



HAL
open science

Modélisation de la propagation des ondes électromagnétiques et de leurs interactions avec l'environnement

Vincent Fabbro

► **To cite this version:**

Vincent Fabbro. Modélisation de la propagation des ondes électromagnétiques et de leurs interactions avec l'environnement. Sciences de l'ingénieur [physics]. Université toulouse 3 Paul Sabatier, 2021. tel-03927464

HAL Id: tel-03927464

<https://hal.science/tel-03927464v1>

Submitted on 6 Jan 2023

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.

ACADEMIE DE TOULOUSE



Mémoire présenté en vue de l'obtention de l'

HABILITATION A DIRIGER DES RECHERCHES DE L'UNIVERSITE DE TOULOUSE

Présentée par Vincent Fabbro
Ingénieur de recherches à l'ONERA

« MODELISATION DE LA PROPAGATION DES ONDES ELECTROMAGNETIQUES ET DE LEURS INTERACTIONS AVEC L'ENVIRONNEMENT »

Jury :

Bernard UGEN (IETR)	Professeur	Rapporteur
Ali KHENCHAF (ENSTA)	Professeur	Rapporteur
Marc HELIER (UPMC)	Professeur	Rapporteur
Danielle VANHOENACKER- JANVIER (UCL)	Professeur	Examinatrice
Laurent FERAL (UPS)	Maître de conférences HDR	Parrain
Christophe BOURLIER (IETR)	Directeur de recherche CNRS	Examineur

ÉCOLE DOCTORALE ET SPECIALITE :
GEET Génie électrique, électronique, télécommunications

UNITE DE RECHERCHE :
ONERA/Département Electromagnétisme et Radar – Unité Propagation Environnement et Radiocommunication

« Si tu as une pomme, que j'ai une pomme, et que l'on échange nos pommes, nous aurons chacun une pomme. Mais si tu as une idée, que j'ai une idée et que l'on échange nos idées, nous aurons chacun deux idées. »

Georges Bernard Shaw

REMERCIEMENTS

Merci à Messieurs Marc Hélier, Ali Khenchaf et Bernard Uguen d'avoir accepté de rapporter ces travaux de recherche. Je les remercie du temps qu'ils y ont consacré. Un grand merci également aux autres membres du jury. Danielle Vanhoenecker-Janvier avec qui les coopérations ont toujours été constructives et très agréables. Merci également à Christophe Bourlier pour toutes ces collaborations fructueuses et ces co-encadrements de thèse réalisés en bonne entente. Un très grand merci à Laurent Féral, pour le parrainage de cette HDR, pour nos complicités, tous ces travaux communs (un jour il faudra bien qu'on les publie) et toutes ces idées échangées. Si on nous laissait un peu de temps, nous pourrions vraiment réaliser un travail génial.

Merci à mes pairs, notamment Mr Christophe pour avoir mis sur moi une grande confiance à travers son soutien lors de mon embauche à l'ONERA. Merci à Mr Paul François Combes pour m'avoir encadré lors de ma thèse, pour sa rigueur et son suivi. Merci à Nicolas Douchin, également encadrant de ma thèse, pour son implication et son amitié.

Merci à tous mes collègues et amis, anciens doctorants et nouveaux embauchés. Merci à tous ceux qui m'ont permis de construire ce parcours.

TABLE DES MATIERES

Introduction Générale.....	10
Partie A : Bilan professionnel et activité de recherche.....	11
A.1 Curriculum Vitae	12
Expériences professionnelles	12
Formation	12
A.2 Publications dans des revues internationales à comités de lecture.....	13
A.3 Communications dans des congrès internationaux à comités de lecture	16
A.4 Enseignements.....	24
A.5 Revue d'articles scientifiques dans des journaux internationaux.....	24
A.6 Chairman de sessions dans des colloques nationaux et internationaux	24
A.7 Participation à des comités d'orientation de recherche	25
A.8 Participation à des Jurys de thèse	25
A.9 Responsabilités scientifiques au sein de l'ONERA	25
A.10 Encadrements	26
Theses	26
Post doc	29
Stages.....	29
Partie B : Description des Activités de recherche.....	32
Acronymes.....	33
B.1 Introduction	36
B.2 Activités liées à l'environnement maritime	37
B.2.1 Introduction.....	37
B.2.2 Modélisation de la propagation en environnement marin : Problème direct	37
B.2.2.1 Contexte	37
B.2.2.2 Méthode PWE-SSF	38
B.2.2.3 Condition limite au sol	41
B.2.2.4 Comparaison à la méthode des moments	46
B.2.2.5 Conclusion	48
B.2.3 Modélisation de la propagation en environnement marin : problème inverse	49
B.2.3.1 Introduction	49
B.2.3.1 Modélisation du problème direct pour la RFC.....	49
B.2.3.2 Resolution du problème inverse.....	51
B.2.3.3 Conclusion et travaux complémentaires	57

