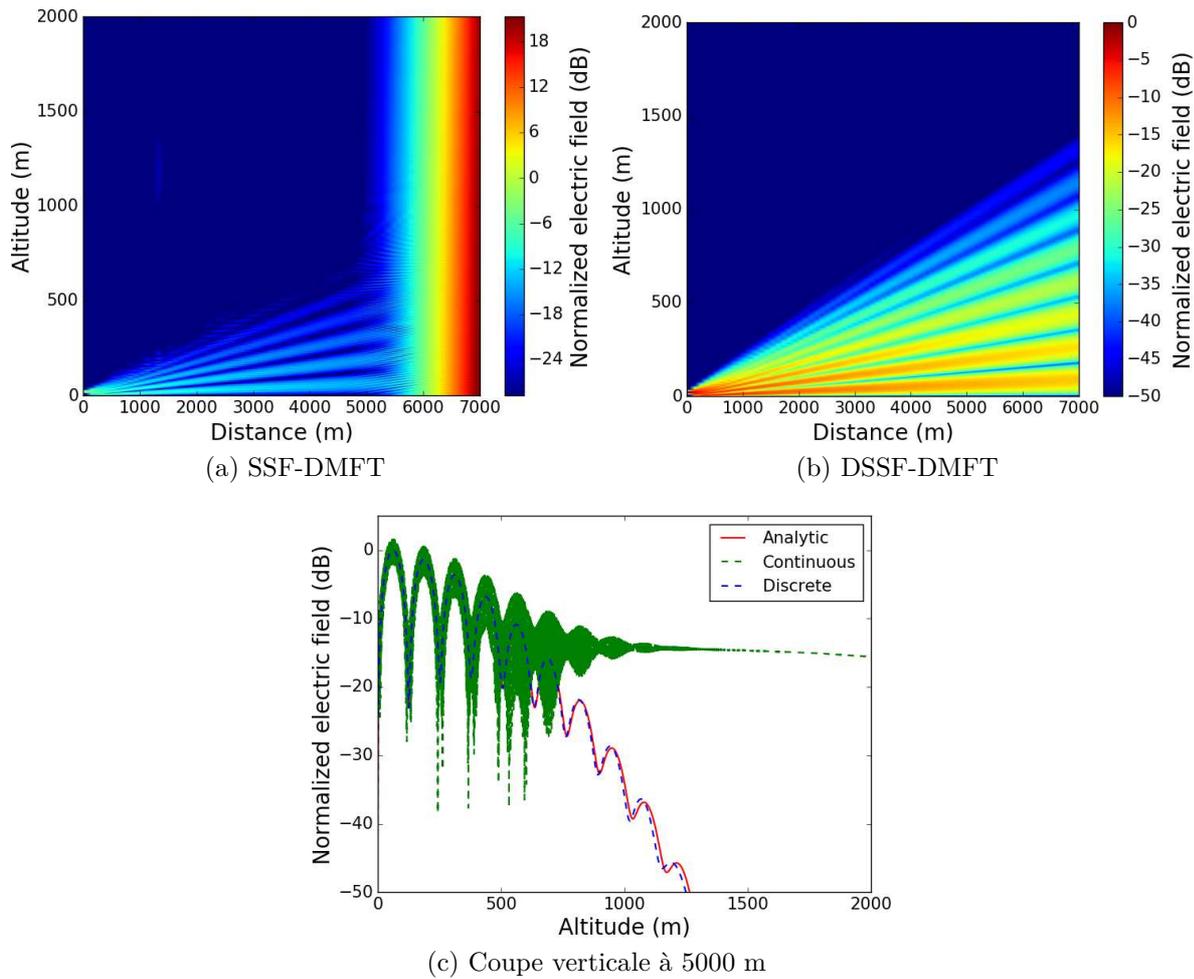


FIGURE 2.8 – Propagation au-dessus d'un sol très sec par SSF et DSSF.

2.3 Propagation en 3D dans un domaine discret

2.3.1 Introduction

Toujours dans le cadre de la thèse de Hang Zhou, nous avons étendu la méthode DSSF en 3D [J8, C22, C29]. Le but de cette méthode est de prendre en compte les effets 3D (latéraux) lors de la propagation. Seuls les effets latéraux dus à l'atmosphère sont considérés, l'effet du relief restant à traiter lors de travaux futurs.

Dans un premier temps, l'équation de propagation résolue est présentée dans le domaine discret. La résolution par DSSF en 3D est ensuite présentée. Une méthode de propagation sectorielle adaptée aux faisceaux directifs est introduite avant la présentation de simulations validant la méthode et d'une application à un cas réaliste.

2.3.2 Équation de propagation

Configuration La propagation est calculée en coordonnées cylindriques (r, θ, z) . La source est localisée dans un cylindre de rayon r_0 , cylindre sur lequel le champ est supposé connu. Ce champ est ensuite propagé sur les $r > r_0$.

Le maillage utilisé, représenté en figure 2.9, est défini par

$$r = r_0 + p_r \Delta r, \quad p_r = \{0, \dots, N_r\}, \quad (2.53a)$$

$$\theta = p_\theta \Delta \theta, \quad p_\theta = \{0, \dots, N_\theta - 1\}, \quad (2.53b)$$

$$z = p_z \Delta z, \quad p_z = \{0, \dots, N_z\}. \quad (2.53c)$$

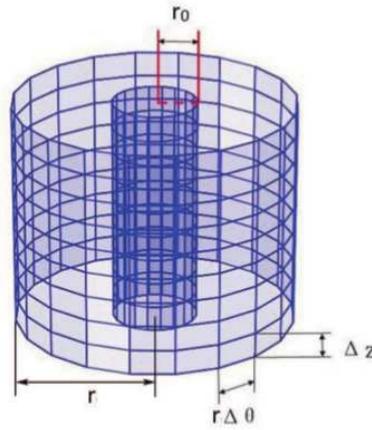


FIGURE 2.9 – Maillage pour les configurations 3D.

Équation de propagation Tout champ peut être décomposé en un champ TE déduit d'un potentiel magnétique $\mathbf{\Pi}_h$ et un champ TM déduit d'un potentiel électrique $\mathbf{\Pi}_e$, les potentiels étant orientés selon z . Le champ électrique vérifie

$$\mathbf{E} = k_0^2 n^2 \mathbf{\Pi}_e + \nabla \nabla \cdot \mathbf{\Pi}_e - k_0 \zeta_0 n \nabla \times \mathbf{\Pi}_h, \quad (2.54)$$

où k_0 est le nombre d'onde dans le vide et ζ_0 l'impédance du vide.

Ainsi, en remplaçant $\mathbf{\Pi}_e$ par $\frac{\Psi}{\sqrt{r}} \hat{\mathbf{z}}$, le champ TM est donné par

$$\mathbf{E} = \frac{\partial}{\partial r} \left(r^{-\frac{1}{2}} \frac{\partial \Psi}{\partial z} \right) \hat{\mathbf{r}} + r^{-\frac{3}{2}} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z \partial \theta} \hat{\boldsymbol{\theta}} + \left(r^{-\frac{1}{2}} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} + k_0^2 n^2 \Psi \right) \hat{\mathbf{z}}. \quad (2.55)$$

Une formule similaire donne le champ TE à partir de $\mathbf{\Pi}_e = \frac{\Psi}{\sqrt{r}} \hat{\mathbf{z}}$. La simulation porte donc sur le potentiel scalaire Ψ . Le potentiel $\Psi(r_0 + p_r \Delta r, p_\theta \Delta \theta, p_z \Delta z)$ est noté $\Psi_{p_r, p_\theta, p_z}$. Il vérifie l'équation de propagation

$$\frac{\partial^2 \Psi_{p_r, p_\theta, p_z}}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \mathbf{d}_\theta^2 \Psi_{p_r, p_\theta, p_z} + \mathbf{d}_z^2 \Psi_{p_r, p_\theta, p_z} + \left(k_0^2 n^2 + \frac{1}{4r^2} \right) \Psi_{p_r, p_\theta, p_z} = 0, \quad (2.56)$$

avec

$$\mathbf{d}_z^2 \Psi_{r,p\theta,p_z} = \frac{1}{\Delta z^2} (\Psi_{r,p\theta,p_z+1} - 2\Psi_{r,p\theta,p_z} + \Psi_{r,p\theta,p_z-1}), \quad (2.57a)$$

$$\mathbf{d}_\theta^2 \Psi_{r,p\theta,p_z} = \frac{1}{\Delta \theta^2} (\Psi_{r,p\theta+1,p_z} - 2\Psi_{r,p\theta,p_z} + \Psi_{r,p\theta-1,p_z}). \quad (2.57b)$$

Ainsi, la propagation des potentiels (et champs) est a priori exprimée sur un maillage discret.

2.3.3 Le propagateur 3D-DSSF-DMFT

Le problème étant 2π -périodique selon θ , la transformée spectrale correspond à une transformée de Fourier discrète. En pratique, c'est la transformée de Fourier rapide (FFT) qui est utilisée. Ainsi, en appliquant les transformées spectrales selon θ (FFT) et z (DMFT) à (2.56), et en négligeant la rétro-propagation, le spectre du potentiel noté $\tilde{\Psi}$ vérifie l'équation itérative

$$\tilde{\Psi}_{p_r+1,q_\theta,q_z} = P_{p_r,q_\theta,q_z} \tilde{\Psi}_{p_r,q_\theta,q_z}, \quad (2.58)$$

où le propagateur P_{p_r,q_θ,q_z} correspondant à la propagation 3D dans le domaine discret est donné par

$$P_{p_r,q_\theta,q_z} = \frac{H_{\kappa_{q_\theta}}^{(2)}(k_r r_{p_r+1})}{H_{\kappa_{q_\theta}}^{(2)}(k_r r_{p_r})} \sqrt{\frac{r_{p_r+1}}{r_{p_r}}}, \quad (2.59)$$

pour $q_z = \{1, N_z - 1\}$, $q_\theta = \{0, \dots, N_\theta - 1\}$. $H_{\kappa_{q_\theta}}^{(2)}$ représente la fonction de Hankel de seconde espèce d'ordre κ_{q_θ} . L'ordre des fonctions de Hankel est donné par $\kappa_{q_\theta} = \frac{2}{\Delta \theta} \sin\left(\frac{\pi N_s q_\theta}{N_\theta}\right)$.

La propagation des ondes de surface correspondant aux termes 0 et N_z de la DMFT est donnée par

$$P_{p_r,q_\theta,0} = \frac{H_{\kappa_{q_\theta}}^{(2)}(k_{sw1} r_{p_r+1})}{H_{\kappa_{q_\theta}}^{(2)}(k_{sw1} r_{p_r})} \sqrt{\frac{r_{p_r+1}}{r_{p_r}}}, \quad (2.60a)$$

$$P_{p_r,q_\theta,,N_z} = \frac{H_{\kappa_{q_\theta}}^{(2)}(k_{sw2} r_{p_r+1})}{H_{\kappa_{q_\theta}}^{(2)}(k_{sw2} r_{p_r})} \sqrt{\frac{r_{p_r+1}}{r_{p_r}}}, \quad (2.60b)$$

où

$$k_{sw1} = \sqrt{k_0^2 + (\gamma + \gamma^{-1} - 2)/(\Delta z)^2}, \quad (2.61a)$$

$$k_{sw2} = \sqrt{k_0^2 + ((-\gamma) + (-\gamma)^{-1} - 2)/(\Delta z)^2}. \quad (2.61b)$$

Enfin, γ est donné par (2.36). Notons qu'en pratique, le terme en N_z correspondant à l'onde de ciel est forcé à zéro.

Propagation sectorielle Pour les simulations faisant appel à des sources directives, il est inutile de calculer le champ sur 360° . Une méthode de propagation sectorielle a été développée pour restreindre le domaine de calcul. Le principe est d'identifier un secteur angulaire θ_s contenant toute l'énergie, et de le choisir tel que $N_s = \theta_s/(2\pi)$ soit entier (cf. figure 2.10a). Alors, la décimation dans le domaine spectral par $n_{\text{dec}} = N_\theta/N_s$ revient à une périodisation du signal sur n_{sec} secteurs (cf. figure 2.10b).

En ne gardant que le secteur d'intérêt, le domaine spectral angulaire demande n_{sec} fois moins de points, ce qui accélère sensiblement la transformée spectrale comme la propagation. De plus, aucune information n'est perdue puisque le secteur angulaire contient toute l'énergie.

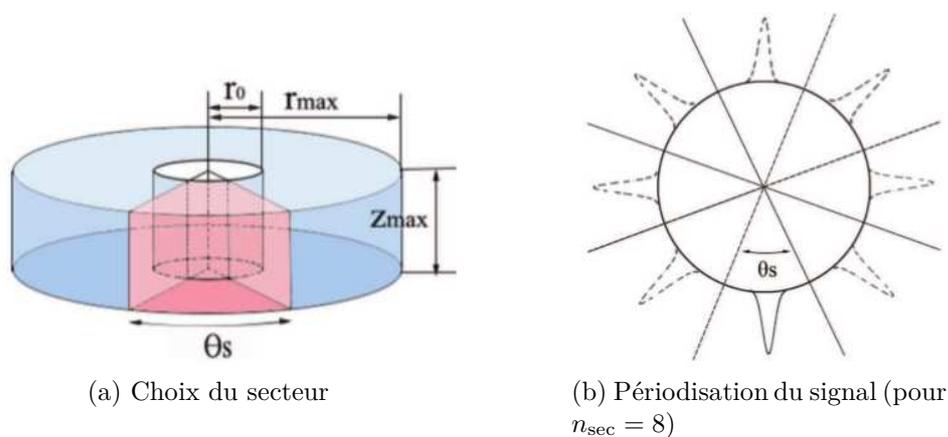


FIGURE 2.10 – Illustration de la propagation sectorielle.

2.3.4 Simulations numériques

Validation du propagateur Pour valider l'expression du propagateur et la propagation sectorielle, une simulation en espace libre est dans un premier temps effectuée. La fréquence est fixée à 3 GHz. La source est un point source complexe situé en $r_s = \frac{jk_0 W_0^2}{2}$, $\theta_s = 0$ rad et $z_s = 1000$ m. Sa largeur de ceinture vaut $W_0 = 1$ m. Le champ initial est calculé sur un cylindre de rayon $r_0 = 2$ km, puis la propagation est simulée jusqu'à une distance de $r_{\text{max}} = 12$ km par pas $\Delta r = 200$ m. La hauteur de calcul vaut $z_{\text{max}} = 2000$ m avec un pas vertical de $\Delta z = 0.2$ m. Enfin, $N_\theta = 1000$ points sont pris en azimut.

Le champ propagé à 12 km est ensuite comparé à l'expression analytique du champ rayonné par le point source complexe à la même distance. Le champ normalisé final sur le dernier cylindre et la différence avec la formulation analytique sont donnés en figure 2.11. Cette différence est de l'ordre de -50 dB en-dessous du champ. Une simulation par SSF (sans la formulation discrète) donne des ordres de grandeur comparables.

Prise en compte des effets 3D Les effets verticaux de la réfraction sont pris en compte, dans la méthode 3D-DSSF, de la même façon qu'en 2D. Ainsi, pour valider la

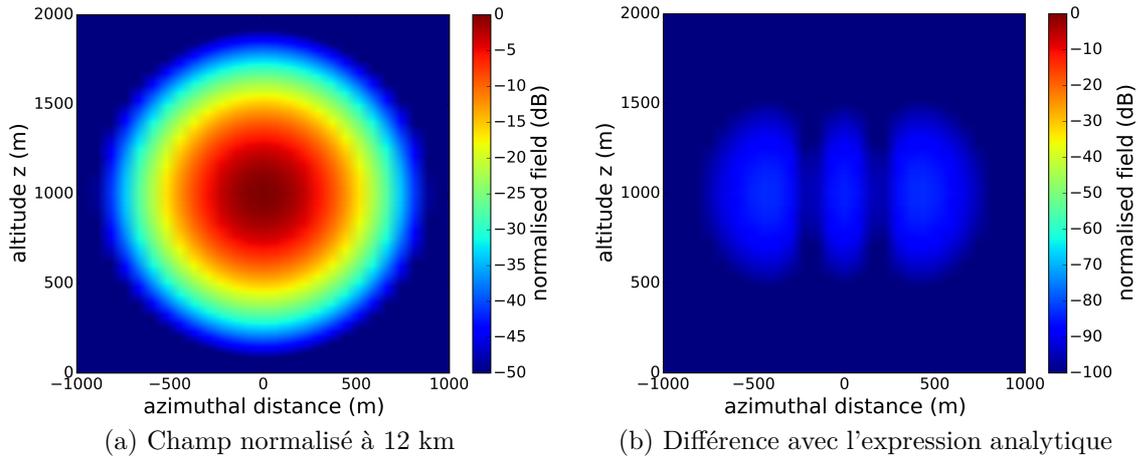


FIGURE 2.11 – Champ propagé par DSSF en espace libre.

prise en compte des effets latéraux, l'idée est de vérifier qu'une atmosphère identique verticalement et horizontalement donne des effets identiques selon les 2 directions.

Ainsi, pour cette simulation, les gradients d'indice verticaux (figure 2.12a) et azimutaux (figure 2.12b) sont pris identiques. La cartographie 2D des gradients d'indice sur un cylindre est tracée en figure 2.12c. Ces gradients correspondent à un conduit trilineaire défini verticalement par les paramètres $M_0 = 330$ M-units, $z_b = 950$ m, $z_t = 100$ m, $c_0 = 0.118$ M-units/m, et $c_2 = -1.0$ M-units/m. Les variations azimutales d'indice ne se veulent pas réalistes. Elles sont uniquement choisies pour valider le modèle.

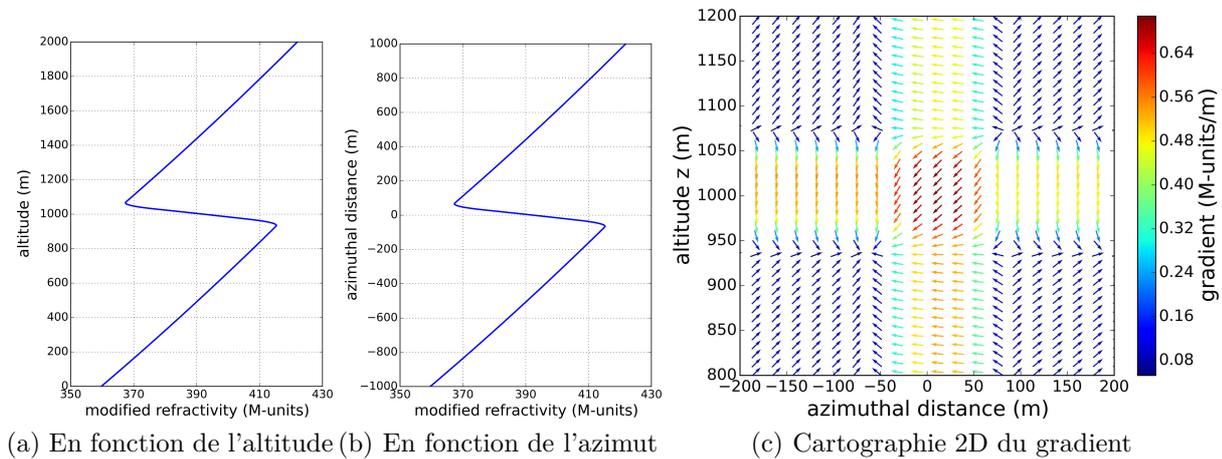


FIGURE 2.12 – Variation de l'indice M en fonction de l'altitude z et de l'azimut θ .

La géométrie choisie, la source et les pas de calculs sont identiques à ceux de la propagation en espace libre. Le champ sur le dernier cylindre est tracé en figure 2.13a. On peut constater les effets verticaux et latéraux de l'indice sur le champ électrique. Les effets verticaux servent de référence pour quantifier les effets horizontaux. Ainsi, les coupes correspondant aux deux droites pointillées de la figure 2.13a sont tracées en figure 2.13b, en fonction

de la distance verticale ou azimutale. Les courbes sont superposées, aussi la méthode de propagation prend-elle bien en compte les effets latéraux avec la même précision que les effets verticaux.

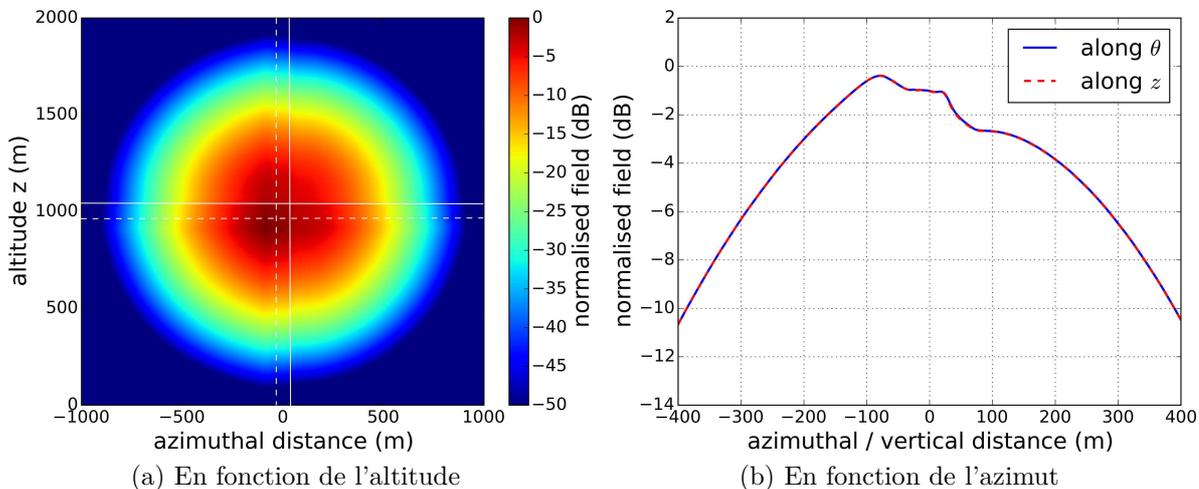


FIGURE 2.13 – Variation de l'indice M en fonction de l'altitude z et de l'azimut θ .

Cette simulation valide la méthode de propagation 3D présentée dans cette section. Elle est ensuite appliquée à un cas avec des gradients verticaux et horizontaux réalistes.

Simulation sur un cas réaliste Cette méthode peut être appliquée sur des cas réalistes, ici pour discuter de la validité d'une méthode $N \times 2D$, c'est-à-dire azimut par azimut avec la méthode 2D-DSSF. Il est difficile d'avoir accès à des données précises d'indice de réfraction en 3D dans la basse troposphère. Pour cette simulation, le gradient d'indice choisi est extrait d'une inversion de données de fouillis radar, dite "refractivity from clutter" (RFC) permettant de remonter à l'indice de réfraction. Cette méthode est détaillée en section 3.2. En figure 2.14 sont donnés 3 exemples de conduits retrouvés par RFC à 3 azimuts de visée du radar SPANDAR (145° , 150° et 155°) lors d'une mesure de fouillis radar en présence d'un conduit atmosphérique. Ils sont tracés au niveau de l'antenne et à 60 km, la hauteur z_b du conduit étant variable avec la distance.

Ces conduits sont interpolés et passés en entrée de la méthode 3D-DSSF. Le résultat est ensuite comparé à un calcul $N \times 2D$. La source utilisée est la même que pour la simulation précédente. Le champ normalisé obtenu par 3D-DSSF sur le cylindre à 60 km est tracé en fonction de l'azimut et de l'altitude en figure 2.15. L'effet de la variation azimutale du conduit est visible par la variation azimutale du champ.

La différence de ce champ avec celui obtenu par 2D-DSSF est tracée en figure 2.16a. Le même résultat tracé sur une coupe verticale du champ dans le plan de la source est donné en figure 2.16b.

Les différences sont de l'ordre de -50 dB ou moins en dessous du niveau de champ. Ces différences sont donc négligeables. Ainsi, sur un tel cas, la propagation en 3D ne se justifie pas. De plus, la simulation prend environ 1h00 sur un ordinateur de bureau pour

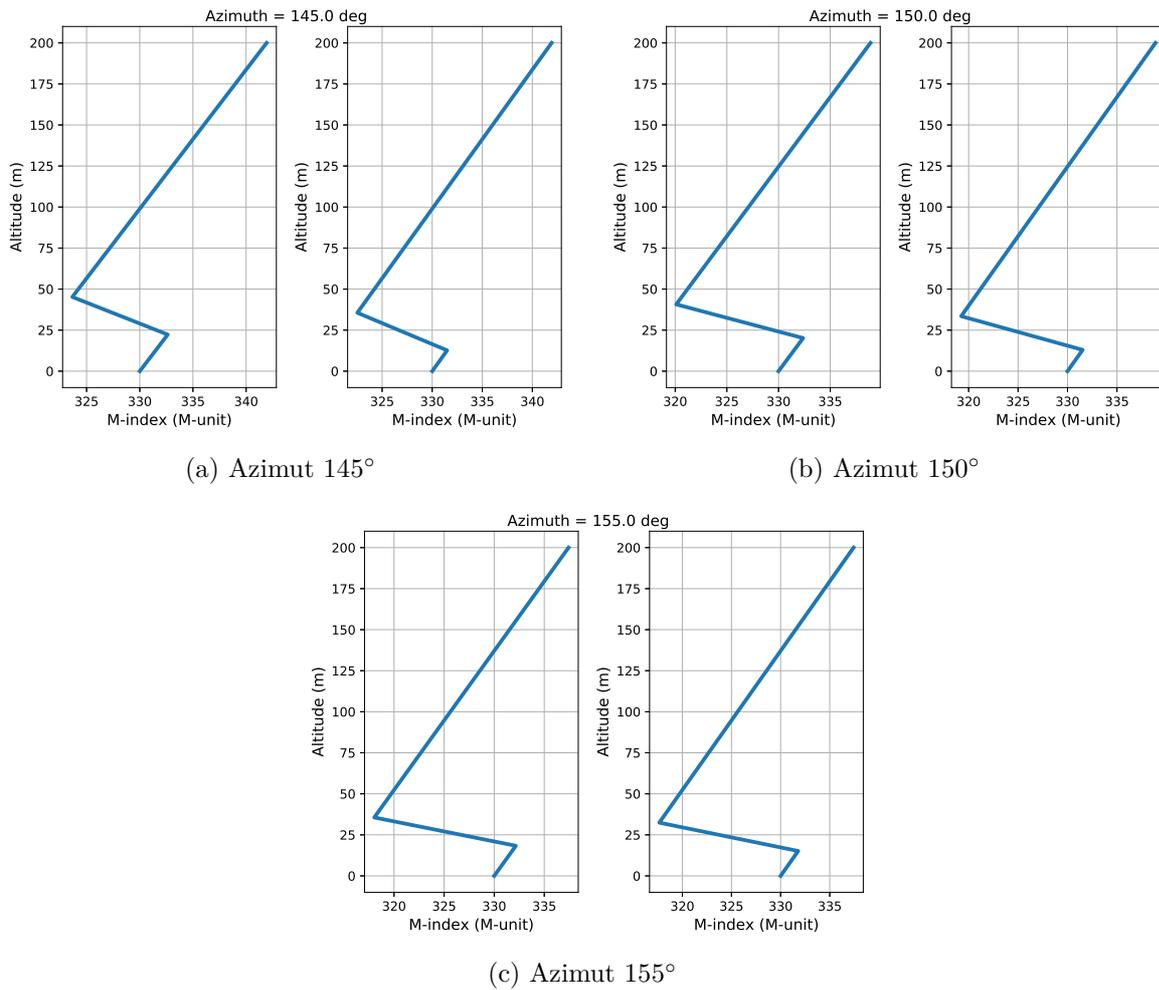


FIGURE 2.14 – Conduits atmosphériques en $r = 200$ m (à gauche) et $r = 60$ km (à droite) pour 3 azimuts.