B.2.4 Rétrodiffusion d'une onde EM par la surface marine	57
B.2.4.1 Introduction	57
B.2.4.2 Travaux réalisés	59
B.2.4.3 Conclusion	62
B.2.5 Conclusion sur les activités liées à l'environnement maritime	63
B.3 Activités liées à la propagation troposphérique	65
B.3.1 Introduction	65
B.3.2 Modélisation des effets de propagation 3D par PWE	65
B.3.3 Modélisation de la réfraction grande échelle par le formalisme faisceaux gaussien	70
B.3.4 Modélisation de la scintillation troposphérique	73
B.3.5 Conclusion sur les activités liées au milieu troposphérique	81
B.4 Activités liées à la propagation ionosphérique	83
B.4.1 Introduction	83
B.4.2 Scintillation ionosphérique : modélisation du problème direct	84
B.4.3 Scintillation ionosphérique : modélisation du problème inverse	89
B.4.4 Scintillation ionosphérique : prédiction aux hautes latitudes	93
B.4.5 Conclusion sur les activités liées à l'environnement ionosphérique	100
B.5 Bilan et perspectives	103
B.5.1 Bilan personnel	103
B.5.2 Projet de recherches : orientations générales	105
B.5.3 Projet de recherches : orientations immédiates	107
B.5.3.1 Introduction	107
B.5.3.2 Travaux envisagés	107
B.5.3.3 Partenariats et valorisation	112
B.6 Références	116
<i>Partie C : Publications marquantes</i>	<i>126</i>

TABLE DES FIGURES

Figure 1 : (a) Représentation de la géométrie 2D cartésienne de résolution de la PWE, (b) représentation de la géométrie Terre sphérique sous-jacente.	39
Figure 2 : Comparaison des coefficients de réflexion spectraux de Fresnel (croix) et Leontovitch (traits continus ou discontinus), en polarisation V à 1 GHz. Graphe du haut : sur sol moyennement sec et sol très sec, graphe du bas : sur mer et sol humide [Fabbro et al., 2014].	44
Figure 3 : Facteur de propagation en polarisation V, comparaison méthode PWE-SSF-LBC et méthode asymptotique (rayon), a) mer, b) sol humide, c) sol moyennement sec, d) sol très sec. En figure e), zoom autour de l'incidence de pseudo-Brewster dans le cas d'un sol très sec (extraits de [Fabbro et al., 2014]).....	46
Figure 4 : (a) Module du champ total en fonction de l'altitude z et de la distance x , en haut le résultat de la méthode BIE/FB, en bas la solution de la méthode PWE-SSF. La position du centre de phase de la source est visible à droite (croix blanche en $x=0$ m). La ligne blanche pointillée représente la trajectoire du rayon propagé en milieu inhomogène à partir de ce centre de phase. En noir sont représentées les trajectoires des rayons émis à partir des points extrêmes du faisceau rayonnant [Bourlier et al., 2014]. (b) Dans la même configuration, comparaisons du module de champ propagé en fonction de l'altitude et pour trois distances 30, 1800 et 3600 m.	47
Figure 5 : Graphe A. Profils verticaux typiques d'indice de réfraction modifié et paramétrage associé. (a) Conduit d'évaporation, (b) conduit de surface, (c) conduit surélevé, et (d) couche de subréfraction [Douvenot et al., 2008]. Graphe B. Variation d'un profil trilineaire avec la distance et paramétrage associé [Douvenot et al., 2010a].	51
Figure 6 : Création de la base d'apprentissage par hypercube latin. Figure extraite de [Douvenot et al., 2008].	52
Figure 7 : Résultats obtenus par l'approche LS-SVM comparés à ceux obtenus par le code SAGA et aux profils initiaux. Figures de gauche, structure atmosphérique (coindice modifié M) en fonction de l'altitude. Figures de droite, pertes de propagation en fonction de la distance. Figures extraite de [Douvenot et al., 2008].....	53

Figure 8 : (a) carte radar en azimuth-distance de signal sur bruit en dB, mesurée par le radar SPANDAR. (b) la même carte après traitement pour l'inversion, représentant le facteur de propagation normalisé, en dB. Extrait de [Douvenot et al., 2010].....	54
Figure 9 : (a) Variation de coindice de réfraction M avec l'altitude et la distance. (b) Portée radar en haut, en condition mesurées, en bas en conditions obtenue par RFC-IBF. Extrait de [Douvenot et al. 2010b].	56
Figure 10 : Positionnement des radars vus de la côte lors de la campagne MARLENE.	58
Figure 11 : (a) Hauteur significative des vagues calculées par le logiciel PREVAG-SWAN. Les triangles rouges correspondent aux localisations des différents points visés par les radars sur la mer. Les ronds jaunes sont les positions des deux bouées fixes. (b) Vitesse du vent à 10m (U_{10}) sur la zone prédite par Météo France.	59
Figure 12 : (a) Carte de NRCS, mesurée par le radar MEMPHIS du FHR, 35 GHz, polarisation HH. (b) Diagramme de dispersion de la carte de NRCS. Configuration : force du vent : $U_{10} = 16.22m.s^{-1}$; période des vagues dominantes : $T_p = 7.83s$; hauteur significative des vagues : $h_s = 1.49m$; vitesse de phase des vagues dominantes : $c\phi = 12.22m.s^{-1}$; angle relatif direction de visée – vagues : $\Phi_{wave} = 21.66^\circ$; angle rasant : $\theta_g = 0.794^\circ$. Graphes extraits de [Platzer, 2019].	60
Figure 13 : (a) Carte de NRCS, mesurée par le radar MEMPHIS du FHR, 35 GHz, HH, seuillée à $\mu + 2\sigma$ pour sélectionner les spikes (soit 2.3% de la population complète). (b) Distributions des vitesses Doppler associées à l'ensemble de la carte (en bleu) et à la population de spikes (en rouge). Graphes extraits de [Platzer et al., 2019].	62
Figure 14 : Configuration pour la modélisation de la propagation en présence d'un écran et d'un sol par la méthode PWE-SSF-3D. (a) description géométrique (b) paramétrage de la simulation PWE-SSF-3D. Graphes extraits de [Ginestet, 2007].	67
Figure 15 : (a) Plan de coupe vertical à 3 km de l'émetteur, perpendiculaire au sens de la propagation, représentant le facteur de propagation en échelle de couleur (b) Coupe choisie le long de la ligne pointillée noire (graphe de gauche) à 33.75 mètres et représentant le module du champ E_y en dB. Le champ est calculé par méthode PWE-SSF-2D, PWE-SSF-3D et PWE-DF-3D. Graphes extraits de [Ginestet, 2007].	68