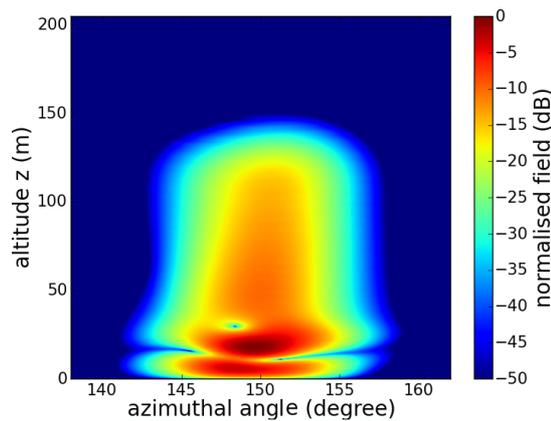


FIGURE 2.15 – Champ propagé par 3D-DSSF en présence d'un conduit variable en azimut.

un domaine de taille modéré. Par conséquent, le temps de calcul doit être diminué si l'on

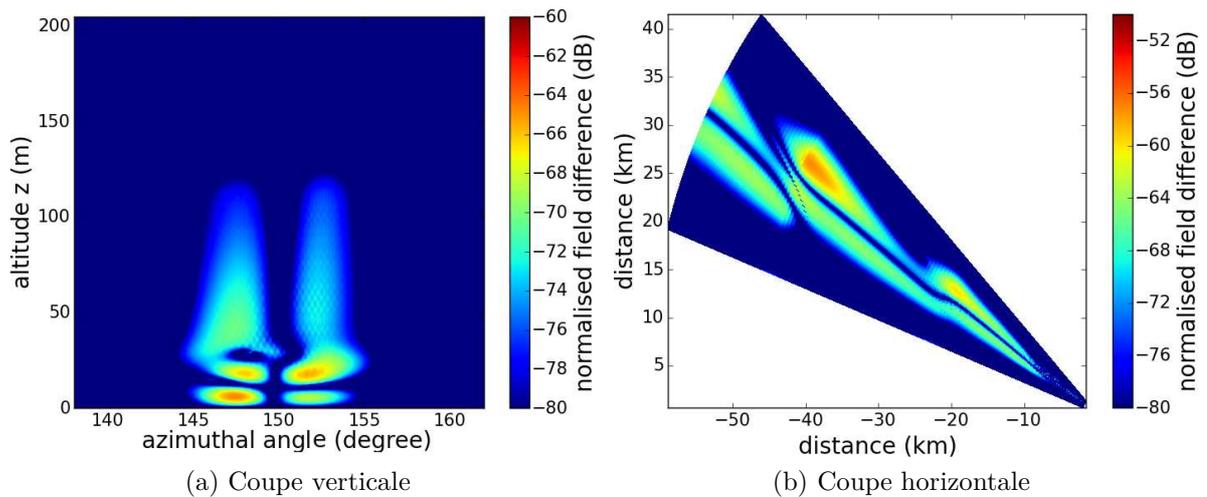


FIGURE 2.16 – Différence du champ propagé par 3D-DSSF et par 2D-DSSF en présence d'un conduit variable en azimut.

veut appliquer cette méthode sur des cas plus complexes, des scénarios plus étendus, ou réaliser des études paramétriques.

2.3.5 Conclusion

Dans cette section, la méthode 3D-DSSF de simulation de la propagation en 3D par méthode split-step Fourier et auto-cohérente au sens de Chew a été présentée. Elle offre une précision similaire à la 3D-SSF et a été validée par des simulations numériques. Comme toutes les méthodes de type SSF en 3D aujourd'hui développées, le temps de calcul reste un frein à son utilisation. Il faut un code hautement parallélisé et un ordinateur puissant pour espérer modéliser une scène complexe dans un temps acceptable, de l'ordre de quelques minutes.

C'est cette limitation qui nous a poussés à explorer les ondelettes pour la propagation. Cette décomposition permet une localisation tant dans le domaine spatial que spectral, et une capacité de compression des données utiles à une accélération de la modélisation. La section suivante introduit une méthode de propagation basée sur la décomposition en ondelettes.

2.4 Propagation par split-step wavelet

2.4.1 Introduction

L'idée originelle pour accélérer le calcul de la propagation en 3D est de localiser les effets 3D et les variations rapides du champ pour les traiter séparément du reste du champ. Les techniques type SSF ne le permettent pas car la transformée de Fourier donne une

information sur l'ensemble du champ : chaque composante spectrale dépend du champ en tous points. Il fallait donc se tourner vers une méthode de décomposition locale du champ. Les ondelettes se sont avérées des candidates d'autant plus intéressantes qu'elles présentent 2 caractéristiques que nous employons ici pour accélérer les calculs : un algorithme de décomposition rapide – plus rapide que la FFT – et des propriétés d'invariance par translation permettant de réutiliser de nombreux calculs.

Nous avons aussi développé ces travaux dans le cadre de la thèse de Hang Zhou [R6]. Ils n'ont cependant pas encore été publiés.

Après une définition de l'ondelette et de la base d'ondelettes, la transformée en ondelettes discrètes est introduite. La méthode split-step wavelet (SSW) est ensuite présentée, avec les deux stratégies de propagation possibles. Enfin, quelques simulations numériques valident la méthode et illustrent sa supériorité sur la DSSF quant au temps de calcul nécessaire à une simulation.

2.4.2 La transformée en ondelettes discrète

Dans cette section, la théorie des ondelettes discrètes est rapidement abordée. En particulier, la transformée en ondelettes discrète (DWT) et la transformée en ondelettes rapide (FWT) sont présentées. Le lecteur intéressé se plongera dans le livre référence de Mallat [21] sur les ondelettes.

Nous nous intéressons à une fonction discrète u de la variable p_z telle que $z = z_0 + p_z \Delta z$, $p_z \in \{0, N_z\}$, notée $u[p_z]$.

La famille d'ondelettes Une ondelette est une fonction élémentaire ayant un support fini à la fois dans le domaine spatial et spectral (à décroissance rapide). On appellera base d'ondelettes un ensemble d'ondelettes formant une base orthonormée pouvant décrire toute fonction discrète.

Pour définir une base, il faut choisir une famille d'ondelettes et le niveau L de la base. La famille définit la forme d'une ondelette mère ψ vérifiant quelques propriétés, en particulier une intégrale nulle, un support fini et une décroissance rapide dans le domaine de Fourier. Ensuite, L ondelettes filles sont obtenues en dilatant l'ondelette mère et en la normalisant en amplitude. Ainsi, l'ondelette mère (au niveau 1) couvre le haut du spectre et l'ondelette fille au niveau L couvre le bas du spectre. Enfin, une ondelette dite *fonction d'échelle* complète la base en couvrant la partie la plus basse du spectre, jusqu'au continu.

Pour couvrir l'ensemble de l'espace $z \in [z_0, z_{\max}]$, il faut utiliser l'ensemble des ondelettes obtenues translation seon z d'un indice p . En prenant en compte dilatations et translations, les ondelettes de la base sont définies à un niveau l et à une position p , par

$$\psi_{l,p}[p_z] = \frac{1}{2^{l/2}} \psi \left[\frac{p_z - 2^l p}{2^l} \right] = 2^{-l/2} \psi[2^{-l} p_z - p]. \quad (2.62)$$

Enfin, les fonctions d'échelle sont données par

$$\phi_{L,p}[p_z] = 2^{-L/2} \phi[2^{-L} p_z - p]. \quad (2.63)$$

Une famille d'ondelettes est donnée en figure 2.17. À partir de l'ondelette mère ψ_1 , les ondelettes filles ψ_2 et ψ_3 sont obtenues par dilatations successives. Puis la fonction d'échelle ϕ_3 complète la famille. Étant données les dilatations considérées, une translation d'un indice au niveau 3 correspond à une translation de 2 indices au niveau 2 et de 4 indices au niveau 1.

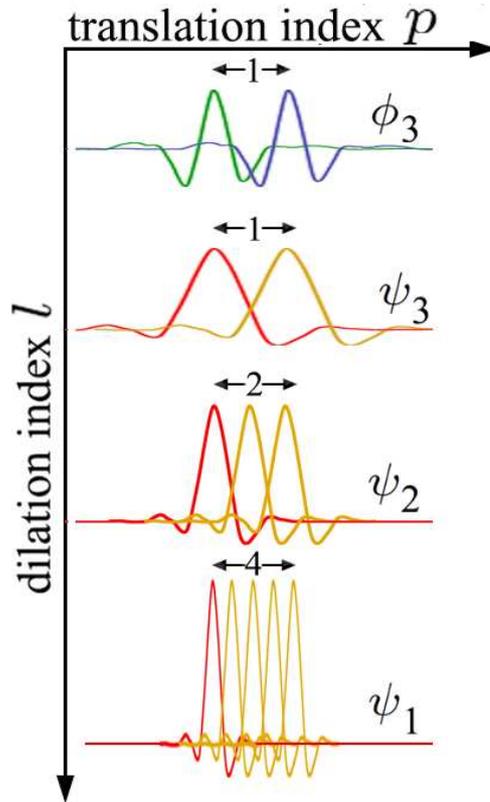


FIGURE 2.17 – Famille d'ondelettes *symlet 6* pour un niveau $L = 3$.

Transformée en ondelettes discrète La décomposition de la fonction u sur une base d'ondelettes à L niveaux est donnée par

$$u[p_z] = u^a[p_z] + \sum_{l=1}^L u_l^d[p_z]. \quad (2.64)$$

Chaque fonction u_l^d correspond au champ projeté sur les ondelettes de niveau l , contenant la partie du spectre de u d'autant plus basse que l est grand. u^a correspond au champ projeté sur les fonctions d'échelle décrivant les variations les plus lentes de u , jusqu'au spectre continu.

En faisant apparaître les coefficients sur chaque ondelette, le champ u s'écrit

$$\begin{aligned} u[p_z] &= \sum_{p \in \mathbb{Z}} a_{L,p} \phi_{L,p}[p_z] + \sum_{l=1}^L \sum_{p \in \mathbb{Z}} d_{l,p} \psi_{l,p}[p_z] \\ &= \sum_{p \in \mathbb{Z}} a_{L,p} 2^{-L/2} \phi[2^{-L} p_z - p] + \sum_{l=1}^L \sum_{p \in \mathbb{Z}} d_{l,p} 2^{-l/2} \psi[2^{-l} p_z - p], \end{aligned} \quad (2.65)$$

où les $a_L[p]$ sont appelés les *coefficients d'approximation* et les $d_l[p]$ sont les *coefficients de détails*.

L'ensemble constitué des ondelettes et des fonctions d'échelle forme une base orthonormée de l'espace des fonctions discrètes à énergie finie. Dans la suite et dans un souci de concision, le terme d'*ondelette* pourra désigner autant une ondelette qu'une fonction d'échelle.

Les équations (2.62) et (2.63) montrent que les ondelettes de niveau l ne sont définies qu'en des points multiples de 2^l . Ainsi, pour décrire le niveau l une fonction discrétisée en N_z points, il faut $N_l = N_z/2^l$ ondelettes. En additionnant les $L + 1$ niveaux, le nombre total d'ondelettes pour décrire le signal est N_z .

En conclusion, la fonction discrétisée est représentée par un nombre restreint de fonctions élémentaires identiques par niveau et translatées, chacune affectée d'un coefficient scalaire.

Transformée en ondelettes rapide Pour calculer les coefficients, une technique de transformée rapide (FWT pour Fast Wavelet Transform) a été développée par Mallat [22]. Elle consiste à calculer les coefficients de façon itérative en appliquant des filtres successifs au signal. À chaque itération, le signal est échantillonné sur 2 fois moins de points. Les supports des filtres étant de petite taille, la complexité de l'algorithme est en $\mathcal{O}(N_z)$ [22], à mettre en regard de la complexité de la FFT en $\mathcal{O}(N_z \log_2(N_z))$ [23].

La transformée inverse est noté IFWT. Elle est basée sur le même principe que la FWT et présente la même complexité.

2.4.3 La méthode de propagation split-step wavelet

Présentation de la méthode La méthode split-step wavelet (SSW) est inspirée de la méthode SSF. Elle consiste à calculer le champ de façon itérative avec la distance à la source. À chaque pas, le champ est d'abord décomposé sur une base d'ondelettes par FWT. Chaque ondelette est ensuite propagée individuellement en atmosphère homogène. L'opérateur de propagation dans le vide est calculé dans le domaine des ondelettes une fois pour toute avant le calcul. Une fois cet opérateur appliqué, le champ propagé dans le vide est recomposé par IFWT à partir des ondelettes propagées. Le sol, le relief et l'apodisation sont alors appliqués dans le domaine spatial, comme pour la méthode DSSF.

Ainsi, le champ électromagnétique est obtenu sur tout le domaine de calcul en suivant les étapes suivantes :

1. Le champ $u_{p_r} = [u_{p_r, p_z}]_{p_z \in [0, N_z]}$ est représenté par un vecteur creux de coefficients d'ondelettes U_{p_r} obtenus par FWT (représentée par \mathcal{W}) et une compression sous un

seuil V_s (représentée par \mathcal{C}).

$$U_{p_r} = \mathcal{C}\mathcal{W}u_{p_r}. \quad (2.66)$$

2. La propagation est effectuée dans le domaine des ondelettes. Le propagateur est noté \mathcal{M} . Il fait spécifiquement l'objet du paragraphe suivant. Ainsi, les coefficients propagés en espace libres U^p sur une distance Δr sont donnés par

$$U_{p_r+1}^p = \mathcal{M}U_{p_r}. \quad (2.67)$$

3. Le champ propagé en espace libre $u_{p_r+1}^p$ est alors obtenu par IFWT (notée \mathcal{W}^{-1})

$$u_{p_r+1}^p = \mathcal{W}^{-1}U_{p_r+1}^p. \quad (2.68)$$

4. L'apodisation, l'indice de réfraction et le relief sont enfin appliqués dans le domaine spatial, notés par les opérateurs \mathcal{H} , \mathcal{R} , et \mathcal{L} , respectivement.

En conclusion, la propagation de r_{p_r} à r_{p_r+1} est donnée par

$$u_{p_r+1} = \mathcal{H}\mathcal{R}\mathcal{L}\mathcal{W}^{-1}\mathcal{M}\mathcal{C}\mathcal{W}u_{p_r}. \quad (2.69)$$

La précision de la modélisation et sa rapidité dépendent des deux seuils de compression V_s et V_M appliqués au signal et à l'opérateur de propagation, respectivement.

Opérateur de propagation Deux techniques peuvent être envisagées pour propager les ondelettes. La première consiste à calculer la matrice de propagation qui relie les coefficients avant et après propagation sur tout le domaine vertical. C'est cette technique que nous avons implémentée pour valider la méthode SSW [R6]. Nous démontrons que seules $L + 1$ propagations sur 1 pas et 2^L décompositions en ondelettes sont nécessaires pour calculer la matrice dans son ensemble. Pour arriver à ce résultat, nous utilisons les propriétés d'invariance par translation des ondelettes.

L'intérêt de cette méthode est de représenter l'opérateur de propagation \mathcal{M} par une multiplication matricielle \mathbf{M} . Notons que la matrice \mathbf{M} comme le vecteur U_{p_r} sont creux. Ceci rend très rapide cette multiplication matricielle. Le problème de cette stratégie est que la création et le stockage de la matrice demandent beaucoup de ressources si le problème est grand selon z .

La seconde solution consiste à ne stocker que les 2^L opérateurs nécessaires à la propagation de chacune des ondelettes. Cette méthode permet de calculer le champ total à partir de la somme d'atomes correspondant à chacune des ondelettes propagées. Pour être efficace numériquement et comparé à la multiplication matricielle, celle-ci doit être codée dans un langage compilé, ce qui fait l'objet de travaux de thèse actuels sous ma direction.

Dans un cas comme dans l'autre, une compression suivant un seuil V_M est appliqué. Dans le cas de la matrice de propagation, cette compression assure sa parcimonie – un grand nombre d'éléments de la matrice sont nuls. Dans le cas des opérateurs, la compression assure que leur support – le nombre de coefficients nécessaires pour décrire la propagation d'une ondelette – est réduit.

L'opérateur correspondant à la propagation d'une ondelette au niveau $l = 2$ est représenté en figure 2.18 pour une propagation avec $L + 1 = 4$ niveaux d'ondelettes. L'opérateur stocké correspond à la relation entre l'ondelette de départ figure 2.18a et les ondelettes après propagation, figure 2.18d. Dans le cas d'une propagation par multiplication matricielle, cet opérateur est remis en forme pour correspondre à une colonne de la matrice M .

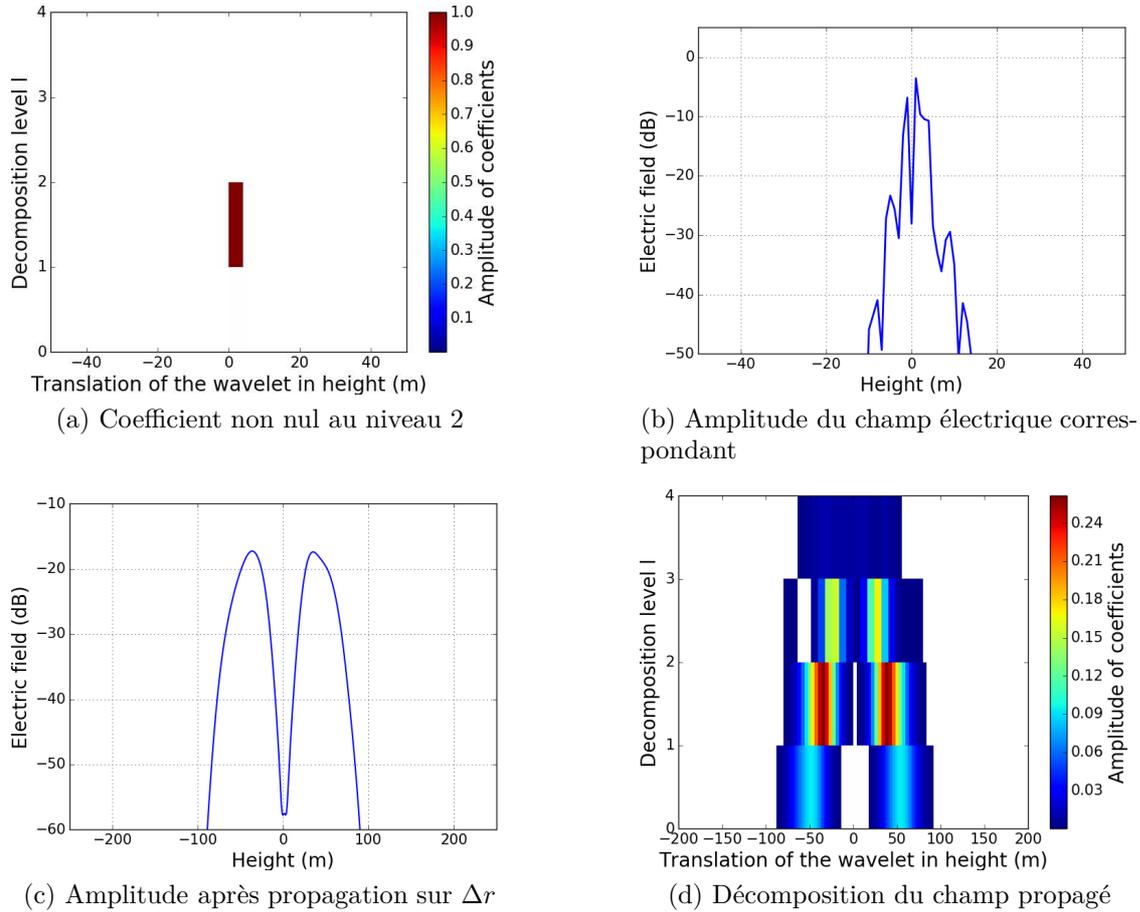


FIGURE 2.18 – Étapes du calcul de l'opérateur propagation d'une ondelette *symlets 6* de niveau 2.

Prise en compte du sol La propagation des ondelettes étant pré-calculée en espace libre, il faut une étape supplémentaire pour prendre en compte le sol. Cette étape est nommée *méthode des images locale*. L'idée est d'introduire une image locale du champ, c'est-à-dire uniquement du champ à proximité du sol. En effet, contrairement à la représentation de Fourier, le caractère local des ondelettes permet de considérer la réflexion comme un phénomène local.

La méthode des images locale, illustrée en figure 2.19 suit le schéma suivant :

1. À la distance r_{pr} , le champ u_{pr} est décrit sur N_z points. Il est étendu à u_{pr}^t par ajout d'une couche image sous le sol sur N_{im} points. N_{im} est choisi plus large que la

propagation d'une ondelette. Dans cette couche, le champ est obtenu par image du champ au-dessus du sol affecté du coefficient de Fresnel. Le champ u^t est donné par

$$u_{p_r, p_z}^t = \begin{cases} u_{p_r, p_z} & \text{pour } p_z \in [1, N_z - 1], \\ (1 + \Gamma)u_{p_r, 0} & \text{pour } p_z = 0, \\ \Gamma u_{p_r, -p_z} & \text{pour } p_z \in [-N_{\text{im}}, -1], \end{cases} \quad (2.70)$$

où Γ est le coefficient de Fresnel.

2. $u_{p_r}^t$ est propagé de r_{p_r} à r_{p_r+1} en utilisant le propagateur \mathcal{M} .
3. Le champ $u_{p_r+1}^p$ est obtenu en supprimant la couche image.

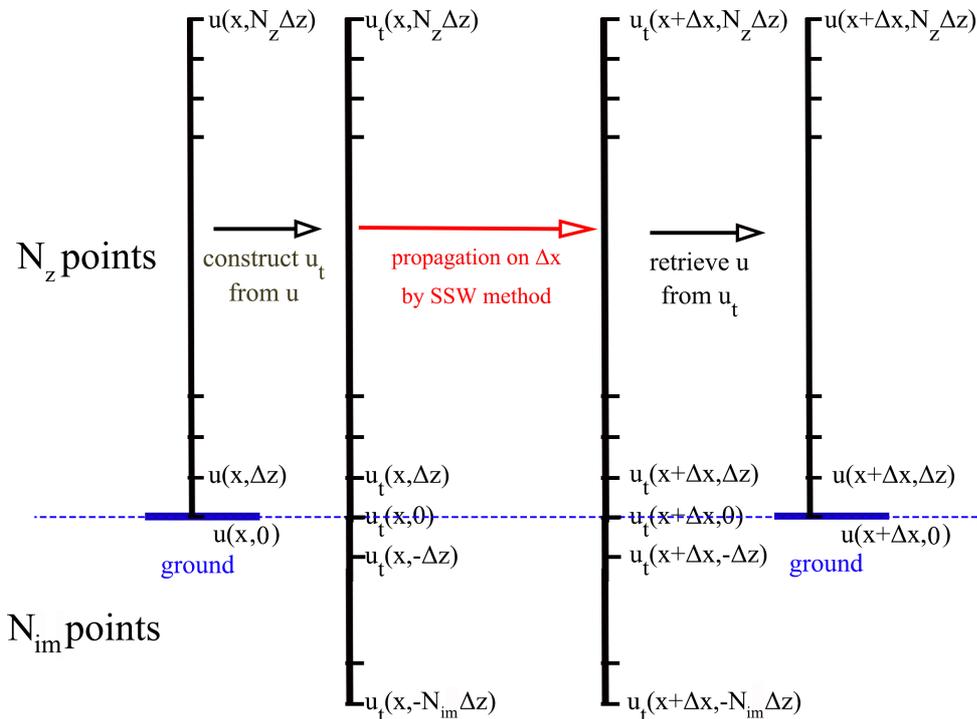


FIGURE 2.19 – Méthode des images locale.

En procédant ainsi, des réflexions parasites dues à l'absence d'apodisation au sol apparaissent. Cependant, ces réflexions sont supprimées en même temps que la couche image à chaque pas et ne se propagent ainsi jamais jusque dans la zone $z \geq 0$.

En pratique, $N_{\text{im}} \ll N_z$, donc le surcout en temps de calcul pour prendre en compte la réflexion sur le sol est négligeable.

Le champ total étant décrit comme la somme du champ incident et du champ réfléchi (2.70), il ne prend pas en compte l'onde de sol.

Notons enfin que cette méthode basée sur les coefficients de Fresnel ne permet pas de prendre en compte l'onde de sol.

Les paragraphes suivants présentent des simulations numériques. Pour celles-ci, l'opérateur propagation est codé par multiplication matricielle.

Erreur attendue due à la compression Une première simulation consiste à la propagation d'un point source complexe dans le vide. Le but de cette simulation est d'abord de valider la propagation dans le vide, puis d'observer l'erreur en fonction de la distance due aux compressions sur l'opérateur de propagation d'une part et sur le signal à chaque pas d'autre part.

Le point source complexe est généré à une fréquence de $f = 300$ MHz, positionné à $r_{w0} = -50$ m, $y_s = 0$ m, $z_s = 1000$ m, avec une ceinture $W_0 = 5$ m. Ce point source complexe est propagé par SSW puis le résultat est comparé à son expression analytique. Deux configurations sont retenues pour SSW : une compression $V_s = 10^{-3}$ sur le signal sans compression sur l'opérateur de propagation, et une compression $V_M = 10^{-3}$ sur l'opérateur de propagation, sans compression sur le signal.

La famille d'ondelettes retenue est *symlets 6* avec un niveau maximum $L = 3$. Ce choix est gardé pour toutes les simulations à suivre. Il est argumenté plus en détails dans [R6].

L'erreur RMS en fonction de la distance est tracée sur la figure 2.20. Elle montre une dépendance de l'erreur due à la compression de la matrice de propagation en $V_M p_r$, et une dépendance de l'erreur due à la compression du signal en $V_s p_r^{0.3}$.

En considérant le milieu faiblement non-linéaire, il semble possible de démontrer la dépendance de l'erreur avec la compression de la matrice de propagation. Cependant, le coefficient de 0.3 sur le terme de compression sur le signal est à prendre avec des pin-cettes. Une étude plus approfondie est quoi qu'il en soit nécessaire pour affiner notre connaissance et démontrer la dépendance de l'erreur avec p_r .

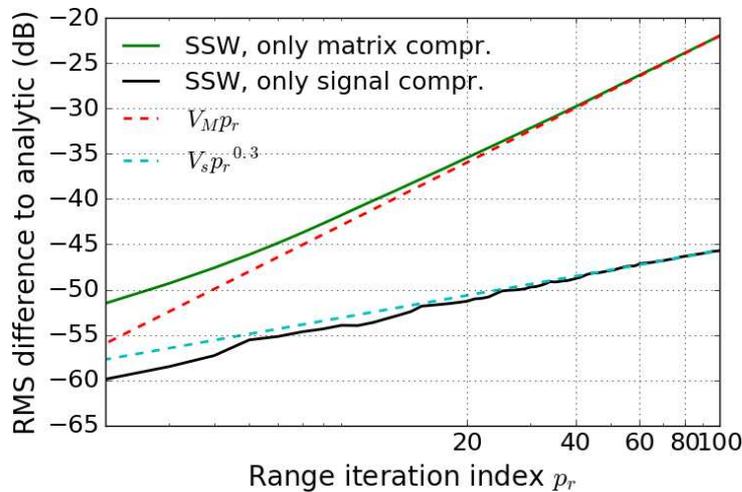


FIGURE 2.20 – Erreur RMS en fonction de la distance de propagation.

L'intérêt majeur de cette simulation est de montrer qu'il est possible d'anticiper l'erreur apportée par compression lors de la propagation par SSW à chaque pas en distance. Ainsi, il est possible de définir d'une erreur RMS attendue E_e sur la dernière verticale. Connaissant le nombre de points N_r , il est alors possible de choisir les seuils V_s et V_M pour rester sous cette erreur E_e .

Validation en milieu complexe Cette seconde simulation consiste à calculer la propagation d'un champ en un milieu complexe, comprenant un indice de réfraction et un relief variables. Le champ propagé par SSW est comparé à un champ calculé par SSF, la différence entre les champs devant être de l'ordre de grandeur attendu.

Le milieu atmosphérique est modélisé par un conduit de surface caractérisé par un indice M au sol valant $M_0 = 330$ M-units, une base à l'altitude $z_b = 100$ m, une épaisseur $z_t = 200$ m avec des gradients valant $c_0 = 0.118$ M-units/m et $c_2 = -0.1$ M-units/m. Le relief est représenté par 2 collines triangulaires de hauteurs 100 m et 200 m, de largeur totale 50 km, et centrées à 25 km et 80 km de la source, respectivement. Le sol est caractérisé par une permittivité réduite $\varepsilon_r = 20$ et une conductivité $\sigma = 0.02$ S/m.

Enfin, la propagation est calculée sur 4096 m d'altitude pour 100 km de distance par pas vertical de 1 m et horizontal de 1000 m. Le calcul est effectué par DSSF et par SSW pour deux erreurs attendues, à savoir $E_{e1} = -14$ dB et $E_{e2} = -34$ dB.

Sur la figure figure 2.21a, le champ électrique normalisé (en dB) est tracé en fonction de la distance et l'altitude. Le relief est représenté en blanc. Les champs sur la dernière verticale de calcul sont tracés en figure 2.21b avec le champ obtenu dans les mêmes conditions par SSF. Leurs différences sont enfin tracées en figure 2.21c.

Les résultats obtenus avec les deux méthodes de modélisation sont très proches, et ce pour les deux valeurs d'erreurs attendues. Les différences sont de plus légèrement inférieures à l'ordre de grandeur de l'erreur attendue. Leur calcul donne $E_{RMS1} = -18.2$ dB pour une erreur attendue de -14 dB, et $E_{RMS2} = -43.3$ dB pour une erreur attendue de -34 dB. Les erreurs sont plus faibles que les valeurs attendues. Ceci s'explique par le fait que quand de l'énergie sort du domaine (par le haut de celui-ci), une partie des erreurs de compression est perdue.

Enfin, le calcul pour une erreur attendue de -14 dB met 2.9 s, contre 3.8 s pour une erreur attendue de -34 dB et 7.8 s pour DSSF. Ainsi, le temps de calcul est au moins diminué de moitié pour le calcul tout en gardant une précision tout à fait acceptable et une erreur due aux compressions contrôlable.

2.4.4 Conclusion

Dans cette section, la méthode de simulation de la propagation en 2D par split-step wavelet (SSW) a été présentée. Basée sur des décompositions en ondelettes par transformée en ondelettes rapides (FWT) et recombinaison du champ par FWT inverse, elle profite de la rapidité de la décomposition. De plus, le caractère parcimonieux du champ à chaque itération et de la matrice de propagation pré-calculée permet de garantir que l'étape de propagation est rapide. Enfin, une méthode pour prendre en compte la réflexion permet de considérer le sol sans augmenter significativement le temps de calcul. Ainsi, la méthode développée est plus rapide que la DSSF, de l'ordre de 2 à 3 fois plus rapide sur les tests présentés.

Cette méthode est très récente, et il faut garder à l'esprit que d'autres améliorations sont envisagées. Par exemple, l'apodisation au sommet du domaine de calcul peut être

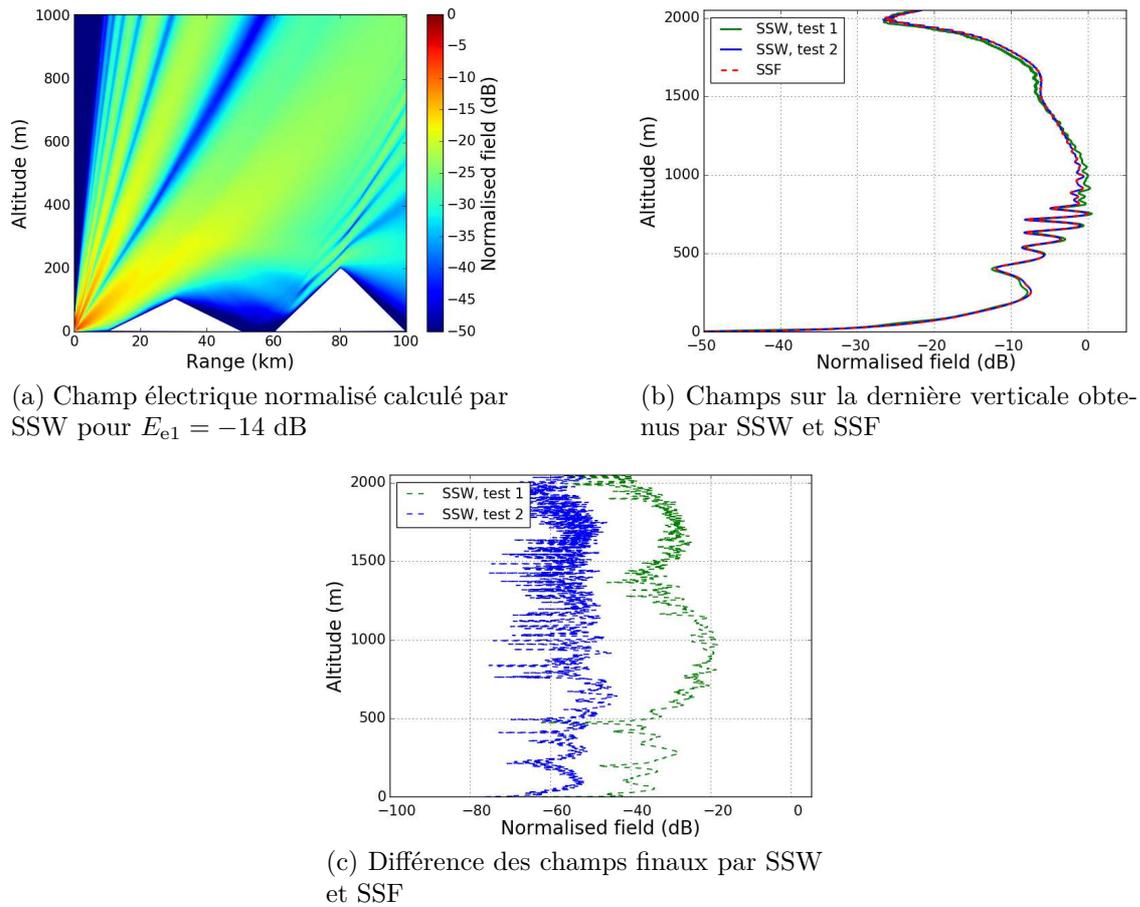


FIGURE 2.21 – Validation de la propagation en milieu complexe par SSW.

optimisée en utilisant le caractère local des ondelettes. De plus, une plus profonde compréhension de l'erreur en fonction de la distance sur des scénarios complexes permettrait l'utilisation de taux de compression adaptatifs pour augmenter encore la parcimonie des signaux sous forme d'ondelettes. Enfin, le langage Python n'a pas aujourd'hui d'algorithme efficace pour le produit matrice-vecteur quand les deux sont parcimonieux. Un algorithme dédié à cette étape l'accélérerait.

Mais surtout, c'est lors du passage en 3D que le gain en temps de calcul par SSW est espéré vraiment significatif. Ces pistes sont aujourd'hui en étude dans le cadre de la thèse de Thomas Bonnafont qu'Alexandre Chabory et moi-même encadrons.

2.5 Applications aéronautiques et spatiales

2.5.1 Introduction

La modélisation nécessite des modèles sans cesse améliorés pour répondre à des problématiques précises. Les applications présentées dans cette section, pour beaucoup

issues du monde de l’aviation civile, correspondent à des problèmes directs, c’est-à-dire interrogeant l’impact du canal de propagation sur les systèmes étudiés.

Dans le cadre d’un partenariat avec le CNES sous la forme d’un stage co-encadré en 2017, la méthode SSW a été appliquée à une géométrie de radio occultation, c’est-à-dire pour calculer l’onde propagée entre un satellite GNSS et un satellite en orbite basse en limite de visibilité. La modélisation par SSW prend ainsi en compte l’atmosphère et la surface terrestre sur une très grande scène [C31]. Ces résultats sont présentés en section 2.5.2.

La thèse de Ludovic Claudepierre (2012-2015) [R3] financée par la DTI et l’ENAC a abouti au développement du logiciel VERSO (VOR Error Simulator) permettant de simuler l’erreur VOR (VHF Omnidirectional Range) créée par des éoliennes à proximité d’une balise VOR [J7, J9, C20, C24, C25, C26]. Ce projet est présenté en section 2.5.3.

Enfin, la section 2.5.4 regroupent des études de moindre ampleur dans le domaine de la communication, la navigation et la surveillance. La communication a été abordée lors d’une étude pour vérifier la faisabilité de communications longue distance avec les systèmes LTE (financement SESAR). La navigation est représentée par deux stages encadrés avec B. Spitz de l’ENAC pour intégrer le relief dans le logiciel LAGON [24] – simulant le rayonnement d’antennes ILS (Instrument Landing System). Enfin, une étude réalisée pour Diginext et qui s’est traduit la aussi par un stage co-encadré entre dans le cadre de la surveillance.

Les applications que je développe dans ce chapitre font généralement appel à des méthodes de propagation split-step détaillées dans le chapitre 2. D’autres méthodes sont parfois employées. Dans ce cas, leur principe est rappelé, mais j’ai fait le choix de ne pas entrer dans leur détail car je n’ai pas participé à leur développement.

2.5.2 Modélisation d’une configuration de radio occultation

Dans le cadre d’un travail commun avec le CNES ayant pris la forme d’un stage co-encadré, une configuration de radio occultation a été étudiée et modélisée par SSW [C31]. Il s’agit du calcul de la propagation entre un satellite GPS et un satellite de réception LEO (Low-Elevation Orbit). On parle de radio occultation quand le signal entre les 2 satellites frôle la surface terrestre. Il est ainsi fortement impacté par son passage dans l’atmosphère.

Le but de se placer dans une configuration de radio occultation est ensuite d’inférer l’atmosphère terrestre à partir du signal mesuré sur le LEO. Pour que l’inversion des données soit probante, il faut que le modèle direct soit lui-même suffisamment précis. Nous nous proposons d’utiliser la méthode SSW afin de prendre en compte l’atmosphère et la réflexion sur le sol.

La configuration et le signal émis se veulent réalistes. La bande GPS L1 à la fréquence $f = 1.575$ GHz est choisie. L’émetteur présente un gain d’antenne de 16 dBi et une puissance de 25 W. Dans la configuration choisie, la distance totale entre satellites est de 29200 km. La polarisation est prise TE pour les besoins de la simulation. La polarisation

circulaire droite de l'antenne GPS peut être obtenue avec un second calcul en polarisation TM.

Le plan de calcul est pris de hauteur 50 km. La première verticale de calcul est placée à $r = 24647$ km du satellite GPS. Avant celle-ci, l'atmosphère est considérée homogène. Le pas vertical est $\Delta z = 4$ m $\approx 20 \lambda$. Le pas horizontal est $\Delta r = 1000$ m. Cela donne un domaine de calcul de 50×4553 km², *i.e.*, 12500×4553 points.

Les seuils de compression sont pris égaux à $V_M = 2 \times 10^{-7}$ et $V_s = 10^{-4}$. Cela donne une erreur attendue due à la compression de -53 dB, c'est-à-dire négligeable.

L'indice de réfraction provient du modèle ITU P835-6 [25]. L'indice de réfraction sur le plan de calcul est donné en figure 2.22a. La Terre y est représentée en noir. Le satellite GPS est situé à 24647 km à gauche du domaine de calcul sur la droite $z = 0$ km. Le satellite de réception LEO est situé en $r = 4553$ km, $z = 0$ km. C'est donc le champ en ce point qui nous intéresse.

Le champ électrique dans cette configuration est représenté sur tout le domaine en figure 2.22b. L'effet de la réflexion sur la terre et la courbure du champ par l'indice de réfraction sont tous deux pris en compte. Quelques artefacts de calcul sont visibles : les droites prenant naissance en haut à gauche et celle partant de la surface terrestre. Elles sont dues à la discrétisation trop lâche selon la verticale mais sont sans incidence sur le champ calculé autour du satellite LEO. Le nombre de points selon la verticale est aujourd'hui limité par la taille mémoire de la matrice de propagation. Ce point sera corrigé quand la propagation par opérateurs localisés sera développée.

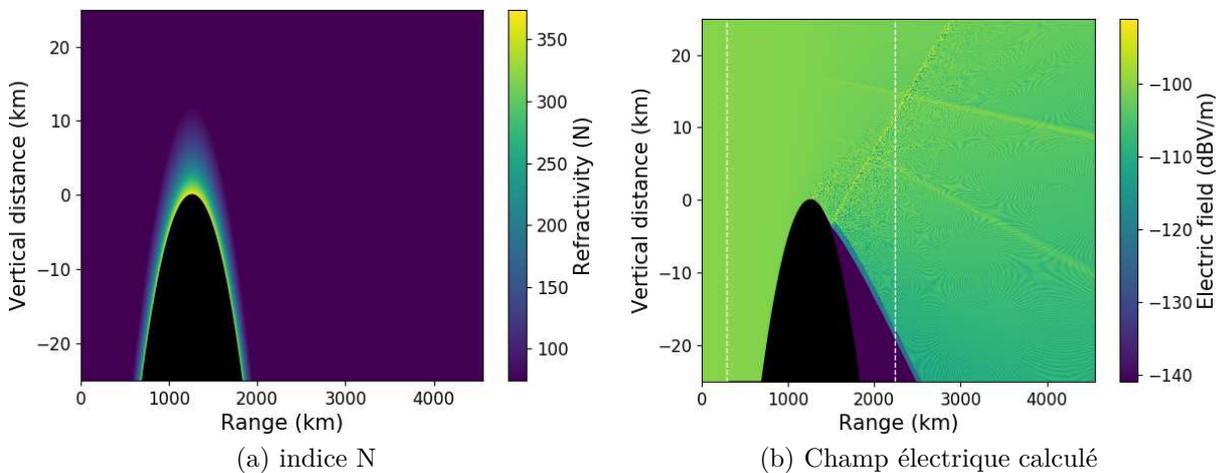


FIGURE 2.22 – Propagation par SSW dans la configuration radio occultation. La Terre est en noir.

Le champ final au niveau du LEO et 500 m de chaque côté de celui-ci (selon z) est donné en figure 2.23. Les variations de 6 dB sur le niveau de champ sont dues à la réflexion sur la surface terrestre. En général, la réflexion sur le sol est supprimée par traitement dans le récepteur donc celui-ci n'est pas pris en compte dans les simulations [26]. Cependant, la connaissance du champ total permettra peut-être d'extraire de ce champ réfléchi une information supplémentaire. De plus, dans une situation de radio occultation, le chemin

optique entre le chemin direct et le réfléchi est très proche, et le traitement pourrait s'avérer plus compliqué.

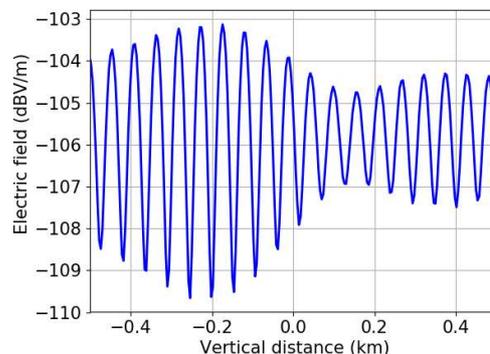


FIGURE 2.23 – Champ électrique (dBV/m) au niveau et à proximité du LEO.

Le temps de calcul nécessaire à l'obtention du champ électrique, une fois l'atmosphère et la matrice de propagation calculés, est de 6 minutes environ. À titre de comparaison, un calcul par DSSF sur un domaine de même dimension et sur le même ordinateur prend environ 20 minutes.

2.5.3 Perturbation des systèmes VOR par des parcs éoliens

Contexte Le système VOR est un système de navigation en aviations civile et militaire. Il fournit à l'avion son azimut φ_0 par rapport au VOR, le zéro correspondant au Nord. Traditionnellement, il est utilisé comme repère dans une trajectoire : le pilote garde le cap jusqu'à une balise VOR puis s'oriente vers la suivante, construisant sa trajectoire de station VOR en station VOR. Il peut aussi être couplé à d'autres moyens de navigation pour calculer sa position, le VOR donnant alors une information de position le long d'une radiale. La géométrie est donnée en figure 2.24a, où le VOR est représenté par son symbole, un hexagone et un point central.

Pour transmettre la valeur de l'angle φ_0 , la station VOR émet 2 signaux en bande VHF. Un signal de référence REF et un signal variable VAR, ce dernier dépendant de l'azimut. On distingue alors les VOR conventionnels (VORC) pour lesquels le signal REF est modulé en phase et le signal VAR modulé en amplitude, et les VOR Doppler (VORD) pour lesquels les modulations sont inversés. Le VORD est postérieur au VORC. Il est aussi plus robuste aux multitrajets et son signal peut être démodulé avec les mêmes récepteurs que le VORC.

En présence d'un obstacle à proximité du VOR, un multitrajet parvient jusqu'au récepteur VOR embarqué, lui fournissant une mauvaise indication φ_1 . La somme du trajet principal et du multitrajet entache l'information d'une erreur, dite *erreur VOR*.

Pour assurer un bon fonctionnement, la station VOR est souvent installée dans des endroits dégagés en plaine. Or, avec l'essor des énergies durables, ces emplacements sont convoités par les promoteurs de solutions éoliennes et photovoltaïques. Il existe aujourd'hui des zones de servitudes définies par l'OACI (Organisation de l'Aviation Civile Internationale) qui s'avèrent plutôt conservatives.

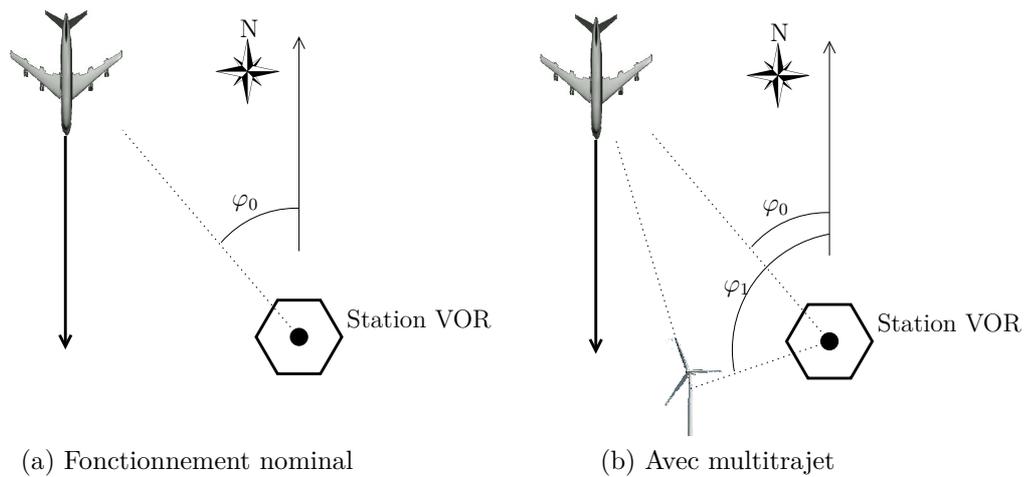


FIGURE 2.24 – Principe de fonctionnement du VOR.

L'objectif de cette étude est d'obtenir un simulateur aussi précis que possible de l'erreur VOR due à l'environnement, et en particulier à de potentielles éoliennes érigées à proximité d'une station VOR. Ce simulateur peut ensuite être utilisé par la DGAC pour valider ou invalider l'installation d'éoliennes, ou pour préparer au mieux des contrôles vol.

Les difficultés pour modéliser ce problème sont multiples. D'abord, les scènes considérées sont de grande taille. Il faut donc pouvoir modéliser la propagation sur de grandes distances. De plus, il faut calculer le rayonnement des éoliennes éclairées par le VOR. Enfin, la difficulté majeure vient de la taille des éoliennes très grandes devant la longueur d'onde, et de leur composition puisque les pales sont constituées de matériaux diélectriques multicouches.

Présentation du simulateur Cette étude nous a permis de développer le simulateur VERSO [J9] dont le principe est illustré en figure 2.25 et résumé ici.

Le calcul de l'erreur VOR se fait au niveau du récepteur embarqué sur l'avion. Ce récepteur est modélisé par une formule analytique développée par Odunaiya et Quinet [27]. Cette formule nécessite l'azimut de l'avion par rapport au VOR et l'azimut du récepteur. Il faut de plus lui fournir l'amplitude et la phase du signal direct comme celui des multitrajets. J'ai d'ailleurs montré qu'en utilisant cette formule et en connaissant l'amplitude des multitrajets, il était possible de connaître l'erreur VOR maximale avec une confiance donnée [C30].

Pour fournir le signal direct, un simple calcul par optique géométrique prenant en compte la nature du sol et le diagramme de l'antenne est effectué.

Pour les multitrajets, le calcul est plus complexe. Dans un premier temps, le champ illuminant les éoliennes est calculé par SSF. Il prend ainsi en compte le relief entre la station VOR et l'éolienne. Sa prise en compte est primordiale pour savoir quelle portion du mât de l'éolienne est éclairée.

Une fois connu le champ incident \mathbf{E}_{inc} au niveau de l'éolienne, l'hybridation entre SSF et

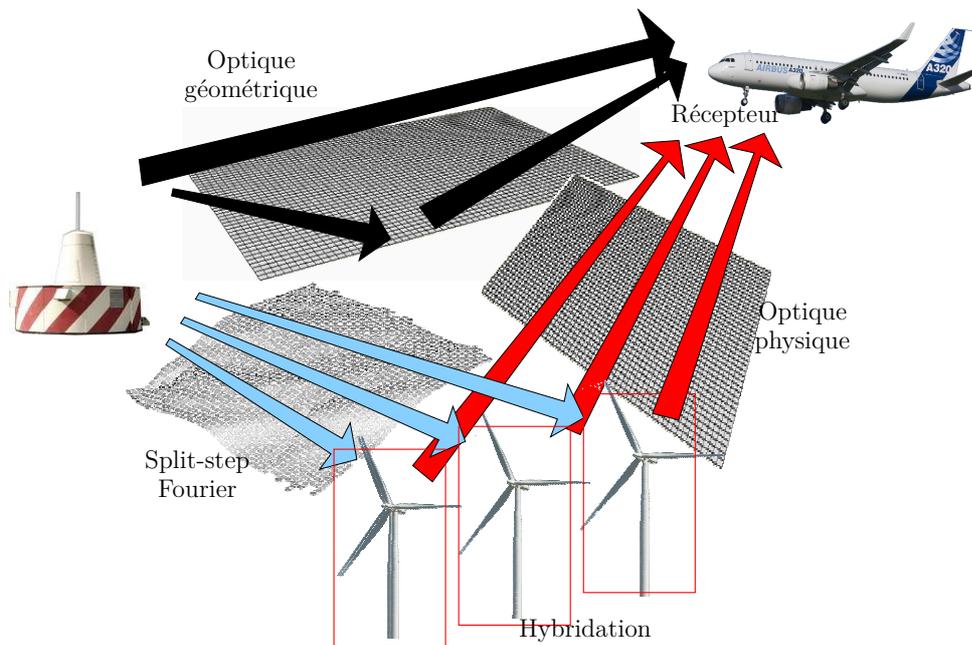


FIGURE 2.25 – Principe du simulateur d’erreur VOR VERSO.

PO, représentée en figure 2.26, consiste au calcul des courants électriques et magnétiques équivalents (\mathbf{J}_e , \mathbf{J}_m) sur la surface de l’éolienne. Cette surface est découpée en facettes. Sur chacune de celles-ci, le champ incident est considéré comme une onde plane, et les conditions aux limites permettent de passer d’un champ incident à des courants équivalents. Sur le mât, la surface est considérée métallique et le calcul est évident. Sur les pales, matériau diélectrique multicouche et intégrant un parafoudre métallique, un modèle équivalent monocouche est préalablement calculé [C20, C25], puis les champs réfléchi et transmis permettent de remonter aux courants équivalents.

Les courants équivalents connus, les champs rayonnés par ces courants en direction du récepteur sont calculés pour obtenir les multitrajets. Seule la phase varie sur chaque facette, et de façon linéaire. Ainsi, une expression analytique du champ rayonné [28, 29] permet un calcul rapide. Notons que ces multitrajets sont regroupés par azimuth avant calcul des champs rayonnés.

Confrontation du simulateur à des mesures Les résultats du simulateur VERSO ont été confrontés à des mesures d’erreur VOR en présence d’éoliennes. En effet, une campagne de mesure de la DTI (service technique de la DGAC) a consisté à mesurer l’erreur VOR avant, pendant et après la construction de 9 éoliennes à proximité de la station VOR de Boulogne-sur-Mer. La figure 2.27 présente une vue aérienne de la scène avec les positions du VOR et des éoliennes, ainsi que les radiales où des mesures ont été effectuées. Les éoliennes correspondent aux points jaunes.

Pour la comparaison, nous nous sommes limités aux radiales $\phi = -6^\circ$ et $\phi = -10^\circ$, pour lesquelles la trajectoire passe à proximité des éoliennes, créant une erreur significative.

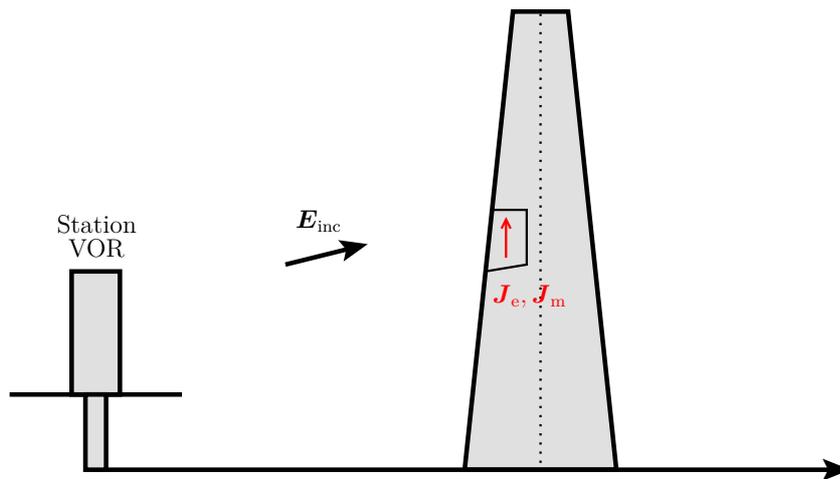


FIGURE 2.26 – Hybridation SSF - optique physique.

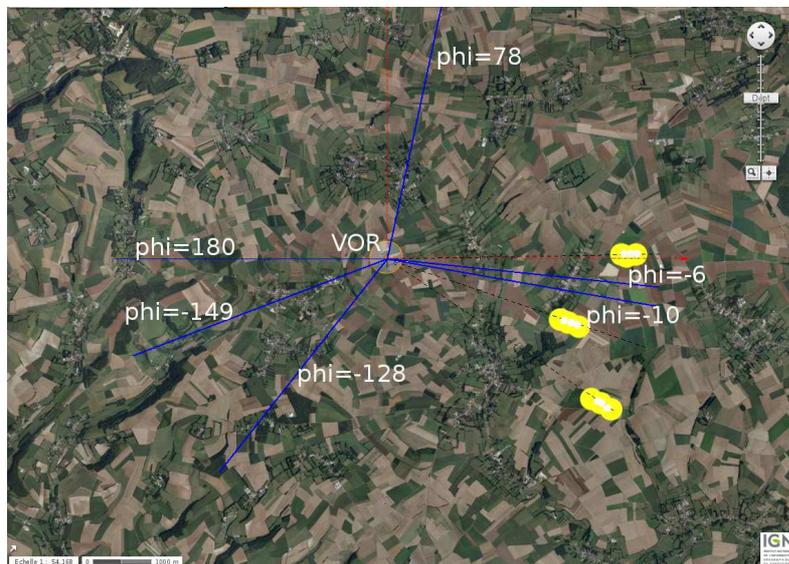


FIGURE 2.27 – Champ d'éoliennes à 5 km du VORC de Boulogne-sur-Mer (France) et radiales mesurées.

Les mesures réalisées par la DTI ont été effectuées en 3 temps : avant l'érection des éoliennes (en mai 2009), quand seuls les mâts étaient déployés (en juillet 2012), puis quand les éoliennes étaient pleinement déployées (en novembre 2012). Le simulateur prend en entrée les positions GPS de la station VOR et des éoliennes, la fréquence $f = 113.8$ MHz, et le fichier de relief entre la station VOR et les éoliennes. Enfin, les positions GPS des avions durant les mesures sont utilisées pour positionner précisément le récepteur.

La figure 2.28 présente les erreurs VOR mesurées (en rouge) et simulées (en noir) après érection des mâts des éoliennes uniquement. La figure 2.29 présente le même résultat après érection des éoliennes entières. Ces résultats appellent plusieurs remarques, dont certaines ne sont pas directement visibles sur ces figures.

- Les résultats obtenus dépendent plus de la trajectoire exacte du récepteur que de la présence ou non des pales des éoliennes [J9]. Ainsi, l'information GPS de position du récepteur est primordiale.
- Les erreurs VOR ne peuvent pas être exactement reproduites car un bruit résiduel dû à tous les autres obstacles autour de la station VOR existe. De plus, il faut une précision sur la position des obstacles de l'ordre de 50 cm pour ne pas avoir d'erreur forte dues aux recombinaisons des différents multitrajets.
- Ceci étant dit, ces simulations donnent une bonne estimation des niveaux de l'erreur VOR induite par ces éoliennes. De plus, les caractéristiques statistiques de la mesure sont correctement reproduites par simulation [J9].

Ces résultats correspondent aux attentes de la DTI, puisque l'outil VERSO sert aujourd'hui à identifier les niveaux d'erreur VOR attendus et les radiales sur lesquelles des mesures en vol sont nécessaires.

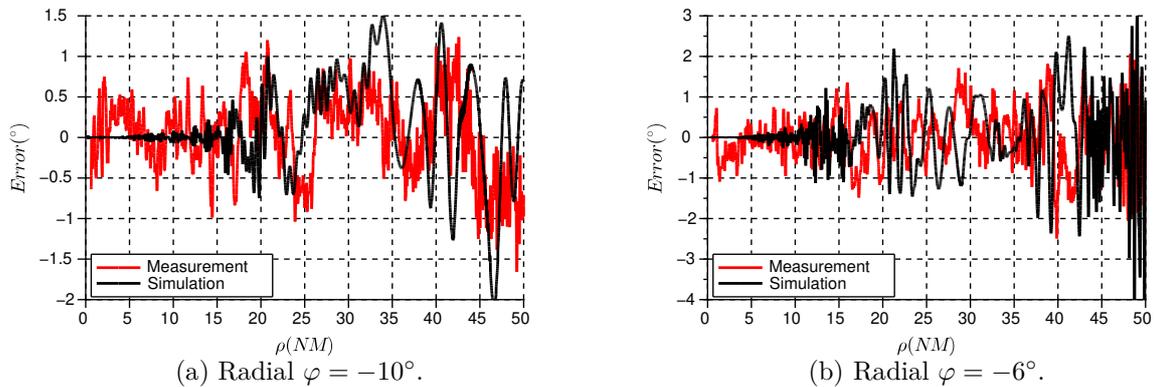


FIGURE 2.28 – Mesure (en rouge) et simulation (en noir) de l'erreur VOR en présence des mâts (juillet 2012) selon les radiales $\varphi = -6^\circ$ et $\varphi = -10^\circ$.