Figure 16 : Cas test de propagation de l'onde de surface au-dessus de la mer par PWE-DF-3D à 50 MHz, polarisation verticale. (a) Représentation de la scène et de la verticale l'observation (trait noir pointillé) à $x = 5$ km et $y=0$ m, (b) comparaison de la composante H_y du champ propagé sur la verticale d'observation à 5 km de l'émetteur, en dB. 69

Figure 17 : (a) Géométrie du problème de RO. (b) Illustration de la propagation d'un faisceau gaussien dans un milieu décomposé en cellules à gradients variables ξ . Graphes extraits de [L'Hour, 2017]. 71

Figure 18 : Propagation d'un champ gaussien dans un profil bilinéaire calculée par la méthode GBAR avec re-décompositions. (a) : profil de coindice. (b) : carte du champ. (c) : amplitude du champ à 100 km. (d) : phase déroulée du champ à 100 km. Les conditions de simulation sont les suivantes : $f = 1$ GHz, altitude émetteur 1 km, largeur de faisceau 20m et élévation 0.8° . Les re-décompositions ont lieu tous les 2km après 25km de distance (extrait de [L'hour, 2017]). 72

Figure 19 : (a) Facteur de propagation (dB) modélisé par GBAR dans un plan 2D en configuration RO, considérant un milieu troposphérique modélisé par WRF. (b) profils de coindice de réfraction modifié N aux points de périgée : en noir pointillé, profil original issu de simulations WRF décrivant le milieu, en gris profil inversé. Extrait de [L'hour, 2017]. 73

Figure 20 : (a) Spectre des irrégularités en échelles log-log. (b) Schéma représentatif du phénomène de cascade inertielle. Graphes extraits de [Wheelon, 2004a]..... 75

Figure 21 : variances de Log-amplitude obtenues par approches numériques PWE-MPS et formulations analytiques en 2D et 3D, ainsi que par les formulations asymptotiques Fresnel et Fraunhofer. Les résultats sont normalisés par $Cn2k02KOS - 5/3$. Graphe extrait de [Fabbro and Féral, 2012]. 78

Figure 22 : PSD de log-amplitude obtenue par résolution numérique PWE-MPS en 3D et en 2D en régime de Fresnel, comparées avec les formulations analytiques 3D et 2D. Les expressions asymptotiques sont également tracées pour k tendant vers 0 ou l'infini. Les résultats sont normalisés par $Cn2$. Graphe extrait de [Fabbro and Féral, 2012]. 80

Figure 23 : (a) Représentation de la géométrie de la liaison dans le système de coordonnées u, v, s du LOS. u, v est le plan transverse à la direction LOS de propagation s . (b) Géométrie des irrégularités ionosphériques dans le système de coordonnées X, Y, Z , et représentation des angles de

projection nécessaires pour le passage dans le système u, v, s . Graphes extraits de [Galiègue et al, 2016]. 85

Figure 24 : (a) représentation de irrégularités ionosphériques $AX = 1, AY = 3, AZ = 10$ dans le système LOS (u, v, s) pour une géométrie équatoriale et visée au zénith, soit $\vartheta = 0^\circ, \gamma=90^\circ$ and $\psi=90^\circ$. Le plan grisé \wp définit le plan de réduction dimensionnelle pour $\alpha z = 0^\circ$. (b) rapport des variances de log-amplitude $\chi^2 3D / \chi^2 2D$ obtenues par approches numériques (+) et analytiques (ligne continue) en bleu pour la configuration décrite en (a) avec αz variable. En noir sont reportés les résultats pour une autre géométrie plus oblique caractérisée par $\vartheta = 55^\circ, \gamma=35^\circ$ and $\psi=15^\circ$. Graphes extraits de [Galiègue et al, 2016]. 87

Figure 25 : Comparaison des dérivations analytiques obtenues sous hypothèse de Rytov et de l'approche 3D-PWE/2D-MPS associé à un processus Monte Carlo. Extrait de [Galiègue, 2015]...... 89

Figure 26 : (a) en bleu, spectre de log-amplitude mesuré à Dakar le 14 mars 2014 à 23h15 (satellite PRN 16). Les différentes zones clefs pour l'inversion paramétrique sont délimitées par des droites verticales noires (***fc, fnoise floor***) ; respectivement de gauche à droite les régimes plateau, pente et plateau de bruit sont tracés en traits plein noirs. (b) Indice **S4** en fonction de U (grandeur descriptive du régime de diffusion faible à fort), pour différentes pentes **pm** du spectre du milieu, simulations numériques (traits plein) et formulations analytiques sous l'hypothèse de Rytov (pointillés). Le seuil **S4 = 0.75** est indiqué en bleu. Il situe la limite de validité de l'approximation de Rytov (graphes extraits de [Galmiche, 2019]). 90

Figure 27 : (a) distribution de $\log(CkL)$ en période d'équinoxe sur Dakar et Lomé, de 2013 à 2016 [Galmiche, 2019]. (b) vitesse moyenne de déplacement des irrégularités en fonction de l'heure locale, pour les mesures à Dakar entre 18h et 5h, en période d'équinoxe [Galmiche, 2019]. (c) vitesse de dérive dans la couche F mesurée par radar en période de forte activité solaire (1970-1971) et faible activité solaire (1974-1977) à Jicamarca au Pérou [Fejer et al., 1981]. 92

Figure 28 : a) Carte de la Norvège avec en bleu la position des stations GNSS utilisées pour le calcul de l'indice ROTI. b) Illustration de l'entrée du vent solaire le long des lignes du champ magnétique terrestre (graphe https://fr.wikipedia.org/wiki/Orage_magn%C3%A9tique). c) Position des points de Lagrange dont le point L1 situé à 1.6 millions de km de la Terre (graphe extrait de <http://www.astronoo.com/fr/articles/points-de-lagrange.html>). 95

Figure 29 : (a) fonction de couplage $d\Phi MPdt$ (Wb/s) en fonction des composantes B_y et B_z (en nT) et pour une vitesse $v = 850 \text{ km/s}$. (b) grille de discrétisation du problème en latitude (de 50 à 80°) et heure MLT (de 0 à 24 h). 97

Figure 30 : Exemples de CDF d'indice ROTI mesurées en bleu comparées à leurs modélisation en rouge pour l'année 2014..... 97

Figure 31 : Moyenne de l'indice ROTI (TECu/mn) régressée en fonction des coordonnées latitude magnétique et heure magnétique locale. Chaque graphe correspond à différents intervalles de valeurs de la fonction de couplage $d\Phi MPdt$ (en Wb/s). 98

Figure 32 : Exemples de probabilités d'occurrence pour l'indice ROTI de dépasser la valeur 1 TECu/mn, à 0 h UTC, chaque graphe correspond à un niveau différent de fonction de couplage..... 99

INTRODUCTION GENERALE

L'exercice académique d'écriture de ma HDR m'a naturellement mené à faire un retour sur mon parcours de recherche, à en faire une synthèse, et surtout à une analyse sur cette « trajectoire ». Comme beaucoup d'étudiants, j'ai longtemps douté sur quelle serait ma voie. Au lycée j'aimais beaucoup la physique, mais je n'aurais pas imaginé être ingénieur de recherche. J'avais donc choisi de poursuivre mes études supérieures en préparant un DUT (Diplôme Universitaire Technologique) en mesures physiques, au grand dam de mon professeur de mathématiques du lycée. Mais c'est lors de mon stage au sein du laboratoire foudre du CEAT (Centre d'Essais Aéronautiques de Toulouse) que j'ai eu la chance de partager mon bureau avec un doctorant. J'ai alors été séduit par son travail et par son autonomie autour de son projet de recherche. C'est là que j'ai vraiment eu envie, que je me suis projeté dans l'avenir : je souhaitais, autant que possible, faire une thèse et pourquoi pas travailler dans le domaine de la recherche. J'ai donc poursuivi à l'université en licence et maîtrise de physique, jusqu'à un DEA (Diplôme d'Etudes Approfondies) de micro-ondes puis une thèse à l'Office National d'Études et de Recherches Aérospatiales (ONERA). La recherche appliquée, et particulièrement le domaine de la propagation des ondes électromagnétiques, m'a beaucoup plu et j'ai eu la chance de pouvoir poursuivre ma carrière sur cette spécialité.

Embauché à l'ONERA, j'ai construit tout mon parcours dans cet organisme de recherche appliquée, EPIC (Etablissement Public à caractère Industriel et Commercial) sous tutelle du ministère des armées. Les travaux de recherches qui y sont réalisés sont essentiellement applicatifs. L'équipe Propagation Environnement et Radiocommunications (PER) dans laquelle j'évolue aujourd'hui travaille pour beaucoup sur des contrats pour différents acteurs de la recherche française ou européenne, comme la Direction Générale de l'Armement (DGA), le Centre d'Etudes Spatiales (CNES) ou l'Agence Spatiale Européenne (ESA). Je me suis pleinement intégré à cette équipe et à ce fonctionnement, et ce contexte contractuel a joué un grand rôle dans les orientations scientifiques de mon parcours de recherche. Ainsi mes travaux portent sur la modélisation de la propagation des ondes électromagnétiques et de leur interaction avec l'environnement, et ils sont en général liés à des besoins industriels.