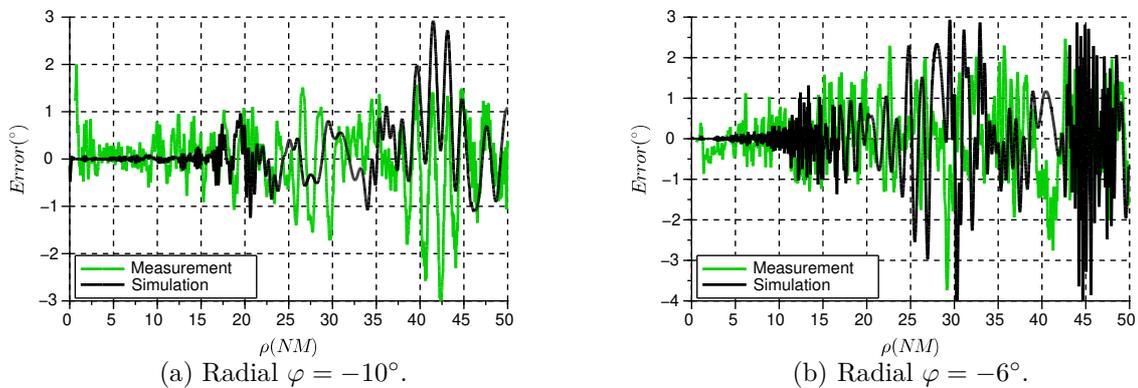


FIGURE 2.29 – Mesure (en rouge) et simulation (en noir) de l'erreur VOR en présence des éoliennes (novembre 2012) selon les radiales $\varphi = -6^\circ$ et $\varphi = -10^\circ$.

Limitations et évolutions futures Le calcul direct ne prend aujourd’hui pas compte le relief. Il serait possible d’effectuer celui-ci par DSSF (ou SSW pour gagner en temps de calcul). Toutes les utilisations de SSF peuvent d’ailleurs être remplacées par SSW pour accélérer les calculs. De même, le champ entre les éoliennes et l’avion est calculé avec un sol plan. Un calcul SSW permettrait de considérer le relief.

Le récepteur analytique est une approximation relativement grossière du récepteur VOR. Un modèle de récepteur est en ce moment en développement pour plus de réalisme. Une fois le récepteur développé, les effets dynamiques dus au mouvement de l’avion et des pales des éoliennes pourront être intégrés.

2.5.4 Autres applications dans le domaine de la communication, navigation et surveillance

Les systèmes CNS (Communication, Navigation & Surveillance) sont au cœur de l’architecture de l’aviation civile. Ils sont de plus couramment utilisés dans des domaines bien plus larges telles que la défense ou l’aviation générale. Voici trois exemples d’études relativement modestes couvrant les trois pans des systèmes CNS que j’ai réalisées ces dernières années.

2.5.4.a Communication : balises LTE pour l’aviation légère

Dans le cadre de SESAR (Single European Sky ATM Research), le programme AGATHA (Assessment of General Aviation & Small Airport Technology Innovation & Adaptation for Harmonization of the ATM System) a pour but d’étudier la pertinence de réutiliser les systèmes LTE (Long Term Evolution, téléphonie mobile) pour la communication en aviation générale. Ceci dans le but de favoriser l’harmonisation du ciel unique européen en impliquant les acteurs commerciaux et non-commerciaux.

J’ai vérifié dans ce cadre et en collaboration avec l’axe de recherche RESCO de l’ENAC la faisabilité d’une communication longue distance avec les systèmes LTE. J’ai ainsi fourni des distances maximales en fonction des sensibilités des récepteurs envisagées pour cette application.

2.5.4.b Navigation : modélisation du rayonnement d’antennes pour l’ILS

Le système d’atterrissage tout temps ILS est constitué de deux balises au sol : le Localizer et le Glide Path. Le premier donne l’information de position de l’avion par rapport à l’axe de la piste quand le second donne l’écart en altitude de l’avion par rapport à la trajectoire d’atterrissage attendue. Afin de modéliser ces équipements, l’ENAC a développé les logiciels de simulation ATOLL et LAGON [24].

L’amélioration du logiciel LAGON pour une prise en compte du relief rencontré en environnement aéroportuaire a fait l’objet de deux stages récents que j’ai co-encadrés avec Bertrand Spitz qui a développé ces logiciels. La méthode de propagation par équation

parabolique a été proposée pour améliorer le code existant. Quelques premiers résultats ont été obtenus en ce sens. En particulier, la prise en compte des 3 antennes constituant le Glide et des coordonnées du récepteur, ainsi que l'interpolation d'un terrain 3D pour un calcul en 2D sont aujourd'hui effectifs. L'intégration complète de l'équation parabolique dans LAGON reste cependant à développer.

2.5.4.c Surveillance : modélisation du rayonnement d'antennes HF à onde de surface et propagation longue distance

Dans le cadre d'une coopération avec Diginext en 2016, j'ai co-encadré un stage portant sur la modélisation de la propagation de l'onde de sol en environnement contraint pour les bandes HF. Le but était dans un premier temps d'étudier le rayonnement d'antennes HF dans leur environnement, en particulier la partie onde de sol qui était excitée. Dans un second temps, la propagation à grande distance de cette onde de sol en présence d'obstacles a été étudiée.

Les éléments de l'antenne favorisant l'excitation de l'onde de sol ont en particulier pu être identifiés.

2.5.4.d Surveillance : impact de panneaux solaires à proximité d'un radar d'approche

En 2014 puis 2017, j'ai étudié l'impact que pourraient avoir sur les performances du radar d'approche de l'aéroport Saint-Exupéry de Lyon un champ de panneaux solaires érigé à proximité.

Pour ces études, le rayonnement du radar sur les panneaux solaires a été modélisé par MLFMM (Multilevel fast multipole method) [30] sous Feko. À partir du champ rayonné sur les panneaux, il est possible de calculer le champ revenant vers le radar comme celui le long des trajectoires d'atterrissage et de décollage.

Dans le cadre de l'étude de 2014 réalisée avec Alexandre Chabory, nous avons proposé une méthodologie pour l'étude de ce genre de problème [C23].

2.5.5 Conclusion

Ces études permettent de mettre en œuvre une expertise fine des modèles de propagation pour résoudre des problèmes appliqués à de nombreux systèmes CNS. Inversement, ces problèmes concrets nourrissent les réflexions sur les modèles de simulation en soulevant de nouveaux problèmes et permettent de rester proches des besoins des utilisateurs de ces méthodes de modélisation.

2.6 Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, après une introduction sur la méthode de simulation de la propagation split-step Fourier (SSF), les méthodes que j'ai contribué à développer ont été présentées. La méthode SSF auto-cohérente (DSSF) tout d'abord. Celle-ci a été développée dans un domaine considéré discret, levant ainsi tout problème d'instabilité numérique due à une discrétisation a posteriori. Elle a ensuite été étendue à la 3D (3D-DSSF), puis validée sur des scénarios de test. Elle a enfin été appliquée en présence d'un conduit variant en azimut.

En vue d'accélérer le calcul de la propagation, une méthode basée sur la propagation d'ondelettes a été développée, pour l'instant en 2D (2D-SSW). Cette méthode a été validée par comparaison avec DSSF, présentant des erreurs faibles comparées aux erreurs de modèles sur ce type de scénario de propagation à grande distance.

Toutes ces méthodes trouvent leurs applications dans de nombreux domaines autour du CNS, en particulier dans les domaines de l'aéronautique, de spatial et de la défense. Les cas de la radio occultation et de la simulation de signaux VHF pour la navigation ont particulièrement été développées dans ce chapitre. J'ai cependant montré que le spectre des applications visées est bien plus large.

D'autres applications de ces méthodes font appel à des méthodes inverses. Elles font l'objet du chapitre 3.

Chapitre 3

Le Problème Inverse – Applications en Électromagnétisme

Le problème de la prédiction des résultats d'une mesure à partir d'un système connu est appelée modélisation ou *problème direct*. Le *problème inverse* consiste à utiliser le résultat de mesures pour inférer les paramètres qui caractérisent le système [31]. L'inversion de données est un pan majeur des mathématiques appliquées. Elle fait appel à de nombreux résultats de statistiques, d'optimisation et de programmation. Dernièrement, les problématiques de l'intelligence artificielle et de l'apprentissage profond ont donné un coup de projecteur sur ces méthodes. Si de plus en plus de processus sont automatisés, l'utilisation éclairée de ces méthodes, et a fortiori leur utilisation intelligente et optimale, demande une compréhension fine de leur fonctionnement.

Le problème direct fait l'objet du chapitre 2. Dans ce chapitre, je présente tout d'abord la formulation générale d'un problème inverse. Je détaille ensuite les méthodes que j'ai appliquées à la "refractivity from clutter" (RFC) et au contrôle non destructif (CND). Les résultats obtenus sur ces deux problèmes spécifiques sont de plus résumés. Ces résultats ont été majoritairement obtenus durant ma thèse pour la RFC [R1, J1, J2, J3, J4, C1, C2, C3, C4, C5, C6, C7, C8], et durant mon post-doctorat pour le CND [J5, C9, C10, C11, C12, C13]. Plus récemment, j'ai retravaillé sur la problématique de la RFC dans le cadre d'une expertise pour l'ONERA. À cette occasion, j'ai encadré le post-doctorat de Kevin Elis durant lequel plusieurs résultats ont été obtenus sur le dimensionnement d'un système RFC [J6, C21].

En section 3.1, les généralités sur les problèmes inverses sont présentées. En particulier, la formulation et le vocabulaire sont exposés, puis les méthodes inverses que j'ai abordées dans mes travaux sont présentées. En section 3.2, le problème RFC est exposé. Il fait notamment appel à la modélisation de la propagation. Le principe est d'inférer le canal de propagation sur tout le domaine de propagation à partir de la seule mesure de fouillis radar, c'est-à-dire de la puissance rétro-diffusée par le sol. Enfin, dans la section 3.3 sont exposés les travaux auxquels j'ai participé sur le CND par courants de Foucault. Dans cette technique, l'inférence du canal consiste à détecter et caractériser d'éventuels défauts dans des pièces industrielles. Les échelles, les fréquences et les techniques de

modélisation changent puisqu'il est ici question de fréquences très basses sur des problèmes de petites tailles modélisées par méthode des moments. Cependant, le problème inverse est formellement très proche de la RFC.

3.1 Généralités sur les problèmes inverses

3.1.1 Introduction

Dans cette section, des généralités communes à tous les problèmes inverses sont présentées. Le but est de comprendre les enjeux, les difficultés, et les méthodes habituellement utilisées pour résoudre ces problèmes qui sont parfois très complexes, à cause du bruit de mesure, du bruit de modèle et/ou du caractère lacunaire des données à inverser.

Dans un premier temps, la formulation générale d'un problème inverse est donnée, permettant d'introduire aussi le vocabulaire utilisé. Puis une liste des méthodes de résolution des problèmes inverses est proposée. Cette liste est non exhaustive et insiste sur les méthodes que j'utilise sur les problèmes de RFC et de CND.

3.1.2 Formulation du problème

On appelle *problème direct* la simulation numérique donnant la donnée de sortie, notée \mathbf{y} , en fonction des paramètres d'entrée. Ces paramètres sont de deux types : ceux qui sont connus a priori, notés $\boldsymbol{\theta}$, et les paramètres inconnus (ou variables) notés \mathbf{x} . Ainsi, nous notons $\mathbf{y} = \mathcal{L}(\mathbf{x}, \boldsymbol{\theta})$. \mathcal{L} correspond donc au simulateur électromagnétique qui résout le problème direct. Pour simplifier les notations, la notation $\mathbf{y} = \mathcal{L}(\mathbf{x})$ est utilisée, sous-entendu que les paramètres connus sont inclus dans l'opérateur \mathcal{L} .

Le *problème inverse* consiste, connaissant bien évidemment les paramètres fixés $\boldsymbol{\theta}$ et connaissant la sortie \mathbf{y} , à retrouver les paramètres inconnus \mathbf{x} . La difficulté est que pour ce genre de problème, nous n'avons pas accès à l'opérateur \mathcal{L}^{-1} tel que $\mathbf{x} = \mathcal{L}^{-1}(\mathbf{y})$.

Les problèmes auxquels nous nous intéressons sont des problèmes dits *mal posé* au sens d'Hadamard [32]. Un tel problème est défini comme n'étant pas un problème *bien posé*. Un problème est dit bien posé quand il remplit ces 3 conditions :

- *existence* : pour chaque donnée \mathbf{y} à inverser, il est possible de trouver une solution $\tilde{\mathbf{x}}$ telle que $\mathbf{y} = \mathcal{L}(\tilde{\mathbf{x}})$;
- *unicité* : cette solution $\tilde{\mathbf{x}}$ est unique ;
- *continuité* : $\tilde{\mathbf{x}}$ varie de façon continue avec \mathbf{y} .

L'existence d'une solution au problème inverse est a priori acquise, si tant est que le problème direct est assez bien modélisé et que la méthode inverse couvre le cas $\tilde{\mathbf{x}}$ recherché (c'est-à-dire $\tilde{\mathbf{x}}$ inclus dans la plage de paramètres d'entrée accessible au modèle direct). Il est toujours possible de choisir une solution, mais ce choix peut s'avérer complexe, en particulier en présence de bruit et d'erreurs de mesure. Il y a unicité de la solution s'il

n'existe qu'un seul choix $\tilde{\mathbf{x}}$ qui minimise la fonction de coût. Le bruit (de mesure ou de modèle) peut amener une indétermination quant à la solution optimale et rompre cette unicité. On parle alors de solution *multimodale*. La continuité n'est pas non plus acquise, car le bruit implique que deux données à inverser proches peuvent devenir quasiment indissociables, rendant le problème non continu.

Plusieurs stratégies pour obtenir ces paramètres $\tilde{\mathbf{x}}$ existent dans le cas d'un problème mal posé. Certaines sont listées ci-après.

3.1.3 Un rapide tour des méthodes inverses

Cette section se veut être une rapide présentation des méthodes classiquement utilisées pour la résolution de problèmes inverses, notamment mal posés. Cette liste n'est absolument pas exhaustive. On distingue la méthode du plus proche voisin, les méthodes d'apprentissage et les méthodes d'optimisation.

3.1.3.a La méthode du plus proche voisin

L'inversion par plus proche voisin est la méthode la plus directe et la plus simple à implémenter. Elle est illustrée en figure 3.1. Elle nécessite en premier lieu la création d'une base de données $\{(\mathbf{x}_1, \mathbf{y}_1), (\mathbf{x}_2, \mathbf{y}_2), \dots, (\mathbf{x}_N, \mathbf{y}_N)\} \subset \mathbb{X} \times \mathbb{Y}$, où \mathbb{X} décrit l'espace d'entrée et \mathbb{Y} l'espace de sortie. Les vecteurs d'entrée (\mathbf{x}_n) sont choisis dans l'espace d'entrée avec une stratégie à définir, et les sorties (\mathbf{y}_n) sont obtenues en appliquant N fois l'opérateur \mathcal{L} du problème direct.

Pour de nombreuses applications, et en particulier celles évoquées dans ce document, les (\mathbf{x}_n) sont des vecteurs de taille N_{in} correspondant aux N_{in} paramètres qu'il faut inverser, et les (\mathbf{y}_n) sont des vecteurs de taille N_{out} correspondant à une donnée continue discrétisée sur N_{out} points.

La donnée à inverser \mathbf{y}^{mes} – il s'agit souvent d'une mesure – est alors comparée aux éléments $\{\mathbf{y}_1, \mathbf{y}_2, \dots, \mathbf{y}_N\}$ de la base de données. Le résultat de l'inversion est alors simplement obtenu par

$$\tilde{\mathbf{x}} = \operatorname{argmin}_{n \in \{1, \dots, N\}} \|\mathbf{y}^{\text{mes}} - \mathbf{y}_n\|. \quad (3.1)$$

Pour cette méthode, il y a deux leviers sur lesquels jouer : la stratégie de génération de l'ensemble des paramètres (\mathbf{x}_n) fait appel aux plans d'expérience pour maximiser la représentativité de cet ensemble. Dans ces travaux, l'hypercube latin [33] est utilisé. Son principe est de répartir les points choisis dans l'ensemble des N_{in} dimensions de l'espace d'entrée simultanément. Le remplissage des chiffres dans une grille de Sudoku suit un raisonnement similaire. Le deuxième levier est la norme utilisée pour déterminer la distance entre deux données. Ce point fait l'objet de la section 3.2.5.

À partir de la base de données générée, il est possible d'"entraîner" un algorithme pour le rendre capable d'approximer l'opérateur inverse \mathcal{L}^{-1} . C'est le principe des algorithmes d'apprentissage décrits ci-après.

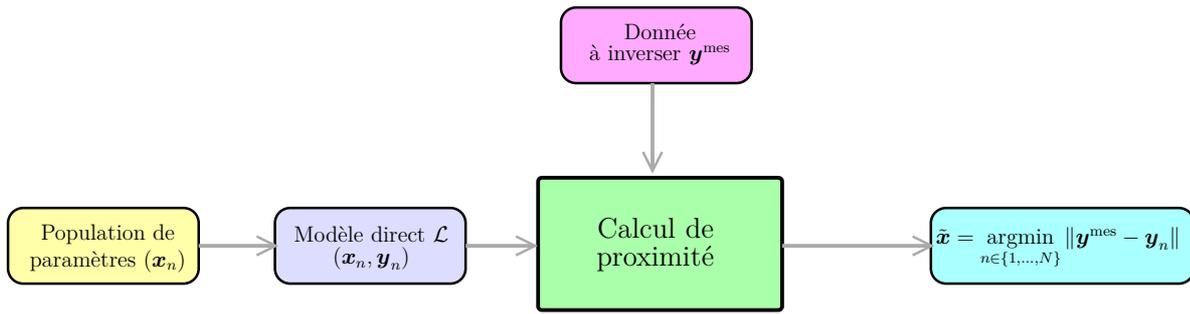


FIGURE 3.1 – Inversion par plus proche voisin.

3.1.3.b Les méthodes d'apprentissage

Le principe des méthodes d'apprentissage est illustré en figure 3.2. Le problème direct \mathcal{L} étant connu, une base de données de N éléments, dite *base d'entraînement* $\{(\mathbf{x}_1, \mathbf{y}_1), (\mathbf{x}_2, \mathbf{y}_2), \dots, (\mathbf{x}_N, \mathbf{y}_N)\} \subset \mathbb{X} \times \mathbb{Y}$ est générée.

À partir de cette base d'apprentissage, l'algorithme est capable de générer une approximation de \mathcal{L}^{-1} valable aussi hors de cette base d'apprentissage. Ainsi, l'inversion après apprentissage est extrêmement rapide. De plus, ces algorithmes permettent de considérer des espaces de sorties \mathbb{Y} multidimensionnelles. Cependant, leur fonctionnement “boite noire” rend très difficile, voire impossible, d'anticiper la façon dont apprend un algorithme d'apprentissage, et donc d'anticiper les cas pour lesquels il sera plus ou moins précis. Enfin, ces modèles nécessitent le réglage d'*hyperparamètres* – les paramètres internes à la méthode d'apprentissage – dont dépend l'efficacité de l'apprentissage.

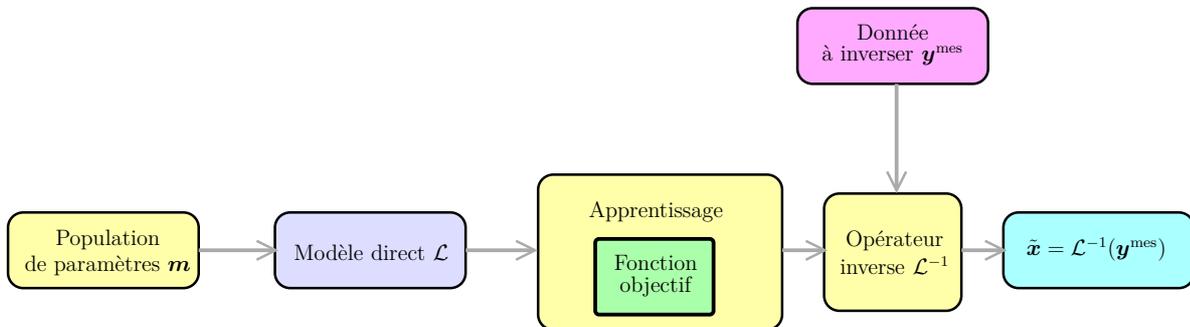


FIGURE 3.2 – Inversion par méthode d'apprentissage.

Machines à vecteurs supports, réseaux de neurones et prédicteurs conformes entrent dans cette catégorie.

Machines à vecteurs supports - SVM Les machines à vecteurs supports (SVM) [34, 35, 36] sont des algorithmes d'apprentissage pour lesquelles l'approximation de l'opérateur inverse \mathcal{L}^{-1} se présente comme une combinaison linéaire de fonctions non linéaires. Ces fonctions non linéaires transposent les données dans un espace de grande dimension où le problème devient linéaire. Cette transposition est réalisée en pratique en remplaçant

les produits scalaires intervenant dans le problème inverse par des fonctions noyaux [37]. Enfin, l'utilisation d'une fonction de coût dite ε -insensible minimise le nombre d'éléments non nuls dans la combinaison linéaire. Ce sont ces éléments non nuls que l'on nomme les *vecteurs supports*.

Si cette méthode fonctionne a priori pour des fonctions scalaires uniquement, des travaux plus récents l'étendent aux fonctions à sortie vectorielle [38]. On parle alors de SVM multitâches.

J'ai appliqué les SVM dans leur variante à moindres carrés (LS-SVM) et multitâches pour la RFC [R1, J1, J2, C1, C2]. J'ai de plus appliqué les SVM sur des données de CND [R2].

Réseaux neuronaux - NN Le fonctionnement des réseaux neuronaux [39] est similaire à celui des SVM, nécessitant un entraînement à partir d'une base de données. Le principe est d'approximer une fonction complexe par des successions de relations linéaires ou non-linéaires très simples. De même que le cerveau (complexe) est un agencement de relations synaptiques simples entre les neurones.

Les réseaux neuronaux présentent globalement les mêmes avantages et inconvénients que les SVM. Notons que les SVM présentent cependant un avantage supplémentaire pour l'inversion de données de grande dimensionnalité. En effet, contrairement aux réseaux neuronaux, la complexité des SVM est indépendante de la dimension N_{out} de l'espace d'entrée du système inverse (c'est-à-dire la sortie du problème direct). En effet, la difficulté dans les réseaux neuronaux est de calculer de façon optimale les poids des liaisons synaptiques entre les neurones de deux couches consécutives. Plus l'espace d'entrée est grand et plus le réseau comporte de couches (*i. e.* plus il est complexe), et plus le nombre de poids neuronaux à calculer est grand. Le calcul de ces coefficients est alors lui-même un problème complexe et mal posé.

Notons enfin que dernièrement, l'application d'une stratégie multi-échelles entre les niveaux du réseau mène à une plus grande efficacité et une moins grande sensibilité du réseau aux données d'apprentissage : c'est le principe de l'apprentissage profond (ou deep learning) [40]. Cette stratégie n'a pas été abordée dans ces travaux.

Je n'ai jamais appliqué les NN, mais il me paraît important de préciser pourquoi je leur ai préféré les SVM sur les problèmes que j'ai considérés – qui présentent une grande dimensionnalité des données d'entrée –, et pourquoi l'apprentissage profond pourrait aujourd'hui être considéré.

Prédicteurs conformes - ICM et TCM Les algorithmes “Inductive Confidence Machine” (ICM) [41] et “Transductive Confidence Machine” (TCM) [42], dits prédicteurs conformes, sont basés sur la théorie de la régression pseudo-quadratique (ridge regression) avec fonctions noyaux. Ce sont des algorithmes d'apprentissage qui présentent l'avantage d'offrir en sortie, en plus des résultats de l'inversion, des intervalles de confiance. Pour cela, l'algorithme “apprend” la nouvelle entrée qui lui est proposée et teste à la volée toutes les valeurs possibles pour la sortie associée. Le résultat de l'inversion est la plus probable, c'est-à-dire celle pour laquelle la nouvelle donnée modifie le moins l'apprentis-

sage. L'intervalle de confiance est basé sur la notion statistique de p-valeur. Il est donné pour un niveau de confiance donné, et est d'autant plus grand que le niveau de confiance demandé est faible.

Les ICM et TCM ont été appliqués au CND [R2]. Les résultats n'ayant pas été probants, ils ne sont pas présentés dans ce document.

3.1.3.c Les algorithmes d'optimisation

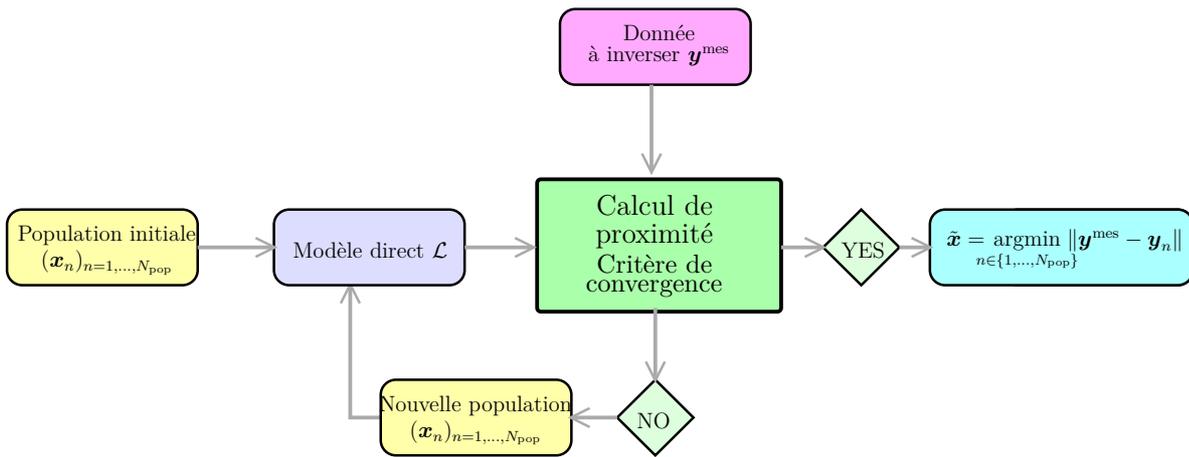


FIGURE 3.3 – Inversion par stratégie d'optimisation.

Nous classons dans les algorithmes particuliers toutes les méthodes dont le principe est illustré en figure 3.3. Une *population initiale* de vecteurs d'entrée $(\mathbf{x}_n)_{n=1,\dots,N_{\text{pop}}}$ est testée, où N_{pop} est la taille de la population. Un critère de convergence – en général basé sur la proximité des signaux $(\mathbf{y}_n = \mathcal{L}(\mathbf{x}_n))_{n=1,\dots,N_{\text{pop}}}$ avec la donnée à inverser, ou sur l'évolution de celle-ci entre deux itérations – est alors appliqué.

Si le critère de convergence est satisfait, la sortie est choisie comme la solution la plus proche de \mathbf{y}^{mes} parmi la dernière population. Sinon, la population est appelée à évoluer. Soit en supprimant une partie de la population pour les remplacer par des meilleurs candidats, soit en faisant évoluer intelligemment l'ensemble de la population. Puis le critère de convergence est appliqué à cette nouvelle population.

L'algorithme génétique (GA) et l'optimisation par essaim particulier (PSO) entrent dans cette catégorie.

Algorithme génétique - GA Le principe de l'algorithme génétique [43] est de choisir une première *population* de solutions potentielles, dites *individus*, et de calculer la fonction de coût en ces points. La partie la plus vraisemblable de la population est gardée, et de nouveaux individus sont générés afin de compléter une 2^{ème} population. Ces nouveaux individus sont créés par *croisements* entre les individus restants de la génération précédente. La population subit aussi des *mutations spontanées* afin de préserver l'algorithme d'une convergence prématurée vers un minimum local. Des populations de plus en

plus proches de l'optimum global sont ainsi générées successivement jusqu'à atteindre un critère d'arrêt.

Cet algorithme présente l'avantage d'explorer l'ensemble de l'espace d'entrée avec de bonnes chances de converger vers le minimum global. Il permet aussi de renvoyer des distributions de probabilités (cependant approximées) en sortie. Le prix à payer est un temps de calcul élevé surtout si la dimension de l'espace d'entrée \mathbb{X} est grande. Notons enfin que le temps nécessaire à la convergence de l'algorithme reste a priori inconnu.

Le GA est certainement l'algorithme d'optimisation particulière le plus connu. Il est aussi celui qui a été appliqué avec succès pour la première fois en RFC [44]. Aussi je l'ai utilisé comme référence pour mes travaux sur le sujet [J1, C6].

Optimisation par essais particuliers - PSO Ce métaheuristique s'inspire du monde des vivants organisés en essaims (vol d'oiseaux, bancs de poissons, socio-psychologie). Le principe, exposé en 1995 par R. Eberhart et J. Kennedy [45] est de placer des solutions potentielles (appelées *particules*) dans l'espace d'entrée puis de les faire évoluer *intelligemment* dans cet espace suivant 4 critères :

1. la vitesse actuelle de la particule ;
2. la meilleure solution visitée par la particule ;
3. la meilleure solution connue par la particule ;
4. la meilleure solution obtenue par toutes les particules.

Il existe ensuite deux versions principales de l'algorithme suivant les directions prises par les particules à chaque itération : la première permet de converger rapidement vers une solution qui peut être locale (mise en avant du critère 4). La seconde, un peu plus longue, favorise l'exploration avec pour résultat une convergence plus lente mais moins de chances de converger vers un minimum local (mise en avant du critère 3). L'originalité du PSO tient dans l'échange d'information entre les particules, à la différence des algorithmes évolutifs notamment.

Cet algorithme présente a priori les mêmes points forts et points faibles que le GA, mais avec les avantages de présenter de nombreuses versions et d'être aisément implémentable, donc aisément adaptable à un problème particulier.

J'ai appliqué cet algorithme dans sa version Balanced PSO [46] sur le problème du CND [R2, J5, C11, C12, C13], et plus récemment sur des problèmes RFC [R4].

3.2 Inférence de la basse troposphère par inversion du fouillis de mer

3.2.1 Introduction

Dans cette introduction, le contexte de cette étude est posé, puis la formulation du problème inverse est énoncée.

3.2.1.a Contexte

Présentation du problème La couverture des radars dépend fortement du canal de propagation. En effet, l'indice de réfraction du milieu dépend de la pression, de l'humidité et de la température du milieu. Il existe des outils de simulation de la propagation prenant en compte l'atmosphère, cf. chapitre 2. La difficulté est de connaître avec précision cette atmosphère afin de nourrir les modèles de propagation.

En effet, le phénomène de propagation est fortement influencé par les conditions atmosphériques. La figure 3.4 illustre les conditions que l'on peut classiquement retrouver. En atmosphère homogène, le champ se déplace en ligne droite. Les conditions moyennes sur Terre correspondent à l'atmosphère standard. On parle de superréfraction quand le champ est confiné vers la surface plus fortement qu'en atmosphère standard, et de subréfraction quand le champ l'éloigne de la surface plus vite qu'en atmosphère standard (ces conditions incluant l'atmosphère homogène). Enfin, le phénomène de conduit atmosphérique correspond à un guidage de l'onde qui reste confinée près de la surface terrestre.

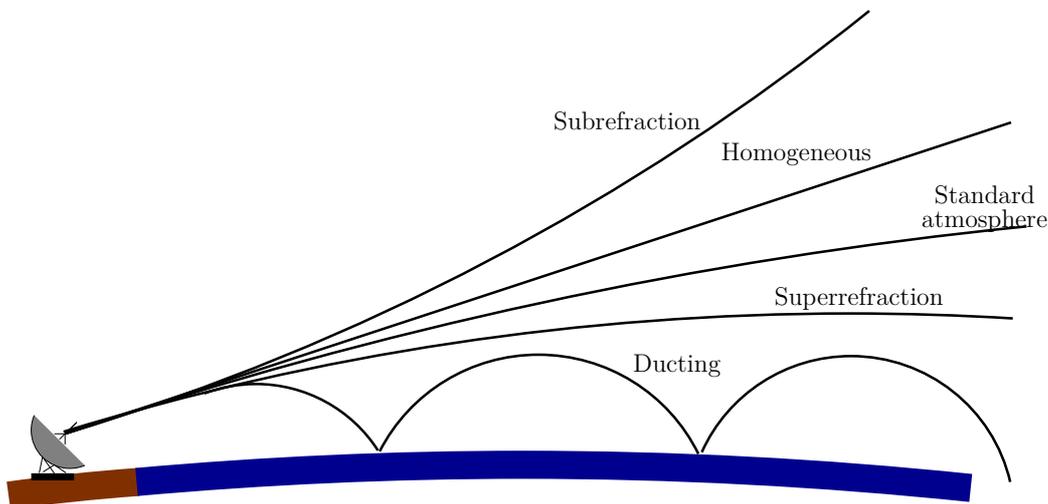


FIGURE 3.4 – Conditions de réfraction.

Les stratégies permettant d'avoir connaissance de ces conditions atmosphériques peuvent être regroupées en 3 familles. Premièrement, il est possible de réaliser des mesures atmosphériques in situ, en particulier grâce à des ballons-sondes ou des bouées météorologiques [47, 48, 49]. Deuxièmement, les données climatologiques et

météorologiques nous permettent de prédire les conditions atmosphériques [50]. Enfin, il est possible de retrouver le canal de propagation en inversant des mesures issues de signaux d'opportunité satellitaires [51, 52] ou terrestres [53], ou des mesures données par le radar lui-même. On parle alors de “Refractivity from Clutter” (RFC) [54, 55]. C'est cette dernière technique qui est au cœur de mes travaux sur ce sujet.

Co-indice de réfraction modifié Le milieu de propagation est caractérisé par son indice de réfraction n . Cependant, dans les basses couches atmosphériques, celui-ci est toujours proche de 1. Pour simplifier les manipulations, l'indice de réfraction modifié N est préféré. Il s'exprime de la forme

$$N = (n - 1) \times 10^6. \quad (3.2)$$

Ainsi, seule la différence entre n et l'indice de réfraction du vide est prise en compte dans N . L'indice de réfraction modifié peut être exprimé en fonction des données météorologiques par [56]

$$N = \frac{A}{T_p} \left(P_a + B \frac{e}{T_p} \right), \quad (3.3)$$

où P_a est la pression atmosphérique en mb, T_p est la température en K, et e est la pression de la vapeur d'eau en mb. A et B sont des constantes. Les valeurs $A = 77.6$ K/mb et $B = 4806$ K calculées empiriquement sont valables pour des fréquences comprises entre 1 et 100 GHz [48].

Enfin, dans le but de réaliser des simulations sur un système de type Terre plate (plus adapté aux coordonnées cartésiennes), une modification de l'indice de réfraction est appliquée. Le co-indice de réfraction modifié M est posé, de la forme

$$M = \frac{z}{R_E} 10^6 + N, \quad (3.4)$$

où z est l'altitude et R_E le rayon terrestre. La propagation au-dessus d'une Terre réaliste sous l'indice modifiée N est alors équivalente à la propagation au-dessus d'une Terre plate sous le co-indice de réfraction modifié M [56]. Cette approximation est valide jusqu'à quelques kilomètres d'altitude [57].

C'est ce co-indice de réfraction modifié – ou les paramètres le décrivant – qui est inféré dans la RFC.

Équation du radar La puissance reçue par un radar P_{Rx} en configuration monostatique est donnée par l'équation du radar

$$P_{Rx} = P_{Tx} G^2 \frac{\lambda^2}{(4\pi)^3 R^4} \sigma F^4, \quad (3.5)$$

où P_{Tx} est la puissance émise, G le gain de l'antenne, R la distance du radar à cible, σ la surface équivalente radar (SER) de la cible. Enfin, F est l'amplitude du facteur de

propagation, valeur normalisée en distance qui prend en compte les effet du relief et de l’atmosphère. Ce facteur de propagation est lié au champ électrique par

$$\mathbf{F} = \frac{\sqrt{2\pi}R}{\sqrt{\zeta_0 G P_{Tx}}} \mathbf{E}. \quad (3.6)$$

La cible peut être un trièdre monté sur navire, de SER connue, ou la surface de mer. Dans ce second cas, σ correspond à la SER d’une cellule de mer. Nous choisissons un modèle de SER pris égal à [J5]

$$A_s \sigma_0 \theta_g^4, \quad (3.7)$$

où A_s est la surface éclairée, θ_g est l’angle de rasance et σ_0 est une valeur constante en distance [58, 59]. Ce modèle est aussi cohérent avec le modèle de SER de mer du GIT [60].

C’est la puissance reçue par le radar – ou de façon équivalente le champ électrique ou le facteur de propagation au niveau de la surface de mer – qui est inversée. Un exemple est donné en figure 3.5. En haut de la figure, des simulations électromagnétiques par SSF donnent le champ électromagnétique en fonction de la distance et de l’altitude sur une coupe azimutale pour deux configurations : en présence d’un conduit d’évaporation et en présence d’un conduit de surface. En bas de la figure, des mesures de rapport fouillis radar à bruit (Clutter to Noise Ratio, CNR) en présence de ces 2 types de conduit.

Ces mesures sont extraites de la campagne Wallops’98 [54]. La différence de niveau de champ au-dessus de la mer dans ces deux configurations illustre l’énorme impact qu’un conduit atmosphérique peut avoir sur la couverture d’un radar. La RFC consiste à inférer le milieu atmosphérique, c’est-à-dire l’indice de réfraction le long du canal de propagation.

3.2.1.b Configuration et mise en équation

Paramètres connus θ Le radar est supposé connu (puissance, fréquence de fonctionnement et diagramme de rayonnement). Sur une cible trièdre, la SER σ est connue. Dans le cas d’une inversion sur la mesure du fouillis de mer, la constante σ_0 est supposée connue (par exemple par normalisation à 10 km du radar [J5]). Cette constante peut aussi être passée comme un paramètre variable [61] ou comme une variable aléatoire [62].

Paramétrisation du canal Pour réaliser l’inversion, le canal de propagation doit d’abord être paramétré. Les conditions de propagation anormales (anaprop) ont été identifiées et classifiées en 3 catégories majeures étudiées ici : le conduit d’évaporation dû à l’évaporation de l’eau au-dessus de la surface de mer, le conduit de surface dû à un mouvement d’air chaud et sec, et le conduit surélevé qui est un conduit de surface qui a migré en altitude.

Le premier conduit est généralement modélisé par un profil logarithmique caractérisé par la seule altitude δ du conduit. Les deux conduits suivants sont modélisés par des profils trilineaires caractérisés par une altitude de la base z_b , une épaisseur z_t , et un gradient d’indice dans le conduit c_2 . Un profil d’indice de réfraction en altitude comprenant un

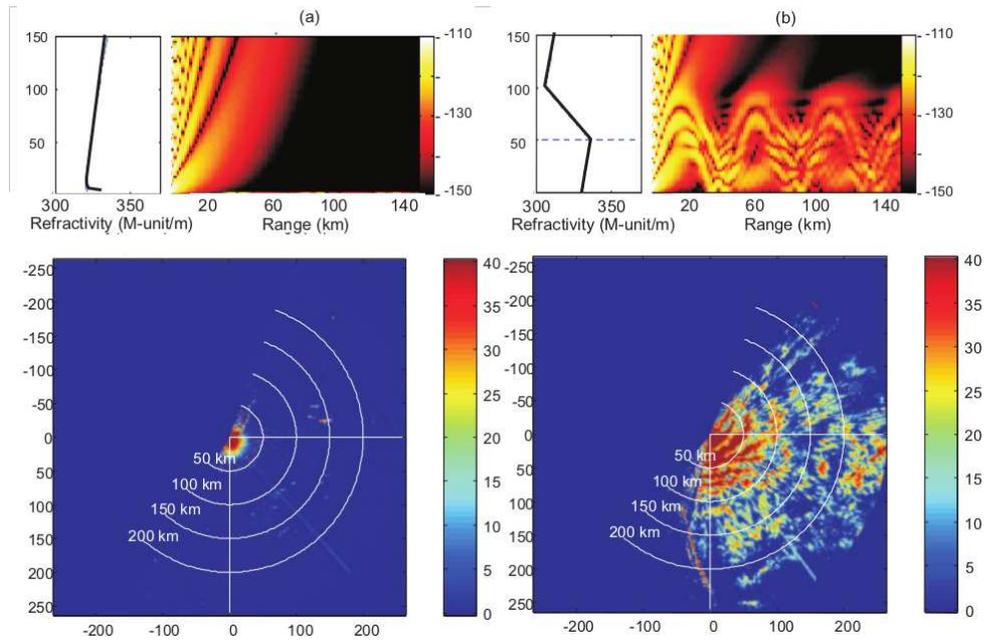


FIGURE 3.5 – Profils M verticaux et diagrammes de couverture (en haut) simulant les mesures de CNR par le radar Spandar (en bas) (a) pour un conduit d'évaporation faible (b) pour un conduit de surface fort. [55]

double conduit avec un conduit d'évaporation et un conduit trilineaire est représenté en figure 3.6. H est l'épaisseur du conduit. Si $H < z_b + z_t$, on parle de conduit de surface; de conduit d'altitude dans le cas inverse.

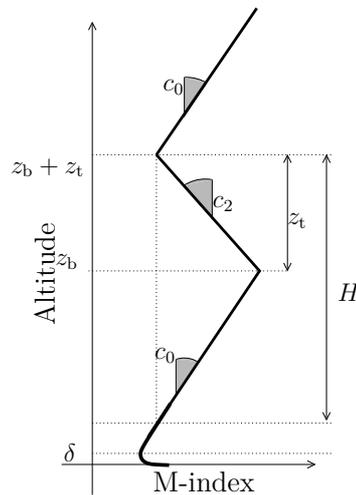


FIGURE 3.6 – Conduit double : conduit d'évaporation et conduit trilineaire.

Concernant la variation en distance, l'hypothèse retenue est que seule l'altitude du conduit z_b peut varier, ce comportement ayant été mis en évidence par Stapleton *et al.* [63] en milieu côtier.

Bien entendu, le canal peut être modélisé par bien plus de paramètres. Citons par exemple

une variation de tous les paramètres du conduit en fonction de la distance [64], ou un profil vertical non paramétrique [65]. La modélisation choisie est souvent dépendante de la méthode d'inversion choisie et de ses capacités.

Méthodes d'inversion Les méthodes d'inversion qui ont été appliquées à la RFC sont multiples. Citons les méthodes particulières telles que l'algorithme génétique [44], une méthode hybride algorithme génétique / méthode de Monte Carlo par chaînes de Markov [64], le filtre de Kalman et le filtre particulière [62]. Un algorithme de descente de gradients avec résolution du problème adjoint a été proposé par Zhao et Huang [61].

Mes travaux de thèse ont consisté à explorer la piste des algorithmes d'apprentissage pour résoudre ce problème RFC [R1, J1, J2]. La méthode retenue est les SVM à moindres carrés (LS-SVM) [66]. Cette méthode est une rencontre entre les SVM classiques et la régression pseudo-quadratique avec fonctions noyaux. L'approximation de l'opérateur inverse \mathcal{L}^{-1} correspond à une combinaison linéaire de fonctions non linéaires. La différence majeure avec les SVM classiques est que cette combinaison linéaire n'est pas parcimonieuse. La démonstration de faisabilité a été faite dès 2008 [J1] sur des données simulées.

3.2.2 Les données VAMPIRA

J'ai appliqué cette méthode sur des données mesurées extraites de la campagne VAMPIRA [67]. Durant cette campagne des mesures de signal rétro-diffusé par un trièdre sur un navire parcourant une trentaine de kilomètres depuis la côte et positionné par télémétrie et GPS ont été effectuées. Le radar était placé sur la côte de la mer Baltique. La configuration de la campagne est donnée en figure 3.7. En présence d'un "simple" conduit de surface, l'algorithme LS-SVM est mis en échec, le bruit accentuant drastiquement le caractère mal posé du problème. J'ai développé et codé l'algorithme LS-SVM multitâche (MuLS-SVM), que j'ai appliqué avec succès pour retrouver des conduits d'évaporation modélisés par deux paramètres : leur altitude δ et une modification du gradient d'indice au-dessus du conduit [J2].

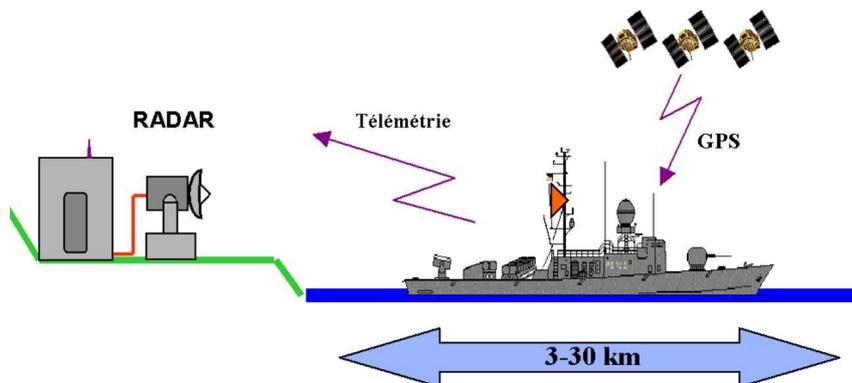


FIGURE 3.7 – Configuration de la campagne VAMPIRA.

Un exemple de résultat typique est donné en figure 3.8. Le facteur de propagation me-

suré brut (en gris) est filtré avant inversion (en bleu). Le facteur de propagation est à nouveau modélisé avec les conduits retrouvés par plus proche voisin (en bleu clair) et par MuLS-SVM (en rouge). Malheureusement, les mesures atmosphériques n'étaient pas assez précises pour être comparées aux inversions. En effet, le facteur de propagation simulé avec l'atmosphère mesurée (en noir) est significativement différent de celui mesuré.

Les inversions réalisées par MuLS-SVM ont donné sur cette campagne de très bons résultats. Si le plus proche voisin fonctionne bien aussi, notons que ses capacités de généralisation sont a priori moins bonnes que les méthodes de type SVM.

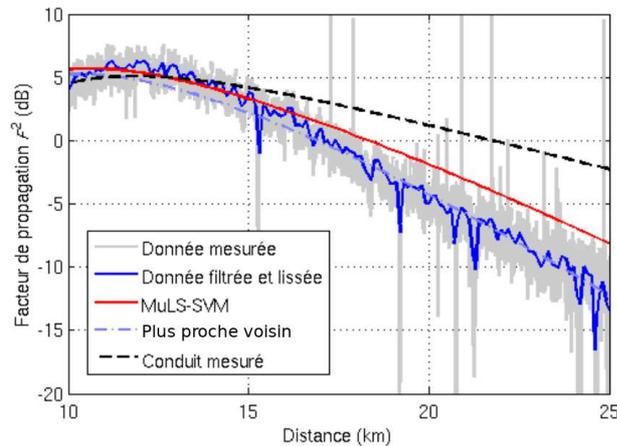


FIGURE 3.8 – Facteur de propagation mesuré brut (gris), après filtrage (bleu), puis obtenu avec les conduits mesurés (noir) et obtenus par inversion par MuLS-SVM (rouge) et plus proche voisin (bleu clair).

3.2.3 Les données Wallops'98

Les données de la campagne Wallops'98 [54] sont aujourd'hui encore les plus intéressantes dans le contexte de la RFC. Des mesures de fouillis sur environ 90° d'azimuts et 200 km en distance ont été accompagnées de mesures d'indice de réfraction par bouées météorologiques et réfractomètre embarqué sur hélicoptère selon une azimuth, confirmant la présence de conduits de surface durant les mesures.

Un exemple de facteur de propagation issu de cette campagne, brut et après traitement (filtrage et lissage), est donné en figure 3.9. Les données sont limitées aux 60 premiers km. Les inversions sont effectuées sur ces données filtrées et lissées.

L'inversion d'une donnée CNR en présence d'un conduit complexe met l'algorithme MuLS-SVM en échec sur ces mesures. Cette méthode a finalement été abandonnée, avec toutes les méthodes d'apprentissage, pour la RFC. Le problème majeur vient certainement du peu de souplesse qu'offre ce type d'algorithme, figé après la génération de la base d'apprentissage et le choix des hyperparamètres de l'algorithme. Seule la piste de l'apprentissage profond mériterait d'être explorée aujourd'hui.

Avec quelques améliorations basées sur la physique du problème, nous avons montré qu'une

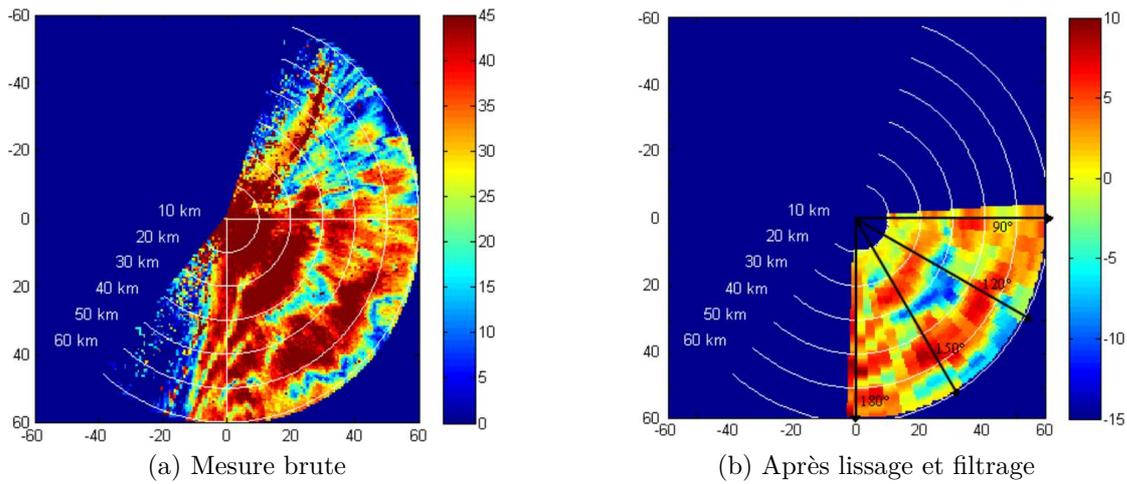


FIGURE 3.9 – Facteur de propagation en fonction de la distance et de l’azimut mesuré par le radar Spandar lors de la campagne Wallops’98.

inversion par plus proche voisin donne des résultats tout à fait satisfaisants en RFC [J4]. Ainsi, des conduits sur plusieurs azimuts ont pu être inférés avec des résultats encourageants en forçant une continuité en azimut dans les conditions atmosphériques.

Un résultat est représenté en figure 3.10. La figure 3.10a représente la mesure du facteur de propagation après filtrage et lissage. C’est cette donnée qui est inversée. En 3.10b, les paramètres obtenus par inversion en fonction de l’azimut sont donnés. À partir de ces paramètres, le facteur de propagation simulé en figure 3.10c est obtenu à partir des conduits inversés représentés en fonction de l’azimut en figure 3.10d.

Cette méthode révèle qu’un simple plus proche voisin peut être efficace pour obtenir un premier résultat d’inversion satisfaisant, qui peut servir comme résultat initial d’une technique plus complexe par exemple. Notons qu’ici, un lissage des paramètres inversés pondérés par la valeur de la norme minimale obtenue lors de l’inversion permet de lisser les résultats en azimut en donnant plus de poids aux inversions les plus vraisemblables. Cette technique, développée sur les données de la campagne Wallops’98, ne peut pas encore être considérée comme opérationnelle, car aucune preuve de robustesse n’a été apportée. Elle sert cependant de support aux études qui suivent, en sections 3.2.4 et 3.2.5.

3.2.4 Conduits inversibles

Une limitation évidente d’un système de type RFC est qu’il ne peut détecter que les conduits à basse altitude. Mais pas seulement. En effet, il est par exemple impossible de faire la différence entre un conduit épais et de fort gradient d’un conduit plus épais et de même gradient, les deux piégeant de la même façon toute l’énergie électromagnétique.

En 2014, avec K. Elis et V. Fabbro, nous avons exprimé des valeurs analytiques des altitudes, épaisseurs et gradients de conduit qu’un système RFC peut retrouver pour un radar à ouverture gaussienne dans le cas d’un conduit trilineaire et constant en distance [J6, C19]. Sans être des règles figées, car de nombreuses erreurs de modèle sont com-

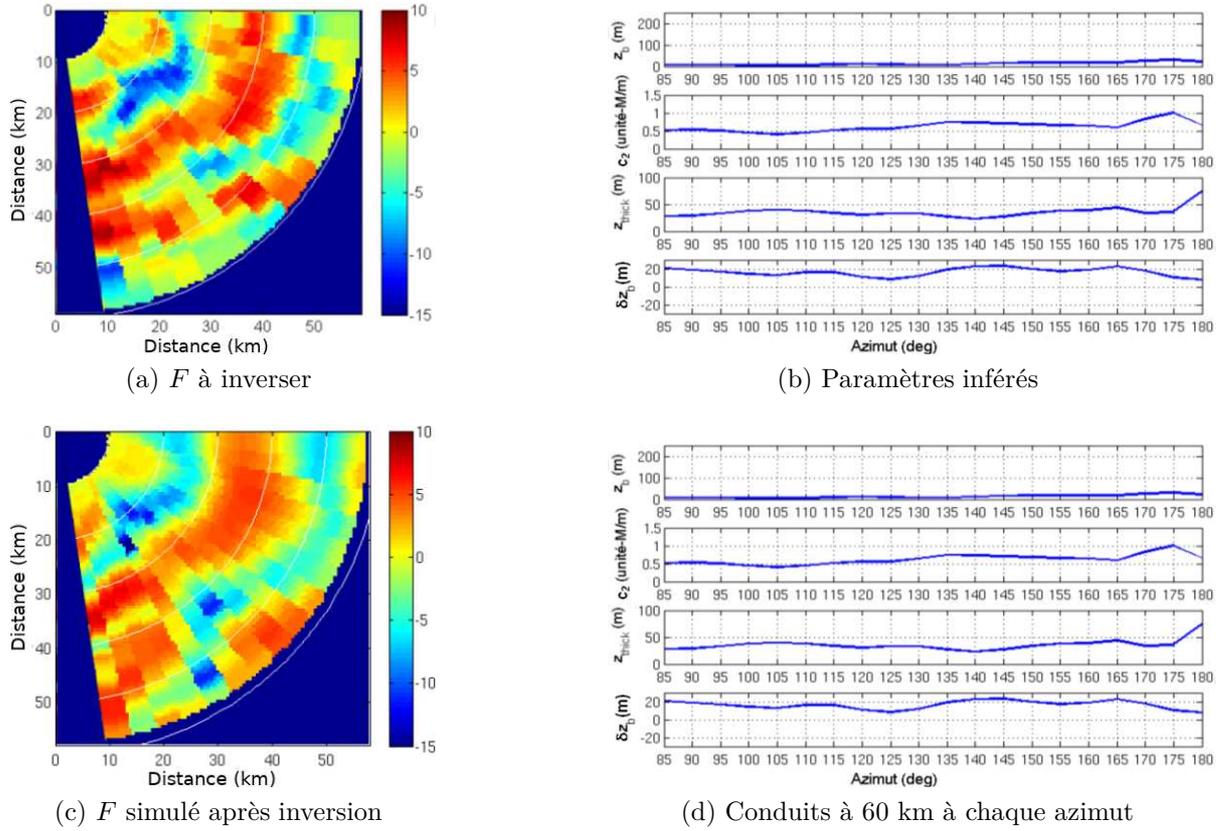


FIGURE 3.10 – Résultat d’inversion sur une donnée issue de la campagne Wallops’98.

mises dans le modèle trilinéaire de conduit, ces valeurs donnent un ordre de grandeur des conduits qu’un système RFC peut retrouver. Elles sont données en fonction de l’angle θ_{\max} , défini comme l’angle d’ouverture maximal utilisé. Cette ouverture dépend de l’élévation de l’antenne ainsi que de la sensibilité du système RFC.

Ainsi, pour un conduit trilinéaire à l’altitude z_b et de gradient c_2 , l’épaisseur $z_{t\max}$ retrievable par RFC est donnée par

$$z_{t\max} = \begin{cases} -\frac{\theta_{\max}^2 + 2c_0(z_b - h_{\text{ant}})}{2c_2} & \text{si } h_{\text{ant}} < z_b, \\ -\frac{\theta_{\max}^2}{2c_2} - (z_b - h_{\text{ant}}) & \text{si } z_b < h_{\text{ant}} < z_b + z_t. \end{cases} \quad (3.8)$$

Pour un conduit tel que $z_t > z_{t\max}$, il est impossible de remonter à z_t car toute l’énergie est guidée dans le conduit, comme illustré en figure 3.11. Cette figure représente le facteur de propagation pour un conduit trilinéaire tel que $z_b = 50$ m, $c_2 = -0.8$ M-unité.m⁻¹, $z_t = z_{t\max} = 33$ m. Pour une épaisseur plus grande, l’énergie atteignant la surface de mer est la même. L’antenne est à ouverture gaussienne. θ_{\max} est pris égal à $\theta_{6\text{dB}}$, à la fréquence $f = 2.84$ GHz. L’antenne est placée à l’altitude $h_{\text{ant}} = 30.78$ m.

De même, si le conduit est de faible épaisseur, l’épaisseur minimale $z_{t\min}$ retrievable est

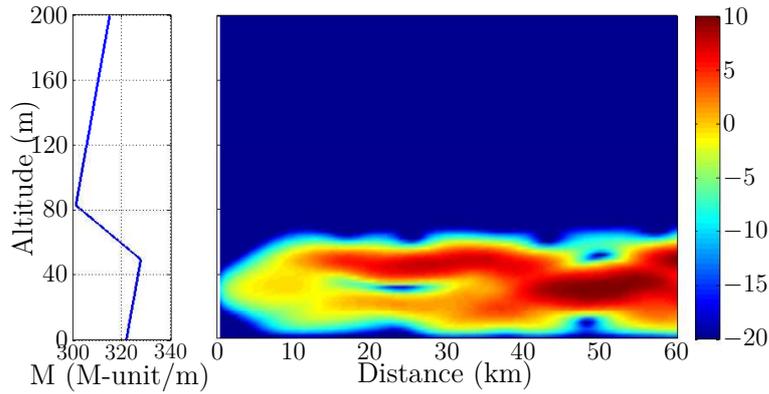


FIGURE 3.11 – Cas $z_t = z_{t\max}$. À gauche, profil de co-indice de réfraction modifié. À droite, facteur de propagation équivalent (dB).

donnée par

$$z_{t\min} = \begin{cases} -(z_b - h_{\text{ant}}) \frac{c_0}{c_2} & \text{if } h_{\text{ant}} < z_b, \\ -z_b \frac{c_0}{c_2} & \text{if } h_{\text{ant}} \geq z_b. \end{cases} \quad (3.9)$$

Cette épaisseur correspond à ce que pour tout conduit tel que $z_t \leq z_{t\min}$, trop peu d'énergie atteint le sol pour que le système RFC permette une inversion. Ce cas est illustré en figure 3.12. La source est la même, le conduit est donné par $z_b = 50$ m, $c_2 = -0.2$ M-unit.m⁻¹, $z_t = z_{t\min} = 12$ m.