Ce mémoire est classiquement décomposé en trois parties. La première, ou partie A, décrit le bilan professionnel de mes activités de recherches et la seconde, partie B, est dédiée à la description des activités de recherche menées. Enfin en partie C sont reportées certaines des publications à revue, ayant jalonné mes travaux. En conclusion de ce mémoire, je reviens sur les enseignements tirés de ce parcours et de l'exercice d'HDR et je présenterai mes perspectives de recherche.

Dans la partie B du mémoire, les références bibliographiques sont notées [auteurs, année] et sont détaillées en fin de partie B.

**PARTIE A : BILAN PROFESSIONNEL ET
ACTIVITE DE RECHERCHE**

A.1 CURRICULUM VITAE

Vincent FABBRO

Né le 1^{er} juillet 1972 (49 ans), marié, deux enfants

E - mail : vincent.fabbro@onera.fr

Tel : 06.03.41.69.67

Adresse : 6 rue des capitouls,
31650 Saint Orens de Gameville

EXPERIENCES PROFESSIONNELLES

2001- 2021	<i>ONERA -DEMUR (CDI)</i> Ingénieur de recherche.
Dec 2000-sept 2001	<i>Société NOVELTIS (CDI)</i> Ingénieur de recherche, détaché à l'ONERA-DEMUR.
Fev 2000-sept 2000	<i>ONERA -DEMUR (CDD)</i> Ingénieur de recherche.
Nov 1999-Fev 2000	<i>CRIL Technology (CDI)</i> Ingénieur de recherche, détaché à l'ONERA-DEMUR.
1996-1999	<i>ONERA -DEMUR</i> Doctorant (domaine de la propagation à basse altitude au-dessus de la mer).
1995 (6 mois)	<i>ONERA-DEMUR</i> Stagiaire de DEA (domaine de la propagation à basse altitude au-dessus de la mer).
1992 (3 mois)	<i>CEAT (Centre d'Essais Aéronautiques de Toulouse) – Lab. Elect. Atmosphérique</i> Technicien mesures physiques - mesures de températures en ambiance foudre.

FORMATION

1996-1999	Doctorat d'Electronique de l'Université Paul Sabatier, spécialité : micro-ondes.
1994-1995	DEA Electronique, spécialité : micro-ondes, à l'ENSAE.
1992-1994	Licence et Maîtrise de physique à l'UPS.
1990-1992	DUT mesures physiques, option techniques instrumentales à l'UPS.

A.2 PUBLICATIONS DANS DES REVUES INTERNATIONALES A COMITES DE LECTURE

- [P-21] V. FABBRO, K. S. JACOBSEN, Y. L. ANDALSVIK, AND S. ROUGERIE, “GNSS positioning error forecasting in the Arctic: ROTI and Precise Point Positioning error forecasting from solar wind measurements”, *J. Space Weather Space Clim.* 11 43 (2021), doi: 10.1051/swsc/2021024
- [P-20] A. MAINVIS, V. FABBRO, C. BOURLIER, H.-J. MAMETSA, P. BORDERIES, “Surface Film Characterization from X-to-K-Band Radar Signal Inversion, a Wind-Wave-Pool Experiment”, *Progress In Electromagnetics Research B*, Vol. 87, Pages 93–110, 2020, doi: 10.2528/PIERB20010604
- [P-19] F. PLATZER, M. SAILLARD, V. FABBRO, “Two dimensional spectra of radar returns from sea: 2. Analysis of the group line from experimental data”, *Journal of Geophysical Research: Oceans*, Vol. 124, Pages 8309– 8323, 31 October 2019, doi: 10.1029/2019JC015123
- [P-18] F. PLATZER, M. SAILLARD, V. FABBRO, “Two dimensional spectra of radar returns from sea: 1. Theoretical and numerical study of the group line”, *Journal of Geophysical Research: Oceans*, Vol. 124, Pages 8767– 8776, 31 October 2019, doi: 10.1029/2019JC015121
- [P-17] A. MAINVIS, V. FABBRO, C. BOURLIER, H. J. MAMETSA, “Spectral Decomposition Method for Large Sea Surface Generation and Radar Backscatter Modeling”, *Journal of Geophysical Research: Oceans*, Vol. 124, Issue 12, Pages 8505-8521, 8 November 2019, doi: 10.1029/2018JC014070
- [P-16] C-A. L’HOUR, V. FABBRO, A. CHABORY, J. SOKOLOFF, “2D Propagation Modeling in Inhomogeneous Refractive Atmosphere Based on Gaussian Beams. Part I: Propagation Modeling”, *IEEE Transactions on Antennas and Propagation – Vol. 67 - N°: 8*, Pages 5477-5486 ; Aug. 2019, doi: 10.1109/TAP.2019.2911345
- [P-15] C-A. L’HOUR, V. FABBRO, A. CHABORY, J. SOKOLOFF, “2D Propagation Modeling in Inhomogeneous Refractive Atmosphere Based on Gaussian Beams. Part II: Application to Radio Occultation”, *IEEE Transactions on Antennas and Propagation – Vol. 67 - N°: 8* Pages 5487-5496 ; Aug. 2019, doi:10.1109/TAP.2019.2911350