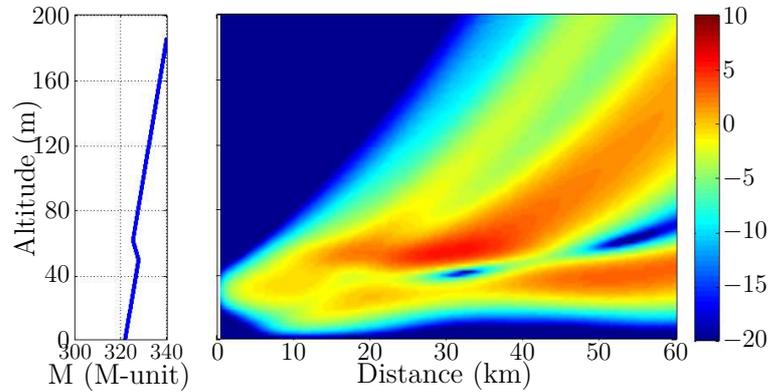


FIGURE 3.12 – Cas $z_t = z_{t\min}$. À gauche, profil de co-indice de réfraction modifié. À droite, facteur de propagation équivalent (dB).

Enfin, l'altitude de conduit $z_{b\max}$ au-dessus de laquelle un conduit est invisible par un système RFC est donnée par

$$z_{b\max} = h_{\text{ant}} - \frac{\theta_{\max}^2}{2c_0} + \frac{1}{8} \frac{c_2^2 c_0}{(c_2 - c_0)^2} \left[x_{\max} + \frac{\theta_{\max} + \theta_{\text{ant}}}{c_0} \right]^2, \quad (3.10)$$

où x_{\max} est la portée maximale du système, et

$$\theta_{\text{ant}} = \sqrt{\theta_{\max}^2 - 2c_0 h_{\text{ant}}}. \quad (3.11)$$

Ce dernier cas est illustré en figure 3.13, où les paramètres du conduit sont donnés par $z_b = z_{b\max} = 135$ m, $c_2 = -0.6$ M-unit.m⁻¹, $z_t = 100$ m. Trop peu d'énergie atteint dans ce cas la surface de mer pour détecter le conduit, et c'est le cas pour tout conduit tel que $z_b > z_{b\max}$.

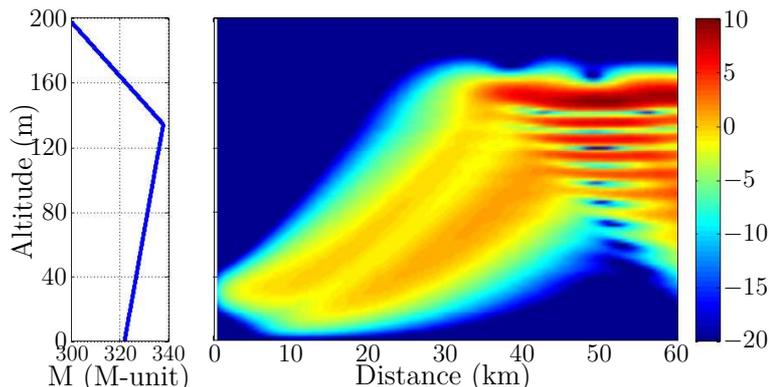


FIGURE 3.13 – Cas $z_b = z_{b\max}$. À gauche, profil de co-indice de réfraction modifié. À droite, facteur de propagation équivalent (dB).

Une règle similaire a été définie pour un conduit d'évaporation approché par un conduit bilinéaire [J6]. Puis nous avons étendu cette règle à des doubles conduits (d'évaporation et de surface) [C19]. Il en ressort que le conduit d'évaporation impacte peu sur les valeurs inversibles pour un conduit de surface.

Cette étude permet d'identifier des inversions qui seraient considérées comme manquées quand elles seraient juste impossibles. Surtout, le fait de ne pas considérer ces conduits non inversibles dans un système RFC permet de diminuer le caractère mal posé du problème.

3.2.5 Quelle métrique pour la RFC ?

Une problématique qui a été assez peu abordée en RFC est celle de la quantification de la différence entre deux données. Aujourd'hui, la norme L2 point à point entre deux facteurs de propagation (ou deux puissances) échantillonnés est utilisée. Dans le cadre du postdoctorat de K. Elis, nous avons montré que cette norme n'est pas la mieux adaptée à la RFC, en particulier car elle ne tient pas compte du caractère fonctionnelle de la donnée [C21].

Le terme *distance* est utilisé pour désigner toute quantification de la différence entre deux données. Il peut s'agir de métriques, de dissimilarité, de quasimétriques, etc. Toutes ne sont pas appropriées à toutes méthodes inverses.

Dans cette section nous définissons les différentes distances et leur potentielles applications dans les méthodes inverses. Puis nous testons spécifiquement quelques unes pour la RFC. Le but de cette étude est de proposer à terme un cadre théorique pour introduire des notions physiques (de continuité de la mesure par exemple) dans les distances utilisées pour l'inversion.

Classification des distances La classification des distances connaît des variations entre les auteurs. Nous choisissons celle donnée par Deza et Deza [68] avec une différence mineure. Afin d'éviter toute confusion, nous réservons le terme *distance* au sens très général de différence entre deux données. Au terme mathématique de distance défini par les auteurs est préféré son synonyme *dissimilarité*.

Une *métrique* correspond à ce qui est communément appelée distance. Une métrique satisfait les 4 propriétés suivantes.

- *Non-négativité* $d(x, y) \geq 0$;
- *Séparabilité* $d(x, y) = 0 \Leftrightarrow x = y$;
- *Symétrie* $d(x, y) = d(y, x)$;
- *Inégalité triangulaire* $d(x, y) \leq d(x, z) + d(z, y)$.

Les distances définies à partir des normes L1 et L2 (et toutes les normes Lp) sont des exemples de métriques couramment utilisées.

Le terme *semimétrique* désigne une métrique dont la séparabilité est affaiblie et remplacée par la propriété de réflexivité.

- *Réflexivité* $d(x, x) = 0$.

Un exemple de semimétrique est la semimétrique angulaire d_{ang} définie sur \mathbb{R}^n et correspondant à l'angle en radians entre deux vecteurs \mathbf{x} et \mathbf{y} . Elle est donnée par

$$d_{\text{ang}}(\mathbf{x}, \mathbf{y}) = \arccos \frac{\langle \mathbf{x}, \mathbf{y} \rangle}{\|\mathbf{x}\|_2 \|\mathbf{y}\|_2}. \quad (3.12)$$

Le terme *dissimilarité* est utilisé pour parler d'une semimétrique ne vérifiant pas l'inégalité triangulaire. Elle vérifie donc les propriétés de non-négativité, réflexivité, et symétrie.

La distance ε -insensible utilisée dans l'algorithme SVM et définie par

$$d_\varepsilon(a, b) = \begin{cases} 0 & \text{si } |a - b| < \varepsilon, \\ |a - b| - \varepsilon & \text{sinon,} \end{cases} \quad (3.13)$$

est un exemple de dissimilarité.

Le terme *quasimétrique* décrit une distance vérifiant la non-négativité, la séparabilité et l'inégalité triangulaire orientée.

- *Inégalité triangulaire orientée* $d(x, y) \leq d(x, z) + d(z, y)$ (pour d non symétrique).

Une *quasimétrique* vérifie la non-négativité, la réflexivité, et l'inégalité triangulaire orientée.

Enfin, une *quasi-distance* est une distance vérifiant la non-négativité et la réflexivité. La distance (ou divergence) de Kullback-Leibler est une quasi-distance. Elle est définie entre deux vecteurs \mathbf{x} et \mathbf{y} de longueur N par

$$d_{\text{KL}}(\mathbf{x}, \mathbf{y}) = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^n x_n [\log x_n - \log y_n]. \quad (3.14)$$

Elle est très courante en statistiques [69]. Elle est parfois utilisée pour la détection de cible dans une donnée de fouillis radar [70, 71].

Toutes les propriétés propres aux distances présentées sont résumées dans le tableau 3.1.

Distance	métrique	semi-métrique	dissimilarité	quasi-métrique	quasisemi-métrique	quasi-distance
Non-négativité	✓	✓	✓	✓	✓	✓
Réflexivité	✓	✓	✓	✓	✓	✓
Séparabilité	✓	non	non	✓	non	non
Symétrie	✓	✓	✓	non	non	non
Inégalité triangulaire	✓	✓	non	orientée	orientée	non

TABLE 3.1 – Résumé des propriétés des distances présentées.

Utilisation en méthodes inverses Pour toutes les méthodes basées sur le plus proche voisin, seul la non-négativité est importante. Cela permet de piocher dans l'ensemble des distances existantes. Si l'on veut une réponse unique, et non un ensemble de conduits atmosphériques possibles, la séparabilité est aussi requise.

Dans les méthodes d'apprentissage, la fonction objectif requiert à ma connaissance systématiquement la non-négativité et la symétrie, ce qui exclut les quasi-distances, les quasimétriques et les quasisemimétriques. Cependant, la fonction objectif elle-même fait souvent partie de la méthode d'apprentissage (SVM, LS-SVM, NN classique). Aussi une modification substantielle de la fonction objectif entraîne une modification majeure de la théorie sous-jacente à la méthode d'apprentissage. Durant mes travaux sur la RFC, j'ai cependant légèrement modifié la métrique en introduisant une pondération de la norme 2 utilisée dans les LS-SVM en améliorant ainsi son efficacité pour la RFC [J2].

Dans les méthodes d'optimisation particulière, les distances requièrent en général la non-négativité et la réflexivité. La symétrie n'est pas nécessaire car la donnée à inverser et les données simulées durant l'optimisation ne jouent pas des rôles symétriques. Cela permet de chercher des normes asymétriques pour l'optimisation, ce qui nous a conduit récemment à proposer la divergence de Kullback-Leibler pour la RFC [R4].

La comparaison entre les différentes distances proposées est ici effectuée via leur application à la méthode du plus proche voisin.

Distances proposées pour la RFC Pour remplacer la distance basée sur la norme L2 habituellement utilisée en RFC, deux distances ϕ_{L1} et ϕ_{L2} sont proposées, respectivement

basées sur les distances L1 et L2. Leur principe est d'introduire une pondération par la covariance prenant ainsi en compte le caractère fonctionnel du facteur de propagation. La puissance observée est dénotée \mathbf{P}_o , la puissance simulée avec le conduit paramétrisé par \mathbf{m} est noté $\mathbf{P}_s(\mathbf{m})$.

Les quasimétriques étendues ϕ_{L1} et ϕ_{L2} sont définies par

$$\phi_{L1} = \begin{cases} \frac{1}{n^2} \frac{\|\mathbf{P}_o - \mathbf{P}_s(\mathbf{m})\|_1^2}{\text{cov}(\mathbf{P}_o, \mathbf{P}_s)} & \text{si } \text{cov}(\mathbf{P}_o, \mathbf{P}_s) > 0, \\ +\infty & \text{si } \text{cov}(\mathbf{P}_o, \mathbf{P}_s) \leq 0, \end{cases} \quad (3.15a)$$

$$\phi_{L2} = \begin{cases} \frac{1}{n^2} \frac{\|\mathbf{P}_o - \mathbf{P}_s(\mathbf{m})\|_2^2}{\text{cov}(\mathbf{P}_o, \mathbf{P}_s)} & \text{si } \text{cov}(\mathbf{P}_o, \mathbf{P}_s) > 0, \\ +\infty & \text{si } \text{cov}(\mathbf{P}_o, \mathbf{P}_s) \leq 0, \end{cases} \quad (3.15b)$$

où cov représente la fonction covariance, n est la longueur des vecteurs $\mathbf{P}_{o/s}$. Notons que ces distances sont sans dimension.

Une difficulté pour comparer des distances est de trouver un bon critère faisant lui-même appel à une distance. La comparaison des distances est opérée en suivant le processus représenté en figure 3.14. Une données issue de Wallops'98 est inversée par plus proche voisin sur un échantillon de 10000 données simulées. Dans la plupart des cas, le résultat est satisfaisant et indépendant de la distance utilisée. Cependant, certaines inversions dépendent fortement de la distance utilisée. Sur celles-ci, les données obtenues par plus proche voisin avec les différentes distances sont comparées.

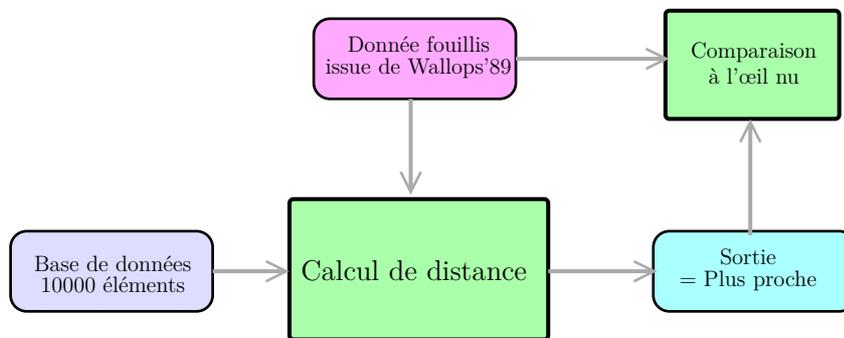


FIGURE 3.14 – Méthodologie de la comparaison des distances.

Un tel cas est présenté en figure 3.15. La mesure à inverser est en noir. Dans la base de données, les plus proches voisins selon les normes L1 et L2 sont tracés en pointillés. Ceux avec les normes proposées ϕ_{L1} et ϕ_{L2} sont en lignes continues. Ce cas illustre bien les limites des distances point à point. L'introduction de la covariance permet une meilleure concordance entre la mesure et son plus proche voisin grâce à la prise en compte de sa forme générale. Encore une fois, la difficulté vient consiste à définir un critère objectif pour trancher, critère qui dépend forcément d'une distance choisie. D'autres cas similaires issus la campagne Wallops'98 viennent confirmer le résultat présenté ici.

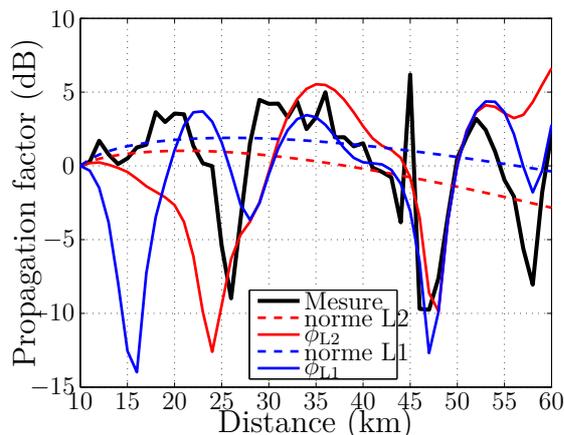


FIGURE 3.15 – Facteurs de propagation obtenus à partir de la mesure (noir) puis par plus proche voisin avec les distances L1 (pointillé bleu), L2 (pointillé rouge), ϕ_{L1} (bleue continue), et ϕ_{L2} (rouge continue).

Résultats préliminaires Une troisième distance a été proposée [R4]. Il s’agit de la quasi-distance étendue ϕ_{KL} définie par

$$\phi_{KL} = \begin{cases} \frac{d_{KL}^2(\mathbf{P}_o, \mathbf{P}_s(\mathbf{m}))}{\text{cov}(\mathbf{P}_o, \mathbf{P}_s)} & \text{if } \text{cov}(\mathbf{P}_o, \mathbf{P}_s) > 0, \\ +\infty & \text{if } \text{cov}(\mathbf{P}_o, \mathbf{P}_s) \leq 0. \end{cases} \quad (3.16)$$

Cette distance ϕ_{KL} n’a encore été testée dans les mêmes conditions que ϕ_{L1} et ϕ_{L2} . Quoiqu’il en soit, il est difficile aujourd’hui de conclure quant à l’utilité des normes proposées ici pour l’inversion. Des résultats préliminaires avec une inversion particulière par optimisation par essais particuliers (PSO) [45, 46] semblent prometteurs [R4] mais ne sont pas assez aboutis pour être présentés dans ce document.

3.2.6 Conclusion

Les résultats que j’ai obtenus dans le domaine de la “Refractivity From Clutter” (RFC) ont été présentés dans ce chapitre. Ce domaine a occupé mes premières années en tant que chercheur puisqu’il s’agissait de mon sujet de thèse, durant laquelle j’ai obtenu les résultats présentés sur les données mesurées lors des campagnes VAMPIRA et Wallops’98. Ceux-ci m’ont amené à abandonner les techniques d’apprentissage pour la RFC.

Je me suis tourné vers une technique de plus proche voisin afin de comprendre pourquoi les méthodes d’apprentissage échouaient. Dans le cadre du post-doctorat de Kevin Elis co-encadré avec Vincent Fabbro, nous avons mis en lumière le problème du choix de la norme d’une part, et l’impossibilité pour un système RFC d’inverser certains conduits d’autre part. Ces deux problèmes augmentent artificiellement le caractère mal posé de la RFC et pourraient expliquer pourquoi les méthodes d’apprentissage testés ont été mises en échec.

Les nouvelles distances proposées et la restriction de la méthode aux conduits inversibles pourraient améliorer significativement les résultats aujourd’hui disponibles dans la littérature. Une stratégie similaire d’étude du problème direct avant inversion peut d’ailleurs être appliquée à de nombreux problèmes inverses.

3.3 Inversion de mesure de courants de Foucault pour le contrôle non destructif

3.3.1 Introduction

Comme en section 3.2, le contexte de cette étude est d’abord introduit avant que la formulation du problème inverse ne soit énoncée.

3.3.1.a Contexte

Le contrôle non destructif (CND) a pour but de vérifier la qualité de pièces ou de structures sans les dégrader. Le but est la détection, mais aussi la localisation et la caractérisation de défauts pour décider de la conformité de la pièce. Cet enjeu industriel est aussi un enjeu de sécurité publique puisqu’il peut concerner des installations à haut risque. Dans l’industrie lourde (nucléaire et pétrolière notamment), la qualité des tubes est primordiale. En guise d’illustration, l’institut de radioprotection et de sûreté nucléaire (IRSN) recense plus d’une dizaine de ruptures de tube de générateur de vapeur dans le monde au cours de l’exploitation de réacteurs de type réacteurs à eau sous pression [72].

Aujourd’hui, le CND par courants de Foucault est une méthode répandue mais relativement lente à mettre en place. En effet, il s’agit d’un problème inverse qui nécessite de nombreuses simulations du problème direct pour être résolue. Or, ces simulations sont réalisées par méthodes des moments (MoM) [73, 74], ce qui demande un temps de calcul conséquent, empêchant l’obtention des résultats de CND en temps réel.

Ces travaux s’inscrivent dans le projet ANR INDIAC (Inversion et Diagnostic Automatique en Contrôle Non Destructif) qui a pour but de proposer un outil de CND temps réel pour l’aide au diagnostic. La modélisation du problème direct est réalisée avec l’outil CIVA développé par le CEA LIST [75] avec un cœur de calcul méthode des moments. L’ordre de grandeur de la durée de chaque simulation effectuée durant ces travaux est de 20 minutes.

Afin d’obtenir un diagnostic en temps réel, nous nous sommes limités à des l’étude de pièces simples. Ainsi les pièces étudiées sont des tubes contrôlés par des sondes circulaires ou sectorielles, ou des plaques contrôlés par des sondes circulaires. Dans un souci de concision, les résultats sur les tubes contrôlés par des sondes circulaires sont présentés, les autres cas menant à des conclusions similaires.

3.3.1.b Configuration et mise en équation

La configuration ici utilisée correspond à une configuration réaliste fournie par le CEA.

Paramètres connus θ Nous travaillons à la fréquence $f = 120$ kHz. Le tube étudié est considéré infiniment long, de rayon interne $r_{\text{tube}} = 11.66$ mm et d'épaisseur $t_{\text{tube}} = 4.29$ mm. Le tube est ferromagnétique, de conductivité $\sigma_{\text{tube}} = 3.5 \times 10^6$ S/m. Le tube est excité par une bobine émettrice de longueur 15 mm et composée de 2700 spires. La sonde est alimentée par un courant $I_0 = 740.74$ A. Les deux bobines réceptrices sont identiques à la bobine émettrice, à l'exception de leur longueur fixée à 5 mm. Le signal complexe est collecté en 202 points sur 201 mm.

Paramètres variables x Le défaut étudié est de type gorge externe. Ses 3 paramètres variables sont la **profondeur relative** ($\in [30, 80]$ %), la **longueur** du défaut ($\in [2, 10]$ mm), ainsi que la **perméabilité réduite** du tube ($\in [20, 100]$). La profondeur relative s'exprime en pourcentage de l'épaisseur du tube.

La configuration d'étude est représentée en figure 3.16 où le tube apparaît en gris transparent, les bobines en vert et le défaut en rouge.

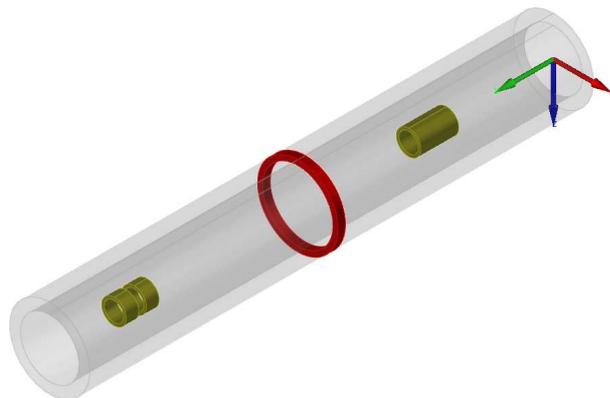


FIGURE 3.16 – Configuration du contrôle non destructif par courants de Foucault.

3.3.2 Méthode inverse retenue

Durant une inversion par méthode particulière, de nombreux calculs de la fonction de cout sont effectués. Ainsi, si ces calculs sont stockés, il est possible d'obtenir une cartographie de la fonction de cout sur l'ensemble de l'espace d'entrée. De cette information peut être déduits les défauts les plus vraisemblables et les moins vraisemblables. Notons que seule la méthode MCMC (Markov-Chain Monte Carlo) [76] converge théoriquement vers la vraie fonction de vraisemblance, mais demande un temps très long pour converger.

Ici, la méthode PSO a finalement été retenue dans sa variante BPSO (Balanced PSO). Cette variante du PSO présente un bon compromis entre *exploration* (les calculs couvrent

l'ensemble de l'espace d'entrée) et *exploitation* (les zones proches des minima locaux sont favorisés pour y détecter un potentiel minimum global).

Les critères d'arrêt classiques sont les suivants : la fonction cout atteint une valeur objectif ε , l'algorithme effectue un nombre d'itérations maximal M_{\max} , le maximum global reste le même durant un nombre M_{stop} d'itérations, ou le gradient de la fonction de cout est inférieur à un seuil (méthode plutôt conseillée pour la détection de minima locaux). L'algorithme BPSO codé pour cette étude laisse le choix entre les deux premiers critères d'arrêt. La fonction de cout tendant très rapidement vers de petites valeurs, on utilise le premier critère d'arrêt quand on veut un résultat rapidement et le deuxième critère d'arrêt quand on s'intéresse à la précision maximale du BPSO.

Dans les cas présentés ici, le calcul est stoppé après $M_{\max} = 250$ modélisations du problème direct, et 3 inversions indépendantes sont lancées. À raison de 750 simulations d'environ 20 minutes chacune, il est difficile d'imaginer une technique temps réel. C'est pourquoi un métamodèle a été utilisé.

3.3.3 Métamodèle

L'idée pour accélérer significativement l'inversion est de remplacer le simulateur électromagnétique $\mathbf{y} = \mathcal{L}(\mathbf{x})$ par un opérateur approché mais beaucoup plus rapide $\mathbf{y} = \hat{\mathcal{L}}(\mathbf{x})$. On appelle cet opérateur approché un *métamodèle*. Il est classiquement obtenu par apprentissage sur une base de données préalablement générée.

Génération de la base de données Nos travaux se basent sur un outil de génération d'une base de données adaptatives (BDDA) pour le CND [77, 78]. Le principe des BDDA est de créer des bases de données dont la distribution est inhomogène dans l'espace d'entrée (ici les dimensions des défauts dans les pièces à tester), mais tend à l'homogénéité dans l'espace de sortie (ici la mesure d'impédance). Cette base de données sert à générer des données de sortie correspondant à n'importe quelle entrée par interpolation linéaire des données pré-calculées dans la base de données. La méthode de génération de la BDDA permet de garantir une précision minimum sur les données de sortie interpolées.

Le principe retenu pour générer la BDDA, dit du maillage isotropique, est le suivant [79] :

- dans un premier temps, des points sont disposés aux coins de l'espace des entrées, auxquels est ajouté un point en son centre. Pour un problème de dimension N_{in} , il y a donc $N_{\text{in}}^2 + 1$ points dans le maillage initial, formant les simplexes initiaux. Les sorties \mathbf{y} correspondant à chaque entrée sont simulées.
- Ensuite, les sorties sont simulées pour les points correspondant au milieu de chaque arête de chaque simplexe. Par interpolation linéaire entre les deux sommets de chaque arête, les données interpolées sont calculées aux mêmes points. Finalement, l'erreur d'interpolation ε entre la donnée simulée et celle interpolée est calculée pour chaque arête de chaque simplexe.
- Pour chaque simplexe, si une seule de ces erreurs est supérieure à un seuil (défini

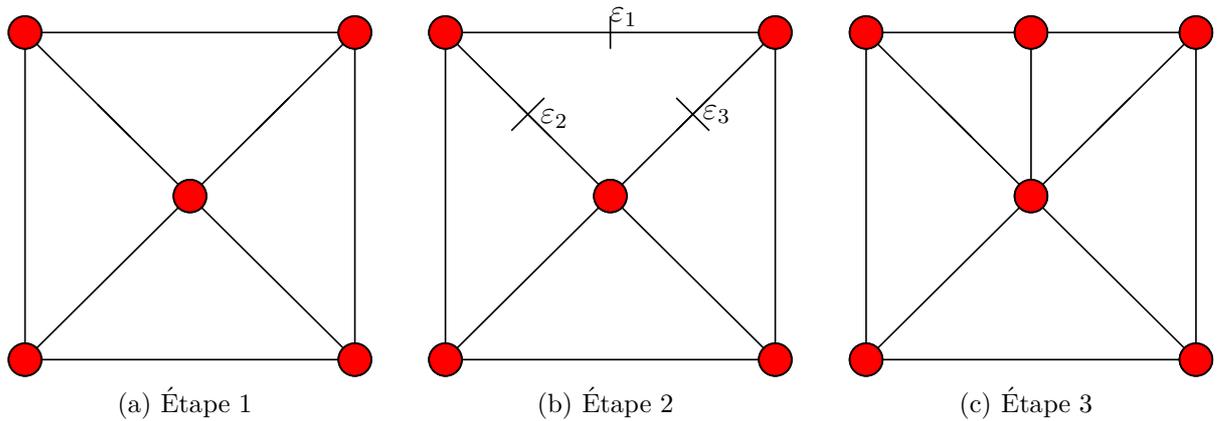


FIGURE 3.17 – Principe du raffinement de la BDDA.

par l'utilisateur), on “dédoublé” le simplexe en ajoutant un point au centre de la plus longue arête.

Ce principe est illustré sur la figure 3.17 en 2D. Le premier maillage lâche est généré (figure 3.17a). L’erreur d’interpolation est calculée à chaque arête du simplexe (figure 3.17b). Le simplexe est ensuite dédoublé par ajout d’un point sur la plus grande de ses arêtes (figure 3.17c).

Ces étapes sont appliquées sur chaque simplexe de la base de données, puis itérées jusqu’à ce que toutes les erreurs d’interpolation ε soient inférieures au seuil fixé par l’utilisateur.

Des stratégies de génération de métamodèles plus efficaces existent, *e.g.* [80], mais n’ont pas été étudiées.

L’erreur d’interpolation ε est donnée par

$$\varepsilon(\mathbf{y}, \hat{\mathbf{y}}) = \frac{\|\mathbf{y} - \hat{\mathbf{y}}\|_2^2}{\|\mathbf{y}\|_2^2}, \quad (3.17)$$

où \mathbf{y} est la donnée simulée au centre de l’arête du simplexe et $\hat{\mathbf{y}}$ est son interpolation linéaire. La normalisation se fait alors par la norme 2 au carré du signal à interpoler. Ainsi, ε quantifie des erreurs relatives, accentuant les erreurs sur les signaux de faible amplitude et forçant une plus grande densité de données sur les signaux plus faibles. Nous avons montré que cette normalisation améliorerait la qualité du métamodèle [J5].

Radial basis functions Comme énoncé précédemment, le métamodèle proposé par Franceshini *et al.* [77] pour le CND est basé sur une interpolation linéaire des éléments de la base de données. L’avantage principal de cette méthode est sa simplicité. Cela permet de comprendre instinctivement comment est créé puis utilisé le métamodèle. Un autre avantage est que la BDDA est construite en utilisant l’erreur par interpolation linéaire comme critère d’arrêt. Nous avons donc une maîtrise sur l’erreur commise par interpolation une fois la BDDA créée.

Deux défauts majeurs peuvent cependant être relevés. Le premier vient de la construction

de la BDDA. L'erreur d'interpolation est vérifiée sur le milieu des arêtes de chaque simplexe. Or, l'interpolation, en pratique, est effectuée pour des points pouvant se trouver en plein centre du simplexe. L'absence de point test au centre des simplexes apporte une imprécision sur l'erreur d'interpolation maximale commise. Le deuxième défaut majeur vient de la méthode d'interpolation elle-même. Afin de trouver dans quel simplexe se trouve notre donnée d'entrée, il faut effectuer une recherche de simplexe qui peut s'avérer couteuse. Cette méthode présente donc des problèmes tant au niveau de la précision que de la rapidité. Elle présente cependant l'avantage de s'accorder naturellement à la méthode retenue de génération des BDDA.

Nous avons proposé de remplacer l'interpolation linéaire par une interpolation par RBF (Radial Basis Functions). Les RBF forment une famille de fonctions ayant deux entrées vectorielles et une sortie scalaire ne dépendant que de la distance entre les deux entrées. Il s'agit d'une méthode proche des SVM, car basée elle aussi sur la théorie des noyaux. L'intérêt de la méthode RBF est qu'elle peut être appliquée à des vecteurs, par exemple une donnée fonctionnelle échantillonnée. Ainsi, si l'on note $\hat{\mathbf{y}}$ le vecteur que l'on veut approximer en fonction de la valeur d'entrée \mathbf{x} , elle s'exprime de la forme

$$\hat{\mathbf{y}} = \sum_{i=1}^N \mathbf{w}_i K(\mathbf{x}, \mathbf{x}_i), \quad (3.18)$$

où les \mathbf{x}_i sont les paramètres d'entrée de la BDDA, K est une fonction noyau à définir, et les \mathbf{w}_i sont des poids vectoriels. N est la taille de la BDDA. Les poids \mathbf{w}_i sont calculés par apprentissage par résolution du système suivant :

$$\begin{pmatrix} \mathbf{y}_1 \\ \vdots \\ \mathbf{y}_N \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} K(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_1) & \dots & K(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_N) \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ K(\mathbf{x}_N, \mathbf{x}_1) & \dots & K(\mathbf{x}_N, \mathbf{x}_N) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{w}_1 \\ \vdots \\ \mathbf{w}_N \end{pmatrix}. \quad (3.19)$$

Le noyau gaussien est le plus courant. Cependant, nous lui préférons le noyau dit "thin plate spline" (TPS) [81] exprimé par

$$\begin{aligned} F(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2) &= \|\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2\|^2 \ln(\|\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2\|) & \text{si } \mathbf{x}_1 \neq \mathbf{x}_2, \\ &= 0 & \text{si } \mathbf{x}_1 = \mathbf{x}_2. \end{aligned} \quad (3.20)$$

L'avantage du noyau TPS est de ne présenter aucun paramètre intrinsèque et donc d'éviter une quelconque phase de calibrage. De plus, il présente un caractère plus global que le noyau gaussien. Cela signifie qu'une perturbation d'un des points entraîne une modification des poids plus faible que pour le noyau gaussien.

Si un métamodèle est utilisé pour nourrir une méthode d'optimisation, une imprécision trop importante du métamodèle introduit des erreurs lors de l'inversion. Le but d'introduire l'interpolation par RBF plutôt que l'interpolation linéaire est double. Tout d'abord, on peut espérer un gain de précision. En effet, la méthode RBF, non linéaire, est répandue pour l'interpolation et réputée pour son efficacité. On la retrouve par exemple dans les logiciels de simulation électromagnétique CST et COMSOL pour l'interpolation de résultats. De plus, on peut espérer un gain en temps de calcul. Lors d'une l'interpolation linéaire

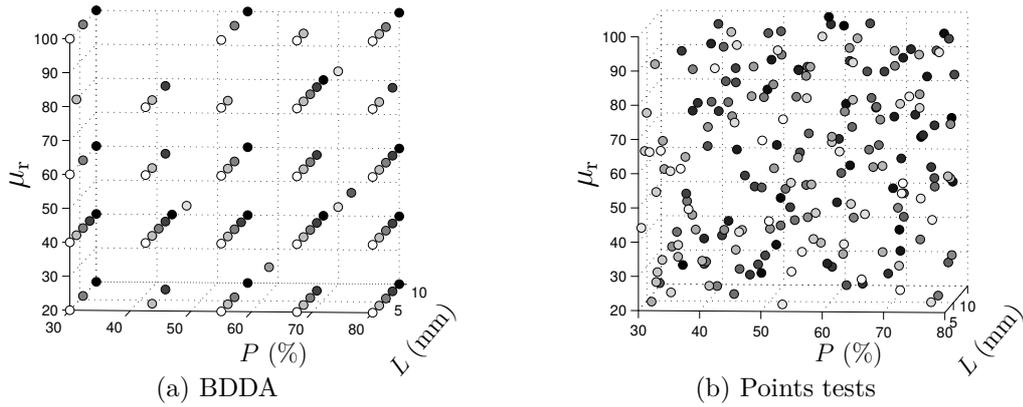


FIGURE 3.18 – BDDA et points tests dans l'espace d'entrée à 3 variables : la longueur L , la profondeur P , et la perméabilité relative μ_r .

(3.18), l'algorithme doit chercher dans quel simplexe se trouve le point recherché, ce qui peut prendre un temps non négligeable. Avec les RBF, l'interpolation se fait par un simple calcul du noyau suivi d'une combinaison linéaire sur l'ensemble des données de la BDDA : le métamodèle est dit global, car la formulation de la sortie est la même sur l'ensemble de l'espace d'entrée. Le gain de temps avec une interpolation par RBF est d'autant plus élevé que l'est le nombre de simplexes, et donc la taille du problème. Ainsi, nous avons finalement opté pour l'interpolation par fonctions RBF à noyau TPS, plus rapide et plus précise que l'interpolation linéaire.

Intérêt de la BDDA Pour mettre en exergue l'intérêt de la BDDA, nous testons deux métamodèles, l'un généré avec une BDDA, l'autre avec des points répartis par hypercube latin. La BDDA obtenue est représentée en figure 3.18a. Le niveau de gris, proportionnel à la longueur L , sert à lire la perspective. Les métamodèles sont testés sur une base de données de $N_{\text{test}} = 200$ défauts répartis aléatoirement dans l'espace d'entrée \mathbb{X} par hypercube latin, représentés en figure 3.18b.

La précision du métamodèle est quantifiée par son erreur quadratique normalisée q^{meta} calculée aux points tests et définie par

$$q_i^{\text{meta}} = \frac{\|\mathbf{y}_i^{\text{test}} - \hat{\mathbf{y}}_i\|_2^2}{\frac{1}{N_{\text{test}}} \sum_{i=1}^{N_{\text{test}}} \|\mathbf{y}_i^{\text{test}}\|_2^2}, \quad (3.21)$$

où $\mathbf{y}_i^{\text{test}} = (y_{i1}^{\text{test}}, y_{i2}^{\text{test}}, \dots, y_{iN_{\text{out}}}^{\text{test}})^{\text{T}}$ est la $i^{\text{ème}}$ donnée test obtenue par simulation et $\hat{\mathbf{y}}_i = (\hat{y}_{i1}, \hat{y}_{i2}, \dots, \hat{y}_{iN_{\text{out}}})^{\text{T}}$ est la donnée obtenue en utilisant le métamodèle au même point.

L'erreur moyenne \bar{q}^{meta} vaut 0.09 % avec la BDDA et 0.79 % avec la BDD par hypercube latin. L'erreur maximale $q_{\text{max}}^{\text{meta}}$ vaut 0.28 % avec la BDDA et 10.2 % avec la BDD par hypercube latin. Ainsi, le métamodèle en utilisant BDDA est plus précis à nombre de points égaux.

3.3.4 Résultats d'inversions

Un ensemble de 400 points générés par hypercube latin dans l'ensemble d'entrée sont utilisés pour valider le modèle. Sur ces 400 points, l'erreur quadratique

$$q_d = \frac{(x_d - \hat{x}_d)^2}{x_d^2}, \quad (3.22)$$

où x_d correspond au $d^{\text{ème}}$ paramètre d'entrée, est calculée. Moyennée ensuite sur les 400 points, des erreurs moyennes de 0.4 % sur la profondeur du défaut, de 3.8 % sur sa longueur, et de 0.2 % sur la perméabilité du conduit sont obtenues. Ces résultats sont comparés à une inversion par SVM, technique considérée comme à l'état-de-l'art. Avec les SVM, les erreurs moyennes sont de 0.6 % sur la profondeur du défaut, de 3.8 % sur sa longueur, et de 0.2 % sur la perméabilité du conduit.

Ainsi, les précisions obtenues en terme d'inversion sont tout à fait comparables. Enfin, le temps de calcul d'une inversion par SVM est de 0.1 ms contre 1.7 s par PSO. Si le temps d'inversion par PSO reste compatible avec du temps réel, il est significativement plus grand que le temps nécessaire à l'inversion par SVM.

L'intérêt majeur de l'inversion par PSO est la confiance que permet d'offrir le PSO. En effet, dans toute méthode d'optimisation particulière, l'espace d'entrée est exploré, et la fonction de coût est calculée à de nombreuses reprises et en de nombreux points de l'espace d'entrée. Cette information peut être mise à profit pour détecter les zones de forte et faible vraisemblance. Pour illustrer ceci, deux exemples sont détaillés.

Sur la figure 3.19 sont tracées les fonctions de coût en fonction des paramètres d'entrée pris 2 à 2. Les zones sombres correspondent à une fonction de coût très faible (donc une vraisemblance élevée) et les zones claires à une fonction de coût élevée (vraisemblance faible). Enfin, le cercle jaune correspond aux vrais paramètres du défaut, et le carré jaune aux paramètres retrouvés par PSO. La figure 3.19a correspond à un cas pour lequel l'inversion PSO s'est révélée précise et la figure 3.19b à un cas où l'inversion par PSO s'est révélée imprécise.

Dans le cas où l'inversion est précise, les zones de forte vraisemblance sont très peu étalées dans l'espace d'entrée. Ainsi, non seulement l'inversion est précise, mais la confiance dans l'inversion est grande car les valeurs de paramètres retrouvées par inversion offrent une minimisation de la fonction de coût bien plus évidente que n'importe quel point de l'espace d'entrée. Dans le cas imprécis, la zone de forte vraisemblance est beaucoup plus étalée. Plus important, les vrais paramètres sont dans cette zone. Une telle inversion doit inciter l'utilisateur à considérer comme résultat de l'inversion l'ensemble des paramètres possibles, c'est-à-dire ceux à forte vraisemblance. Il s'agit d'un cas multimodal. Soulignons que la méthode inverse se veut un outil d'aide à la décision et non un remplacement de l'opérateur.

Nous avons aussi pu montrer que si le défaut inversé présente une forme ou des paramètres hors des limites de la base de données utilisées pour créer le métamodèle, la fonction de coût se révèle très peu contrastée sur l'ensemble de l'espace d'entrée, indiquant une confiance très faible dans l'inversion [C11].

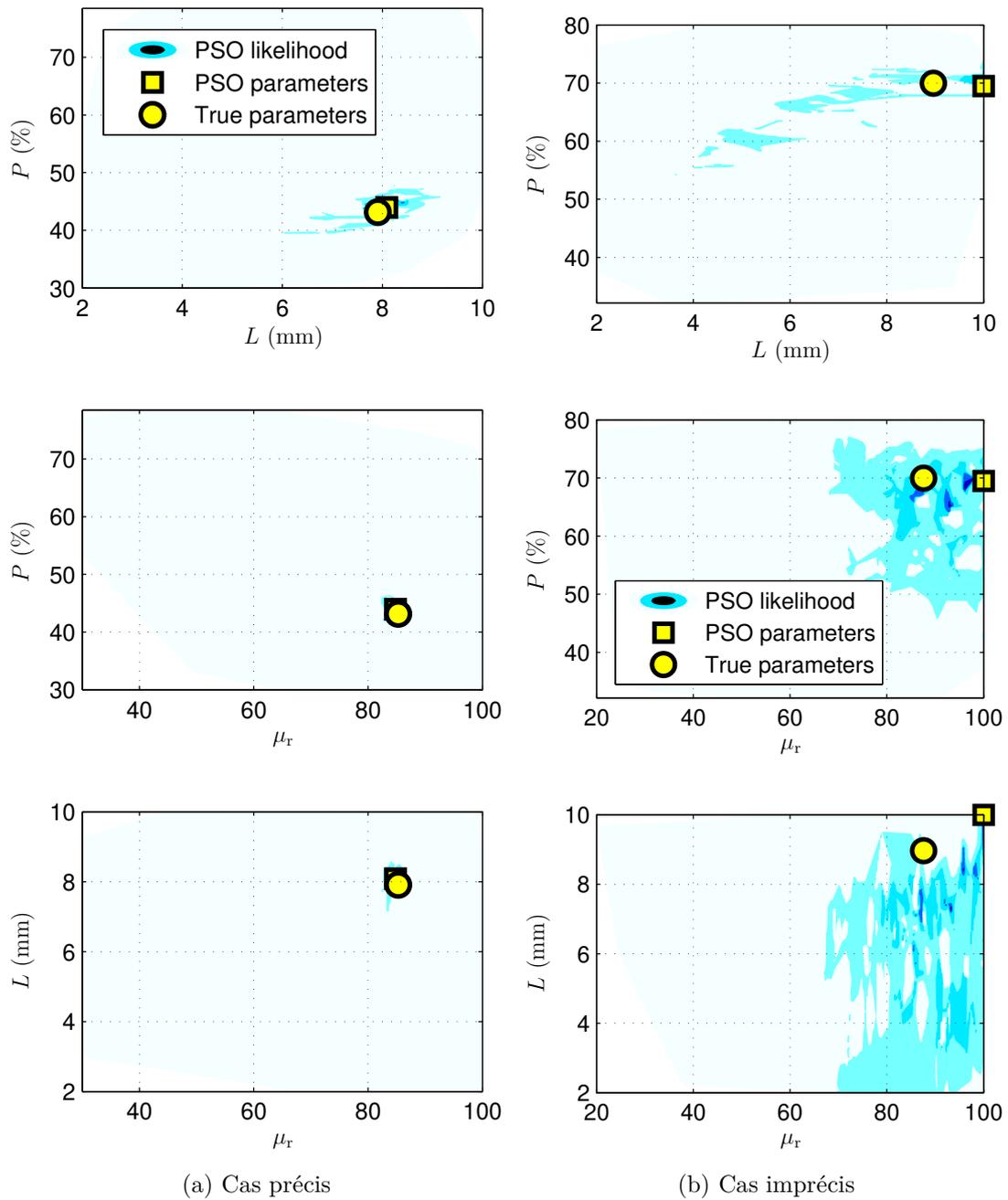


FIGURE 3.19 – Approximation de la fonction de vraisemblance en fonction des paramètres d'entrée pris 2 à 2.

3.3.5 Conclusion

Par l'utilisation d'une BDDA, la génération d'un métamodèle par fonctions RBF, puis d'une optimisation par PSO, cette étude a permis le développement d'un outil de CND par courants de Foucault pour des pièces standard, de type tube ou plaque (résultats non présentés ici). L'outil développé permet d'obtenir en temps réel une valeur approximée des caractéristiques du défaut, mais aussi une confiance dans le résultat, représenté par les valeurs de la fonction de cout stockées durant l'inversion.

Le problème inverse résolu ici est relativement simple, surtout car les données à inverser émanent elle-même d'une simulation non bruitée. Le problème n'est donc pas à proprement parlé mal posé. Cependant, l'utilisation d'un métamodèle apporte une forte erreur de modèle qui dégrade la qualité de l'inversion. Le corolaire est que, avant de s'essayer à des méthodes d'optimisation plus complexes type MCMC, il est nécessaire de travailler plus avant à la génération d'un métamodèle plus précis. Une littérature dédiée à la génération de métamodèles dédiées à l'optimisation pourrait apporter des réponses plus pertinentes [82].

3.4 Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, les deux problèmes inverses sur lesquels j'ai contribué ont été présentés, à savoir la "refractivity from clutter" (RFC) et le contrôle non destructif (CND) par courants de Foucault. Avant la présentation des résultats obtenus sur ces problèmes, un formalisme du problème inverse a été posé, et les méthodes d'inversion évoquées dans ce chapitre ont été présentées en soulignant leurs défauts et points forts.

Des résultats ont été présentés concernant la RFC. En particulier l'outil d'inversion temps-réel dédié. Cependant, cette technique manque aujourd'hui de robustesse. Il a cependant servi de point de départ pour deux études, l'une permettant de délimiter l'ensemble des conduits qu'un système RFC peut détecter, l'autre proposant de nouvelles distances en lieu et place des distances L2 ou L1 habituellement usitées. Ainsi, une méthode d'optimisation particulière pourrait grâce à ces considérations donner de meilleurs résultats que ceux qu'offre la littérature.

D'autres outils, utiles à la résolution de problèmes inverses tels que les bases de données adaptatives et les métamodèles ont été introduits. Ils ont été appliqués au CND avec succès. Un outil capable de détecter et de quantifier des défauts sur des pièces standard par méthode inverse, en temps réel et avec un critère visuel de confiance a été proposé. Cet outil a été testé sur des cas typiques avec succès. Il pourrait d'ailleurs être étendu sans trop d'efforts au CND par ondes acoustiques. Enfin, une méthode conjointe pour générer la base de données et réaliser l'inversion pourrait être envisagée.

Les outils utilisés dans ce chapitre peuvent être appliqués dans de nombreux problèmes inverses. C'est cependant la démarche qui ressort en particulier de mes plus récents travaux qui me semble particulièrement intéressante.

Chapitre 4

Bilan et Projet de Recherche

4.1 Bilan

Durant tout le manuscrit, mes travaux de recherche et mes résultats ont été détaillés. Dans cette section, je me propose d’en faire le bilan, tant d’un point de vue des problèmes directs que des problèmes inverses.

Problème direct Mes travaux sur la modélisation électromagnétique et la simulation de problèmes directs en propagation ont pour base la méthode de résolution de l’équation parabolique dite de split-step Fourier (SSF). Après avoir rappelé ses fondements théoriques, nous avons montré l’incohérence d’une formulation couramment utilisée quant à la façon dont intervient sa discrétisation. Pour y contrevenir, nous avons proposé une méthode auto-cohérente directement décrite dans un univers discret, dite “discrete SSF” (DSSF). Les seules erreurs dues à l’implémentation informatique sont les approximations initiales dues à la substitution des dérivées par leur approximation par différences finies. En particulier, nous sommes ainsi sûrs d’éviter les instabilités numériques dues à une discrétisation a posteriori.

Puis cette méthode a été développée en 3D. Nous avons ainsi obtenu une méthode auto-cohérente de propagation en 3D exprimée en coordonnées cylindriques. Nous l’avons de plus adaptée pour une propagation sectorielle dans le cas de la propagation d’un signal confiné dans un secteur angulaire faible. Ceci nous permettant de gagner un temps de calcul non négligeable.

Enfin, nous avons proposé une méthode de propagation basée sur une représentation par ondelettes du champ. Celle-ci reproduit le même schéma que SSF en remplaçant la transformée de Fourier par une transformée en ondelettes, et une propagation “onde plane par onde plane” par une multiplication matricielle simulant la propagation d’ondelettes à ondelettes. Cette dernière matrice est creuse, permettant ainsi de maintenir cette étape de propagation rapide. Enfin, une stratégie d’image locale du champ pour prendre en compte le sol permet de considérer la condition aux limites au sol sans alourdir le calcul.

Ces méthodes ont été appliquées pour la résolution de problèmes concrets. Citons notam-

ment la propagation pour la radio occultation, ainsi que pour les systèmes de l’aviation. Il est en effet question de systèmes VOR en présence d’éoliennes, du système ILS avec prise en compte du relief, ou de communication pour l’aviation générale.

Problème inverse Mes travaux sur les méthodes inverses ont porté sur deux domaines assez éloignés, à savoir le contrôle non destructif (CND) par courants de Foucault consistant à reconstruire un défaut dans une pièce à partir d’une mesure d’impédance sur une bobine déplacée le long de la pièce, et la “refractivity from clutter” (RFC), c’est-à-dire l’inférence des basses couches atmosphériques à partir de la mesure de la puissance rétro-diffusée par la surface.

Dans cette section, j’ai exposé la formulation d’une méthode inverse commune aux deux problèmes sus-cités. À partir de l’étude de ce problème et de la connaissance a priori que l’on en a, des choix concernant la méthode d’inversion retenue peuvent être faits. Plus la connaissance du problème direct est fine, plus la méthode inverse peut être choisie et paramétrée avec succès.

Dans le cas du CND, la sensibilité de la mesure suivant la taille du défaut a amené à utiliser une stratégie de base de données adaptative. Dans le cas de la RFC, une étude des conduits non inversibles permet de réduire le caractère mal posé du problème et d’éviter un apprentissage sur des données qui ne peuvent que dégrader la précision du modèle inverse.

Pour le CND, la stratégie retenue a finalement été de créer un métamodèle pour remplacer la simulation directe par méthode des moments. En effet le temps de simulation d’un scénario n’est pas compatible avec une optimisation requérant des centaines de calculs. Des résultats tout à fait satisfaisants ont été obtenus grâce à un métamodèle généré par des fonctions de type “radial basis functions” avec un noyau “thin plate spline”.

En RFC, une étude approfondie des méthodes d’apprentissage a montré les limites de celles-ci. Puis une méthode par plus proche voisin a été proposée. Celle-ci est rapide et s’appuie sur des connaissances a priori physiques – la continuité des paramètres inversés en fonction de l’azimut par exemple – pour surmonter le caractère mal posé du problème. Cette méthode n’est pas satisfaisante en l’état, car rien ne garantit son succès dans une autre configuration que celle utilisée pour la développer, correspondant à la campagne Wallops’98. Cependant, elle nous a permis d’étudier des questions pertinentes sur la RFC, et particulièrement de proposer des distances mieux adaptées aux données mesurées par un système RFC.

4.2 Projet de Recherche

Dans cette section, mon projet de recherche pour les années à venir est exposé. S’il ne constitue pas un agenda gravé dans le marbre, il donne les orientations possibles de mes travaux, les sujets qui attirent mon intérêt et les partenariats que je souhaite développer. Comme le reste de mon manuscrit, cette section est subdivisée entre les pistes pour

modéliser des problèmes directs et celles pour résoudre des problèmes inverses. La dernière section est dédiée aux partenariats et aux pistes envisagées sur un plus long terme.

4.2.1 Problèmes directs

Concernant le problème direct, trois thématiques majeures peuvent être définies. Tout d'abord, les méthodes développées jusqu'à aujourd'hui peuvent être valorisées en les appliquant à des problèmes concrets en l'état. Ensuite, les modèles développés durant mes travaux peuvent encore être améliorés, soit en les rendant plus rapides, ou en leur permettant de traiter des cas plus complexes. Enfin, le problème spécifique de la propagation en milieu turbulent pourrait être adressé grâce aux compétences que j'ai acquises en propagation et en décomposition multi-échelles.

4.2.1.a Valorisation

Plusieurs problèmes aujourd'hui identifiés peuvent être traités avec les méthodes développées durant mes travaux. Certains correspondent à des travaux déjà débutés quand d'autres sont encore aujourd'hui à l'état de pistes. Ils sont présentés ci-dessous.

Modélisation de l'ILS Pour la modélisation du rayonnement d'antennes ILS en présence de relief, l'intégration d'une méthode SSF est envisagée. Ce travail a déjà été initié par les stages de H. Zhou et W. Dessart que j'ai co-encadrés, cf. section 1.3.4. Cependant, l'intégration dans un code commercial requiert une adaptation au code existant et une phase de validations exhaustives difficilement atteignables dans le cadre de stages. Aussi la réalisation de ce travail dans un cadre contractuel est aujourd'hui à l'étude. La technique qui sera implémentée est 2D. L'intégration d'une méthode 3D rapide pourra ensuite être étudiée après les travaux théoriques nécessaires à son développement.

Modélisation de l'erreur VOR La deuxième application concerne le modèle VERSO qui intègre aujourd'hui dans son simulateur une partie en SSF. La méthode SSW pourra être intégrée au simulateur afin de l'accélérer. Ce travail a pour cadre la thèse actuelle de Seif Ben Hassine, financée par la Direction Technique de l'Innovation (DTI) de la DGAC. Dans le cadre de cette thèse, un modèle de récepteur réaliste est développé afin de prendre en compte les effets dynamiques de la scène. Ainsi, nous disposerons d'un modèle complet intégrant le simulateur électromagnétique et le récepteur de façon réaliste.

Modélisation de portée de radars trans-horizon L'un des intérêts majeurs de la méthode SSW est de modéliser des scènes très étendues verticalement plus efficacement que la méthode SSF. Aussi l'application de SSW à la modélisation des radars trans-horizons par réflexion ionosphérique est une piste qu'il faut pousser. De plus, si nous arrivons à intégrer l'onde de sol à la modélisation SSW, un outil efficace pour modéliser tous les radars trans-horizons pourra être développé.

Propagation en milieu turbulent La propagation en milieu turbulent est d'intérêt pour plusieurs problèmes tels que la turbulence de sillage en hautes fréquences, l'étude de la scintillation ionosphérique pour les signaux GNSS notamment, ou la turbulence troposphérique pour les applications en bande X et au-dessus.

La turbulence est un phénomène multi-échelles. Si la présence des bulles de plasma dans les régions équatoriales en est un exemple flagrant, cela est aussi vrai de tout signal modélisé par les équations de Navier-Stokes. Or, cette caractéristique multi-échelle n'est pas intégrée dans le spectre de Kolmogorov classiquement utilisé [83]. C'est pourquoi la génération de phénomènes de turbulence par spectre de Kolmogorov ne présente pas la cohérence spatiale que l'on retrouve dans les milieux turbulents.

Mon souhait est d'utiliser l'analyse multi-échelle pour générer des phénomènes de turbulence sous forme d'écran de phase et présentant la cohérence spatiale représentative du phénomène physique. La différence d'impact sur la propagation dans un environnement turbulent avec et sans cohérence spatiale pourra alors être étudiée. De plus, les avantages de disposer d'une méthode de propagation par décomposition multi-échelles dans un milieu présentant lui aussi des différences d'échelle devront être étudiés. De même, la comparaison entre modélisation de Navier-Stokes et simulation grande échelle de la turbulence (LES) dans ce cadre théorique serait intéressante.

Pour prendre un compte des écrans de phase 2D présentant une cohérence spatiale, il n'est a priori pas possible de considérer le problème 2D (impliquant des écrans de phase 1D). Aussi ce problème justifie-t-il pleinement le développement d'une méthode de propagation rapide en 3D.

4.2.1.b Méthodes de modélisation

Les méthodes de modélisation que j'ai contribué à développer sont aujourd'hui encore en évolution. Les pistes aujourd'hui identifiées sont l'amélioration de la méthode SSW en 2D et son passage en 3D. Une nouvelle méthode basée uniquement sur la propagation d'ondelettes est aussi envisagée.

Split-step wavelet en 2D Pour prévoir le fonctionnement des systèmes de communication, navigation et surveillance (CNS), particulièrement ceux liés à l'aviation civile, des méthodes de modélisation de la propagation sont aujourd'hui disponibles. En 2D, la simulation est aujourd'hui très rapide. Cependant, l'accélération est encore nécessaire si l'on veut appliquer ces méthodes directes dans des méthodes inverses complexes, nécessitant de nombreux calculs.

Aussi, une de mes préoccupations actuelles est d'accélérer la méthode split-step wavelet (SSW) que nous avons proposée dans le cadre de la thèse de H. Zhou [R6]. En particulier, le développement d'une méthode de modélisation des conditions de rayonnement en haut du domaine et utilisant les propriétés de localisation des ondelettes semble possible. Cette méthode peut s'inspirer de la méthode des images locale développée pour modéliser la

condition aux limites au sol. Au lieu d’être généré par symétrie, le champ dans la couche supérieure serait généré par extrapolation à chaque pas.