- [P-14] A. DANKLMAYER, J. FÖRSTER, [V. FABBRO](#), G. BIEGEL, T. BREHM, P. COLDITZ, L. CASTANET, Y. HURTAUD, “Radar Propagation Experiment in the North Sea: The Sylt Campaign,” *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, October 2017, doi: 10.1109/TGRS.2017.2755506
- [P-13] [V. FABBRO](#), G. BIEGEL, J. FÖRSTER, J.-B. POISSON, A. DANKLMAYER, C. BÖHLER, J.-P. MARCELLIN, T. BREHM, M. GALLUS, L. CASTANET, A. ULLAND, AND Y. HURTAUD, “Measurements of Sea Clutter at Low Grazing Angle in Mediterranean Coastal Environment,” *IEEE Transaction on Geoscience and Remote Sensing*, Vol. 55, No. 11, Pages 6379 - 6389, September 2017, doi: 10.1109/TGRS.2017.2727057
- [P-12] H. GALIÈGUE, L. FÉRAL, [V. FABBRO](#), “Validity of 2D electromagnetic approaches to estimate log-amplitude and phase variances due to 3D ionospheric irregularities,” *J. Geophys. Res. Space Physics*, 122, Pages 1410 – 1427, doi:10.1002/2016JA023233
- [P-11] R. DOUVENOT, [V. FABBRO](#), K. ELIS, “Parameter-Based Rules for the Definition of Detectable Ducts for an RFC System,” *IEEE Transaction on Antennas and Propagation*, Vol. 62, No. 11, Pages 5696 - 5705, November 2014, doi: 10.1109/TAP.2014.2354680
- [P-10] [V. FABBRO](#), N. JEANNIN, K. DJAFRI, J. LEMORTON, D. VANHOENACKER-JANVIER, “Scintillation modelling in troposphere using multiple Phase Screen,” *Space Communications* 22 (2009-2013) 51–57, IOS Press , doi: 10.3233/SC-130001
- [P-9] [V. FABBRO](#), L. FÉRAL, “Comparison of 2D and 3D electromagnetic approaches to predict tropospheric turbulence effects in clear sky conditions”, *IEEE Transaction on Antennas and Propagation*, Vol. 60, no 9, Pages 4398 – 4407, September 2012. doi:10.1109/TAP.2012.2207070
- [P-8] R. DOUVENOT, [V. FABBRO](#), “On the Knowledge of Radar Coverage at Sea Using Real time refractivity from clutter,” *IET Radar Sonar Navig.*, 2010, Vol. 4, Iss. 2, Pages 293–301, Special Issue on Radar Clutter, doi: 10.1049/iet-rsn.2009.0073
- [P-7] R. DOUVENOT, [V. FABBRO](#), P. GERSTOFT, C. BOURLIER, J. SAILLARD, “Real Time Refractivity from Clutter Using a Best Fit Approach Improved with Physical Information,” *Radio Science*, Vol. 45, RS1007, 2010, doi:10.1029/2009RS004137

- [P-6] R. DOUVENOT, [V. FABBRO](#), C. BOURLIER, J. SAILLARD, H.-H. FUCHS, H. ESSEN, AND J. FÖRSTER, “Retrieve the evaporation duct height by Least-Squares Support Vector Machine algorithm,” *J. Appl. Remote Sens.*, Vol. 3, 033503, 2010. Pages 1-15, doi:10.1117/1.3081546
- [P-5] [V. FABBRO](#), L. CASTANET, S. CROCE, C. RIVA, “Characterisation and Modelling of Time Diversity statistics for satellite communications from 12 to 50 GHz,” *International Journal of satellite communications and networking* 2009; 27: 87-101. doi: 10.1002/sat.927
- [P-4] R. DOUVENOT, [V. FABBRO](#), P. GERSTOFT, C. BOURLIER, J. SAILLARD, “A duct mapping method using least squares support vector Machines,” *Radio Science*, Vol. 43, RS6005, 2008. doi:10.1029/2008RS003842
- [P-3] [V. FABBRO](#), C. BOURLIER, P.F. COMBES, “Forward propagation modelling above rough surfaces by the parabolic wave equation. Introduction of the shadowing effect,” *Journal of Electromagnetic Waves and Applications, Progress in Electromagnetic Research, Series Book Vol. 58, Pages 243-269, 2006.* doi:10.2528/PIER05090101
- [P-2] [V. FABBRO](#), P.F. COMBES, N.GUILLET, “Apparent Radar Cross Section of a large target illuminated by a surface wave above the sea,” *Journal of Electromagnetic Waves and Applications, Progress in Electromagnetic Research, Series Book Vol. 50, Pages 41-60, 2005.* doi:10.2528/PIER04050502
- [P-1] [V. FABBRO](#), P.F. COMBES, N. DOUCHIN, “Three-dimensional Backscattering by a target above the sea surface,” *Electromagnetics*, Vol. 21, Pages 451-466, Sept. 2001. doi: 10.1080/027263401750399534