Split-step wavelet en 3D La modélisation par méthode SSF (ou DSSF) en 3D reste aujourd’hui très longue. En étendant la méthode SSW à la 3D, un gain en temps de calcul important par rapport à la SSF peut être attendu. La stratégie de prise en compte de la réfraction en 2D par écrans de phase est facile à transposer en 3D. La stratégie de propagation par opérateurs nécessite un effort pour être posée clairement et implémentée de façon efficace. Une fois cela fait, une réflexion sur la stratégie pour prendre en compte le relief, et plus généralement toutes les dépolarisations, devra être menée. Les améliorations de la méthode 2D-SSW et son passage en 3D font aujourd’hui l’objet de la thèse de Thomas Bonnafont, débutée en octobre 2017 dans le cadre d’un financement DGA-ENAC.

Propagation d’ondelettes en 2D Toujours dans le but d’accélérer la propagation en 2D, une technique de propagation d’ondelettes sans repasser dans l’espace spatial est en ce moment à l’étude. En effet, en considérant les ondelettes suffisamment localisées, la réfraction est supposée constante sur tout leur support. Il est ainsi possible de propager directement les ondelettes en leur appliquant à chaque pas l’indice de réfraction correspondant au lieu de chaque ondelette. Si cette méthode est facile à développer en l’état, il nous faut, avant de la proposer à la communauté, nous assurer que la précision peut rester raisonnable, et ce sous quelles conditions. Par exemple, de fortes variations du gradient d’indice peuvent entraîner des erreurs non négligeables. De même, le support maximal de la famille d’ondelettes choisies pour la propagation influe sur le niveau des erreurs. Toutes ces erreurs de modèle doivent être quantifiées pour permettre une paramétrisation de la méthode en fonction de l’erreur tolérée.

Onde de sol Enfin, la modélisation de l’onde de sol est une problématique sur laquelle je souhaiterais me pencher. En développant la méthode 2D auto-cohérente, nous sommes arrivés à une nouvelle expression pour la propagation de l’onde de sol dans un domaine discretisé a priori. Cependant, nous avons perdu la contribution de l’onde de sol quand nous avons développé la méthode SSW. La faute à la méthode des images locales qui suppose une approximation par optique géométrique ne prenant pas en compte l’onde de sol. Là encore, une réflexion sur les stratégies pour ajouter sa contribution devra être menée.

4.2.2 Problèmes inverses

En problèmes inverses, deux thématiques proches se dégagent. Tout d’abord, la RFC est un domaine où de nombreuses idées peuvent aujourd’hui être synthétisées pour mener au développement d’une méthode efficace et robuste. Ensuite, le problème de la radio occultation présente de nombreuses similitudes avec la RFC. En considérant l’apport que peut amener SSW au problème direct de la radio occultation et mon expertise en RFC pour le problème inverse, ce domaine me semble intéressant à explorer.

Refractivity from clutter La RFC est un sujet dont j'ai pu explorer différents aspects au cours de mes différents travaux. Désormais, une étude sur le long terme combinant une méthode d'optimisation et une métrique adaptées, une prise en compte des conduits inversibles, une régularisation adéquate, et un modèle de propagation maîtrisé et permettant un calcul rapide du problème direct est nécessaire. Dans ce cadre, Youssef Diouane (enseignant-chercheur en optimisation à l'ISAE-DISC) est moi-même montons une collaboration sur ce sujet par le biais d'une thèse co-encadrée. Cette collaboration entre dans le cadre de la fédération de recherche ENAC-ISAE-ONERA nouvellement créée. Une collaboration avec l'ONERA – qui a initié ces travaux sur Toulouse – durant la thèse est envisagée.

Parmi les pistes égrainées précédemment, plusieurs peuvent être détaillées : l'une des limitations des techniques RFC qui ont été présentées dans ce manuscrit est la nécessité de paramétrer le conduit pour procéder à l'inversion. Sans quoi la dimensionnalité du problème inverse fait exploser les temps de convergence de tous les algorithmes et multiplie à l'infini les minima locaux. En raisonnant non sur le problème direct mais sur son adjoint [84], il est possible de laisser le conduit prendre une forme variant à loisir sans augmenter pour autant de façon drastique les temps de calcul. Pour cela, le problème adjoint à l'équation parabolique devra être formulé. C'est ici l'expertise apportée par Y. Diouane.

De plus, une modification locale des conditions de réfraction implique une modification locale du champ. Ainsi, il est envisageable de réutiliser une grande partie des calculs de propagation entre deux itérations menant à un minimum global. Ici, la réflexion de l'articulation de la méthode directe avec la méthode inverse est primordiale.

Enfin, les distances proposées dans ce manuscrit devront être introduites dans les théories des méthodes d'optimisation choisies afin de certifier la validité théorique des inversions avec ces nouvelles distances.

Radio occultation L'inférence du canal de propagation à partir de mesures de champs propagés est aussi un sujet récurrent pour la radio occultation GNSS. Avec la multiplication des satellites émettant des signaux GNSS, le nombre de situations de radio occultation – c'est à dire quand deux satellites sont en limite de visibilité – est en forte croissance. Par exemple, le nombre d'évènements de radio occultation dans le cadre de la mission COSMIC – comptant 6 satellites – est estimé à plus de 2500 par jour [85]. Ainsi, si ces mesures sont utilisées pour inférer l'atmosphère entre le satellite GNSS et le LEO, il est possible de reconstituer les paramètres décrivant l'atmosphère sur quasiment toute la surface terrestre.

Or, ce problème ressemble par de nombreux aspects à la RFC, et l'expertise accumulée en inversion de données radar peut être mise à profit dans cette problématique nouvelle pour moi. Une première preuve de faisabilité de la modélisation du problème direct a été obtenue suite à un partenariat avec le CNES qui a pris la forme d'un stage de fin d'étude l'an dernier.

4.2.3 Partenariats et ouvertures scientifiques

J'ai aujourd'hui plusieurs projets à plus ou moins longs termes pour la suite de mes activités de recherche.

Partenariats locaux L'ENAC, l'ISAE et l'ONERA montent actuellement une fédération de recherche. Dans ce cadre, les partenariats avec l'ISAE et l'ONERA sont assez largement favorisés. J'ai ainsi prévu un partenariat avec l'ISAE sous forme d'une thèse en co-encadrement avec Y. Diouane. De plus, ce contexte peut être l'occasion de retravailler avec V. Fabbro de l'ONERA sur les thématiques de la propagation ionosphérique et/ou de la RFC.

Partenariats internationaux En modélisation de la propagation, un rapprochement récent avec Funda Akleman de l'Université d'Istanbul a été opéré. En effet, elle a rapporté la thèse de Hang Zhou. Mme Akleman a déjà modélisé l'onde de surface en 3D [86]. A minima, une comparaison de nos modèles peut être envisagée.

Sur la thématique de la RFC, je suis en contact avec Caglar Yardim de l'ESL (ElectroScience Laboratory), OSU (Ohio State University). Nous avons déposé en 2017 un dossier commun pour une bourse Chateaubriand. Son doctorant Swagato Mukherjee devait passer 6 mois sous ma direction à l'ENAC. Le dossier n'a pas été retenu mais cette initiative a permis d'identifier des thématiques sur lesquelles nous pourront travailler ensemble prochainement, à savoir la turbulence modélisée avec notre méthode 3D-DSSF et la RFC.

Ouvertures thématiques L'équation parabolique est une méthode de modélisation qui n'est pas restreinte à l'électromagnétisme. Ses applications en acoustique [9, 10] sont nombreuses. Elle est aussi utilisée en mécanique quantique pour résoudre l'équation de Schrödinger [87, 88] décrivant l'évolution dans le temps d'une particule massive non relativiste. Il me semble important de voir ce que la méthode SSW peut apporter dans ces domaines. Un rapprochement avec le monde acoustique semble d'autant plus important que je m'intéresse aux milieux turbulents. Sur ce dernier point, des discussions avec l'IRAP (Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie) sont tout juste entamées.

Annexe A

Équation de propagation en coordonnées cylindriques

La variable $\sqrt{k_0 r} \varphi(r, z)$ introduite en section 2.1 vérifie l'équation de Helmholtz en coordonnées cylindriques. Le calcul sur la variable réduite $u(r, z) = e^{jk_0 r} \varphi(r, z)$ pour obtenir son équation de propagation est détaillé dans cette annexe.

$$\begin{aligned} \Delta \left((k_0 r)^{-\frac{1}{2}} u e^{-jk_0 r} \right) + k_0^2 n^2 (k_0 r)^{-\frac{1}{2}} u e^{-jk_0 r} &= 0 \\ \Delta \left(r^{-\frac{1}{2}} u e^{-jk_0 r} \right) + k_0^2 n^2 r^{-\frac{1}{2}} u e^{-jk_0 r} &= 0 \\ \frac{\partial^2 (r^{-\frac{1}{2}} u e^{-jk_0 r})}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial (r^{-\frac{1}{2}} u e^{-jk_0 r})}{\partial r} + \frac{\partial^2 (r^{-\frac{1}{2}} u e^{-jk_0 r})}{\partial z^2} + k_0^2 n^2 r^{-\frac{1}{2}} u e^{-jk_0 r} &= 0, \end{aligned} \quad (\text{A.1})$$

avec

$$\frac{\partial^2 (r^{-\frac{1}{2}} u e^{-jk_0 r})}{\partial r^2} = \left(-k_0^2 r^{-\frac{1}{2}} u - 2jk_0 \frac{\partial (r^{-\frac{1}{2}} u)}{\partial r} + \frac{\partial^2 (r^{-\frac{1}{2}} u)}{\partial r^2} \right) e^{-jk_0 r}, \quad (\text{A.2})$$

et

$$\frac{\partial (r^{-\frac{1}{2}} u)}{\partial r} = r^{-\frac{1}{2}} \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{r^{-\frac{3}{2}}}{2} u = r^{-\frac{1}{2}} \left[\frac{\partial u}{\partial r} - \frac{u}{2r} \right], \quad (\text{A.3a})$$

$$\frac{\partial^2 (r^{-\frac{1}{2}} u)}{\partial r^2} = \frac{3}{4} r^{-5/2} u - r^{-\frac{3}{2}} \frac{\partial u}{\partial r} + r^{-\frac{1}{2}} \frac{\partial^2 u}{\partial r^2} = r^{-\frac{1}{2}} \left[\frac{3}{4r^2} u - \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial^2 u}{\partial r^2} \right]. \quad (\text{A.3b})$$

Ainsi,

$$\frac{\partial^2 (r^{-\frac{1}{2}} u e^{-jk_0 r})}{\partial r^2} = \left(-k_0^2 u - 2jk_0 \left[\frac{\partial u}{\partial r} - \frac{u}{2r} \right] + \left[\frac{3}{4r^2} u - \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial^2 u}{\partial r^2} \right] \right) r^{-\frac{1}{2}} e^{-jk_0 r} \quad (\text{A.4})$$

De plus,

$$\begin{aligned}
 \frac{1}{r} \frac{\partial(r^{-\frac{1}{2}} u e^{-jk_0 r})}{\partial r} &= \frac{1}{r} \left(-jk_0 r^{-\frac{1}{2}} u + \frac{\partial r^{-\frac{1}{2}} u}{\partial r} \right) e^{-jk_0 r} \\
 &= \frac{1}{r} \left(-jk_0 u + \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{u}{2r} \right) r^{-\frac{1}{2}} e^{-jk_0 r} \\
 &= \left(-\frac{jk_0 u}{r} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{u}{2r^2} \right) r^{-\frac{1}{2}} e^{-jk_0 r}.
 \end{aligned} \tag{A.5}$$

En réinjectant (A.4) et (A.5) dans (A.1), et en omettant le terme $r^{-\frac{1}{2}} e^{-jk_0 r}$,

$$\begin{aligned}
 &\left(-k_0^2 u - 2jk_0 \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{jk_0 u}{r} + \frac{3}{4r^2} u - \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial^2 u}{\partial r^2} \right) \\
 &+ \left(-\frac{jk_0 u}{r} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{u}{2r^2} \right) + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + k_0^2 n^2 u = 0,
 \end{aligned} \tag{A.6}$$

qui donne, après simplifications,

$$\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} - 2jk_0 \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + k_0^2 (n^2 - 1) u = -\frac{1}{4r^2} u. \tag{A.7}$$

En négligeant le terme de droite qui tend rapidement vers 0 avec la distance, l'équation de propagation sur u en coordonnées cartésiennes est retrouvée.

Bibliographie

- [1] E. Aguirre, C. Jacqmot, E. Milgrom, B. Raucent, A. Soucisse, C. Trullemans, and C. Vander Borgh, “Devenir ingénieur par apprentissage actif,” in *colloque de Pédagogie par Projet dans l’enseignement supérieur : enjeux et perspectives*, Brest, Jun. 2001.
- [2] C. H. Crouch and E. Mazur, “Peer instruction : Ten years of experience and results,” *American Journal of Physics*, vol. 69, pp. 970–977, 2001.
- [3] J. B. Keller, “Geometrical theory of diffraction,” *Journal of the Optical Society of America*, vol. 32, pp. 116–130, 1962.
- [4] R. G. Kouyoumjian and P. H. Pathak, “A uniform geometrical theory of diffraction for an edge in a perfectly conducting surface,” *Proceedings of the IEEE*, vol. 62, pp. 1448–1461, 1974.
- [5] L. B. Felsen and N. Marcuvitz, *Radiation and Scattering of Waves*. Wiley-IEEE Press, 2003.
- [6] R. H. Hardin and F. D. Tappert, “Applications of the split-step Fourier method to the numerical solution of nonlinear and variable coefficient wave equations,” *SIAM Review*, vol. 15, pp. 423–429, 1973.
- [7] D. G. Dockery and J. R. Kuttler, “An improved impedance-boundary algorithm for Fourier split-step solutions of the parabolic wave equation,” *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 44, pp. 1592–1599, 1996.
- [8] M. Levy, *Parabolic Equation Methods for Electromagnetic Wave Propagation*, ser. IEE electromagnetic waves 45. IET, 2000.
- [9] Y.-T. Lin, J. M. Collis, and T. F. Duda, “A three-dimensional parabolic equation model of sound propagation using higher-order operator splitting and Padé approximants,” *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 132, pp. 364–370, 2012.
- [10] D. J. Thomson and N. R. Chapman, “A wide-angle split-step algorithm for the parabolic equation,” *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 74, pp. 1848–1854, 1983.
- [11] F. B. Jensen, W. A. Kuperman, M. B. Porter, and H. Schmidt, *Computational Ocean Acoustics*, 2nd ed., ser. Modern Acoustics and Signal Processing, W. M. Artmann, Ed. Springer Science+Business Media, 2011.
- [12] M. A. Leontovich and V. A. Fock, “Solution of propagation of electromagnetic waves along the Earth’s surface by the method of parabolic equations,” *Journal of Physics-URSS*, vol. 10, pp. 13–23, 1946.
- [13] J. R. Kuttler and D. G. Dockery, “Theoretical description of the parabolic approximation/Fourier split-step method of representing electromagnetic propagation in the troposphere,” *Radio Science*, vol. 26, pp. 381–393, 1991.
- [14] A. E. Barrios, “A terrain parabolic equation model for propagation in the troposphere,” *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 42, pp. 90–98, 1994.

- [15] R. Janaswamy, “A curvilinear coordinate-based split-step parabolic equation method for propagation predictions over terrain,” *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 46, pp. 1089–1097, 1998.
- [16] D. J. Donohue and J. R. Kuttler, “Propagation modeling over terrain using the parabolic wave equation,” *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 48, pp. 260–277, 2000.
- [17] W. C. Chew, “Electromagnetic theory on a lattice,” *Journal of Applied Physics*, vol. 75, pp. 4843–4850, 1994.
- [18] A. Chabory, B. De Hon, A. Tijhuis, and W. Schilders, “Fast transform based preconditioners for 2D finite-difference frequency-domain : Waveguides and periodic structures,” *Journal of Computational Physics*, vol. 227, pp. 7755–7767, 2008.
- [19] T. Huckle, “Fast transforms for tridiagonal linear equations,” *BIT Numerical Mathematics*, vol. 34, pp. 99–112, 1994.
- [20] G. A. Deschamps, “Gaussian beam as a bundle of complex rays,” *Electronics Letters*, vol. 7, pp. 684–685, 1971.
- [21] S. Mallat, *A Wavelet Tour of Signal Processing*. Academic press, 1999.
- [22] —, “A theory for multiresolution signal decomposition : the wavelet representation,” *IEEE transactions on pattern analysis and machine intelligence*, vol. 11, pp. 674–693, 1989.
- [23] M. Frigo and S. G. Johnson, “The design and implementation of FFTW3,” *Proceedings of the IEEE*, vol. 93, pp. 216–231, 2005.
- [24] B. Spitz, “ILS simulation for flight inspection,” in *International Flight Inspection Symposium*, Oklahoma City, Oklahoma, USA, Jun. 2014.
- [25] ITU, “Reference standard atmospheres,” ITU-R P.527-3, Tech. Rep., 2017.
- [26] E. R. Kursinski, G. A. Hajj, J. T. Schofield, R. P. Linfield, and K. R. Hardy, “Observing Earth’s atmosphere with radio occultation measurements using the Global Positioning System,” *Journal of Geophysical Research*, vol. 102, pp. 23 429–23 465, 1997.
- [27] S. Odunaiya and D. Quinet, “Calculations and analysis of signal processing by various navigation receivers architectures,” in *The 23rd Digital Avionics Systems Conference, DASC 04.*, vol. 1, Oct 2004, pp. 1.D.1–11–13.
- [28] S. W. Lee and R. Mittra, “Fourier transform of a polygonal shape function and its application in electromagnetics,” *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 31, pp. 99–103, 1983.
- [29] S. Laybros, H. J. Mametsa, P. Combes, and P. N’Guyen, “Unified asymptotic methods formulations for the shooting and bouncing ray technique,” in *International Conference on Electromagnetics in Advanced Applications*, Turin, Italy, Sep. 2003, pp. 1–3.
- [30] J. Song, C.-C. Lu, and W. C. Chew, “Multilevel fast multipole algorithm for electromagnetic scattering by large complex objects,” *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 45, pp. 1488–1493, 1997.

- [31] A. Tarantola, *Inverse Problem Theory and Methods for Model Parameter Estimation*. SIAM, 2005.
- [32] J. Hadamard, “Sur les problèmes aux dérivées partielles et leur signification physique,” *Princeton University Bulletin*, vol. 13, pp. 9–52, 1901.
- [33] W.-L. Loh, “On Latin hypercube sampling,” *Annals of Statistics*, vol. 24, pp. 2058–2080, 1996.
- [34] V. Vapnik and A. Lerner, “Pattern recognition using generalized portrait method,” *Automation and Remote Control*, vol. 25, pp. 821–827, 1963.
- [35] V. Vapnik, *The Nature of Statistical Learning Theory*. New-York : Springer-Verlag, 1995.
- [36] A. J. Smola and B. Schölkopf, “A tutorial on support vector regression,” Royal Holloway Coll., Tech. Rep., 2003. [Online]. Available : <http://eprints.pascal-network.org/archive/00002057/01/SmoSch03b.pdf>
- [37] J. Mercer, “Functions of positive and negative type and their connection with the theory of integral equations,” *Philosophical Transactions of the Royal Society of London, Series A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, vol. 209, pp. 415–446, 1909.
- [38] A. Argyriou, T. Evgeniou, and M. Pontil, “Convex multi-task feature learning,” *Machine Learning Journal*, vol. 73, pp. 243–272, 2008.
- [39] C. Touzet, *Les Réseaux de Neurones Artificiels, Introduction au Connexionnisme*. Paris : EC2 éditeur, 1992.
- [40] S. Mallat, “Understanding deep convolutional networks,” *Philosophical Transactions of the Royal Society of London, Series A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, vol. 374, pp. 1–16, 2016.
- [41] H. Papadopoulos, K. Proedrou, V. Vovk, and A. Gammerman, “Inductive confidence machines for regression,” in *13th European Conference on Machine Learning (ECML 2002)*, Helsinki, Aug. 2002, pp. 345–356.
- [42] I. Nourtdinov, T. Melluish, and V. Vovk, “Ridge regression confidence machine,” in *18th International Conference on Machine Learning*, Williams College, Williamstown, MA, USA, Dec. 2001.
- [43] A. Fraser and D. Burnell, *Computer Models in Genetics*. New York : McGraw-Hill, 1970.
- [44] P. Gerstoft, L. T. Rogers, J. L. Krolik, and W. S. Hodgkiss, “Inversion for refractivity parameters from radar sea clutter,” *Radio Science*, vol. 38, pp. 8053–8074, 2003.
- [45] J. Kennedy and R. Eberhart, “Particle swarm optimization,” in *IEEE International Conference on Neural Networks*, Piscataway, NJ, Dec. 1995, pp. 1942–1948.
- [46] M. Clerc, *Particle Swarm Optimization*. London : ISTE, 2006.
- [47] H. Jeske, *Modern Topics in Microwave Propagation and Air-Sea Interaction*. Dordrecht, Netherlands : D. Reidel, 1973, ch. State and limits of prediction methods for radar wave propagation conditions over the sea, pp. 130–148.

- [48] S. M. Babin, G. S. Young, and J. A. Carton, “A new model of the oceanic evaporation duct,” *Journal of Applied Meteorology*, vol. 36, pp. 193–204, 1997.
- [49] Y. Hurtaud, C. Cochin, J. Claverie, and M. Aïdonidis, “Characterization of the maritime environment for systems performances assessments and for decision aid products in RF and EO wavebands,” in *Journées SEE OCOSS 2010*, Brest, France, Jun. 2010.
- [50] G. LeFurjah, R. Marshall, T. Casey, T. Haack, and D. De Forest Boyer, “Synthesis of mesoscale numerical weather prediction and empirical site-specific radar clutter models,” *IET Radar, Sonar and Navigation*, vol. 4, pp. 747–754, 2010.
- [51] K. D. Anderson, “Inference of refractivity profiles by satellite-to-ground RF measurements,” *Radio Science*, vol. 17, pp. 653–663, 1982.
- [52] B. Wang, Z.-S. Wu, Z.-W. Zhao, and H.-G. Wang, “A passive technique to monitor evaporation duct height using coastal GNSS-R,” *IEEE Geoscience and Remote Sensing Letters*, vol. 8, 2011.
- [53] R. J. Watson and C. J. Coleman, “The use of signals of opportunity for the measurement of atmospheric refractivity,” in *European Conference on Antennas and Propagation (EuCAP)*, Barcelona, Spain, Apr. 2010.
- [54] L. T. Rogers, C. P. Hattan, and J. K. Stapleton, “Estimating evaporation duct heights from radar sea echo,” *Radio Science*, vol. 35, pp. 955–966, 2000.
- [55] A. Karimian, C. Yardim, P. Gerstoft, W. Hodgkiss, and A. Barrios, “Refractivity estimation from sea clutter : An invited review,” *Radio Science*, vol. 46, p. RS6013, 2011.
- [56] D. E. Kerr, *Propagation of Short Radio Waves*, rev. ed., ser. Electromagnetic Waves. London : IEE, 1951.
- [57] C. L. Pekeris, “Accuracy of the earth-flattening approximation in the theory of microwave propagation,” *Physical Review*, vol. 70, pp. 519–522, 1946.
- [58] D. Barrick, “Grazing behavior of scatter and propagation above any rough surface,” *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 46, pp. 73–83, 1998.
- [59] V. Tatarskii and M. I. Charnotskii, “On the universal behavior of scattering from a rough surface for small grazing angles,” *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 46, pp. 67–72, 1998.
- [60] M. M. Horst, F. B. Dyer, and T. M. T., “Radar sea clutter model,” in *International Conference on Antennas and Propagation*, London, UK, Nov. 1978, pp. 6–10.
- [61] X.-F. Zhao and S.-X. Huang, “Estimation of atmospheric duct structure using radar sea clutter,” *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 69, pp. 2808–2818, 2012.
- [62] C. Yardim, P. Gerstoft, and W. Hodgkiss, “Tracking refractivity from clutter using Kalman and particle filters,” *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 56, pp. 1058–1070, 2008.
- [63] J. K. Stapleton, V. R. Wiss, and R. E. Marshall, “Measured anomalous radar propagation and ocean backscatter in the Virginia coastal region,” in *31st International Conference on Radar Meteorology*, Seattle, 2003.

- [64] C. Yardim, P. Gerstoft, and W. Hodgkiss, “Statistical maritime radar duct estimation using a hybrid genetic algorithm-Markov chain Monte Carlo method,” *Radio Science*, vol. 42, p. RS3014, 2007.
- [65] X. Zhao, S. Huang, and H. Du, “Theoretical analysis and numerical experiments of variational adjoint approach for refractivity estimation,” *Radio Science*, vol. 46, p. RS1006, 2011.
- [66] J. A. K. Suykens, T. Van Gestel, J. De Brabanter, B. De Moor, and J. Vandewalle, *Least Squares Support Vector Machines*. Singapore : World Scientific, 2002.
- [67] H. Heemskerk, “VAMPIRA RF propagation measurement and model validation,” in *Eur. Conference on Propagation and Systems*, Brest France, March 2005.
- [68] M.-M. Deza and E. Deza, *Dictionary of Distances*. Elsevier, 2006.
- [69] S. Kullback, *Information Theory and Statistics*. New York : John Wiley & Sons, 1959.
- [70] M. A. Ritchie, A. Charlish, K. Woodbridge, and A. Stove, “Use of the Kullback-Leibler divergence in estimating clutter distributions,” in *IEEE Radar Conference*, May 2011, pp. 751–756.
- [71] R. D. Palkki, A. Lanterman, and W. Blair, “Addressing track hypothesis coalescence in sequential K -best multiple hypothesis tracking,” *IEEE Transactions on Aerospace and Electronic Systems*, vol. 47, pp. 1551–1563, 2011.
- [72] “L’accident de rupture de tube(s) de générateur de vapeur dans une centrale nucléaire,” accessed the 18th of April 2018. [Online]. Available : <http://www.irsn.fr/FR/expertise/avis/2010/Pages/Avis-IRSN-surete-tubes-generateurs-vapeur-centrale-Bugey-3.aspx>
- [73] J. R. Bowler, S. A. Jenkins, S. L. D., and S. H. A., “Eddy-current probe impedance due to volumetric flaw,” *Journal of Applied Physics*, vol. 75, pp. 8128–8137, 1991.
- [74] A. Skarlatos, G. Pichenot, D. Lesselier, M. Lambert, and B. Duchêne, “Electromagnetic modeling of a damaged ferromagnetic metal tube by a volume integral equation formulation,” *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 44, pp. 623–632, 2008.
- [75] “Contrôle par courants de Foucault avec CIVA,” accessed the 18th of April 2018. [Online]. Available : <http://www.extende.com/fr/controle-par-courants-de-foucault-avec-civa>
- [76] D. P. Kroese, T. Taimre, and Z. I. Botev, *Handbook of Monte Carlo Methods*. John Wiley & Sons, 2011.
- [77] G. Franceschini, M. Lambert, and D. Lesselier, “Adaptive database for eddy-current testing in metal tubes,” in *8th International Symposium on Electric and Magnetic Fields*, Mondovi, Italy, May 2009, pp. 1–2.
- [78] ———, “Generation of adaptive database - results synthesis,” Laboratoire des Signaux et Systèmes, Tech. Rep., January 2009.
- [79] M. Rivara, “Mesh refinement processes based on the generalized bisection of simplices,” *SIAM Journal on Numerical Analysis*, vol. 21, pp. 604–613, 1984.

- [80] R. R. Barton, “Simulation metamodels,” in *Proceedings of the 1998 Winter Simulation Conference*, Washington DC, USA, Dec. 1998, pp. 167–174.
- [81] F. L. Bookstein, “Principal warps : Thin Plate Splines and the decomposition of deformations,” *IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence*, vol. 11, pp. 567–585, 1989.
- [82] R. R. Barton, “Simulation optimization using metamodels,” in *Proceedings of the 2009 Winter Simulation Conference*, Austin, TX, USA, Dec. 2009, pp. 230–238.
- [83] J. Bruna and S. Mallat, “Invariant scattering convolution networks,” *IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence*, vol. 35, pp. 1872–1886, 2013.
- [84] G. Chavent, “Identification of function parameters in partial differential equations,” in *Joint Automatic Control Conference*. New-York : ASME, June 1974.
- [85] S. V. Sokolovskiy, C. Rocken, D. H. Lenschow, Y.-H. Kuo, R. A. Anthes, W. S. Schreiner, and D. C. Hunt, “Observing the moist troposphere with radio occultation signals from COSMIC,” *Geophysical Research Letters*, vol. 34, pp. 1–6, 2007.
- [86] Z. E. Ahdab and F. Akleman, “Groundwave propagation in a nonhomogeneous atmosphere : Prediction using 3D parabolic equation,” in *International Applied Computational Electromagnetics Society Symposium*, Florence, Italy, Sep. 2017, pp. 1–2.
- [87] T. R. Taha and X. J. Xu, “Parallel split-step Fourier methods for the coupled nonlinear Schrödinger type equations,” *The Journal of Supercomputing*, vol. 32, pp. 5–23, 2005.
- [88] Y. I. Bogomolov and A. D. Yunakovsky, “Split-step Fourier method for nonlinear Schrödinger equation,” in *Days on Diffraction*, St.Petersburg, Russia, 2006, pp. 34–42.