A.3 COMMUNICATIONS DANS DES CONGRES INTERNATIONAUX A COMITES DE LECTURE

- [C-65] A. MAINVIS, V. FABBRO, “Detection and Characterization of Ionospheric Activity at High Latitude from SAR Measurements”, IGARSS 2020, web-conference, Sept 2020.
- [C-64] F. PLATZER, M. SAILLARD, V. FABBRO, “Analysis of sea spikes velocity from the MARLENE campaign data”, RADAR 2019 conference, Toulon, France, Sept. 2019.
- [C-63] A. GALMICHE, V. FABBRO, L. FERAL, D. SERANT, S. ROUGERIE, S. TRILLES, “Ionospheric turbulent parameter inversion using scintillation log-amplitude spectra: performance and results,” BSS - Beacon Satellite Symposium, Olstyn, Poland, Aug. 2019.
- [C-62] D. ECOFFET, P.-L. BLELLY, V. FABBRO, A. MARCHAUDON, S. ROUGERIE, “Characterization and modelling of the ionosphere at high latitudes for the propagation of electromagnetic waves”, 46th Annual European Meeting on Atmospheric Studies by Optical Methods, Oulu, Finland, Aug. 2019.
- [C-61] V. FABBRO, K. S. JACOBSEN, S. ROUGERIE, “HAPEE, a prediction model of ionospheric scintillation in polar region,” EUCAP 2019, Krakow, Poland, April 2019.
- [C-60] A. MAINVIS, V. FABBRO, H.J. MAMETSA, C. BOURLIER, P. BORDERIES, V. MIEGEBIELLE, “Wind-wave-pool experimental data of contaminated sea water surfaces: statistical surfaces and radar backscattered field,” IGARSS 2018, Valencia, Spain, July 2018.
- [C-59] F. PLATZER, M. SAILLARD, V. FABBRO, “Analysis of MARLENE radar data: focus on Doppler Spectra and group lines,” IGARSS 2018, Valencia, Spain, July 2018.
- [C-58] A. CAMPS, H. PARK, J. M. JUAN, J. SANZ, G. GONZÁLEZ-CASADO, J. BARBOSA, V. FABBRO, J. LEMORTON, R. ORÚS, “Ionospheric scintillation monitoring using GNSS-R? ,” IGARSS 2018, Valencia, Spain, July 2018.
- [C-57] A. GALMICHE , L. FÉRAL , V. FABBRO , S. ROUGERIE, D. SERANT , “Comparison of Theoretical Scintillation Spectra with Equatorial GNSS Data,” EUCAP 2018, London, UK, April 2018.
- [C-56] C. A. L’HOUR , V. FABBRO, A. CHABORY, J. SOKOLOFF, “Propagation modeling for Radio Occultation Remote Sensing,” EUCAP 2018, London, UK, April 2018.

- [C-55] A. MAINVIS, V. FABBRO, H.-J. MAMETSA, C. BOURLIER, P. LATTES, V. MIEGEBIELLE, “Statistical study of radar backscattering from sea surfaces with oil slicks”, IGARSS 2016, Fort Worth, Texas, USA, July 2017.
- [C-54] X. BOULANGER, J. LEMORTON, V. FABBRO, S. ROUGERIE, “Empirical statistical model relating scintillation indices with solar and geomagnetic activity for L band GNSS receivers at high latitudes” International Beacon Satellite Symposium BSS-2016, Trieste, Italy, June 2016.
- [C-53] J.-B. POISSON, V. FABBRO, L. CASTANET, J.-P., MARCELLIN, X. BOULANGER, J. FÖRSTER, C. BÖHLER, M. GALLUS, A. ULLAND, G. BIEGEL, T. BREHM, A. DANKLMAYER, Y. HURTAUD, “Analysis of radar sea clutter data acquired during the MARlene measurement campaign,” AP-S/URSI, Puerto Rico, July 2016.
- [C-52] V. FABBRO, L. FERAL, H. GALIEGUE, S. ROUGERIE, “3D to 2D approximation effect on propagation modeling, impact on scintillation indices in polar region,” International Beacon Satellite Symposium BSS-2016, Trieste, Italy, June 2016.
- [C-51] C.-A. L’HOUR, V. FABBRO, A. CHABORY, J. SOKOLOFF, “2D Modeling of the Atmospheric Refraction Based on Gaussian Beams”, EUCAP 2016, Davos Switzerland, June 2016.
- [C-50] S. ROUGERIE, S. ROCHEL, V. FABBRO, K. S. JACOBSEN, R. I. HANSEN, Y. L. ANDALSVIK, C. ROST, R. FLEURY, “Forecasting models of ionospheric scintillation in polar region”, ION GNSS, Portland, USA, Sept 2016.
- [C-49] S. ROUGERIE, M. AIT IGHIL, V. FABBRO, “Impact of GNSS receiver tuning on the estimation of scintillation index”, ION GNSS, Portland, USA, Sept 2016.
- [C-48] V. FABBRO, "Avancées sur la modélisation de la propagation par méthode équation parabolique", Journée ENVIREM, Gif sur Yvette, France, June 2015.
- [C-46] C. BOURLIER, H. LI, D. CVETKOVIC, S. BELLEZ, V. FABBRO, “Propagation et diffusion Radar microondes par une surface de mer en incidence rasante et dans un milieu stratifié”, Journées URSI France “Sonder la matière par les ondes électromagnétiques”, 2015, Paris.
- [C-45] V. FABBRO, J. FÖRSTER, G. BIEGEL, A. ULLAND, T. BREHM, J.P. MARCELLIN, X. BOULANGER, L. CASTANET, A. DANKLMAYER, Y. HURTAUD, "MARLENE:

Mediterranean RFC and sea clutter Environmental Experiment", 9th European Conference on Antennas and Propagation, EuCAP'2015, Lisbon, Portugal, April 2015. (conférence invitée)

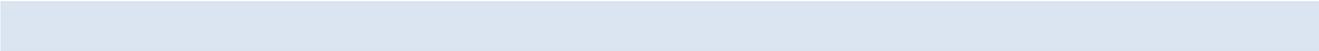
- [C-44] R. DOUVENOT , V. FABBRO , K. ELIS , Y. HURTAUD , "Comparison of Metrics for Clutter Data Comparison", 9th European Conference on Antennas and Propagation, EuCAP'2015, Lisbon, Portugal, April 2015.
- [C-43] F. LACOSTE, V. FABBRO, J. LEMORTON, G. DECERPRIT, R. FLEURY, P. PAGANI, J. LEMORTON, F. CARVALHO, S. ROUGERIE, "Trans-Ionospheric Propagation Experiment at HF-band: channel measurement and modelling", 9th European Conference on Antennas and Propagation, EuCAP'2015, Lisbon, April 2015.
- [C-42] C. BOURLIER, H. LI, V. FABBRO, "Radar propagation modeling using the boundary integral equations in a maritime environment with a duct", RADAR 2014 Lille France, October 2014,.
- [C-41] V. FABBRO, NOBLET M., LAHAYE R., P. NICOLAS, BOURLIER C., "Propagation modeling using the Split Step Fourier Method: Ground boundary conditions analysis and acceleration by GPU", RADAR 2014, Lille France, October 2014.
- [C-40] R. DOUVENOT, V. FABBRO, Y. HURTAUD, "The Detectable Double Atmospheric Ducts for RFC", APS (URSI), Memphis, USA, July 2014.
- [C-39] S. ANGELLIAUME, V. FABBRO, G. SORIANO AND C.A. GUERIN, "The GO-SSA extended model for all-incidence sea clutter modeling", *Geoscience and Remote Sensing Symposium (IGARSS), 2014 IEEE International* , 13-18 July 2014.
- [C-38] H. ORIOT, V. FABBRO, J. LEMORTON, "Effects of a magnetic storm on the coherence channel of P band satellite interferograms," EUSAR, Berlin, 2- 6 June, 2014.
- [C-37] H. GALIÈGUE, V. FABBRO, L. FÉRAL, F. CARVALHO, "Transionospheric Propagation Schemes: Analytical and Numerical Results for Dimensional Reduction," Eucap 2014, The Hague, The Netherlands, 6-11 April 2014.

- [C-36] D. BOSCHER, F. CARVALHO, V. FABBRO, J. LEMORTON, R. FLEURY, “Modelling ionospheric effects for L band GNSS receivers at high latitudes,” Eucap 2014, The Hague, 6-11 April 2014.
- [C-35] D. BOSCHER, V. FABBRO, J. LEMORTON, R. FLEURY, F. CARVALHO, “Empirical modelling of the ROTI at high latitudes for L band ionospheric channel studies”, ESWW (European Space Weather Week) 2013, Antwerp Belgium, November 2013.
- [C-34] F. LACOSTE, E. PERAGIN, V. FABBRO, R. FLEURY, K. DECNEUDT, J. LEMORTON, P. LASSUDRIE-DUCHESNE, F. CARVALHO, “Reactive TTC using HF transionospheric links: the HFPE technological experiment,” ETTC 2013– European Test & Telemetry Conference, 2013.
- [C-33] D. VANHOENACKER-JANVIER, P. BOUCHARD, L. BRÅTEN, V. FABBRO, C. KOUROGIORGAS, D. RODGERS, “Channel models for aeronautical and low elevation radio links,” Eucap 2013, GOTHENBURG, 8-12 April 2013.
- [C-32] F. LACOSTE, V. FABBRO, R. FLEURY, J. LEMORTON, P. LASSUDRIE-DUCHESNE, K. DECNEUDT, F. CARVALHO, E. PERAGIN, “Multiple Bounces Ionospheric Links for Earth-Satellite Communications at HF Band,” Eucap 2013, GOTHENBURG, 8-12 April 2013.
- [C-31] V. FABBRO, N. JEANNIN, K. DJAFRI, Y. BÉNIGUEL, T. DELOUES, D. VANHOENACKER-JANVIER, J. LEMORTON, “A propagation toolbox for advanced modeling of coherent propagation effects on active microwave remote sensing,” IGARSS 2012, 23-27 July, 2012, Munich.
- [C-30] A. DANKLMAYER, H. ESSEN, G. BIEGEL, J. FÖRSTER, M. BEHN, Y. HURTAUD, V. FABBRO, L. CASTANET, “Retrieval of the atmospheric propagation conditions over the sea surface based on sea clutter measurements,” IGARSS 2012, 23-27 July, 2012, Munich.
- [C-29] A. DANKLMAYER, H. ESSEN, G. BIEGEL, J. FÖRSTER, M. BEHN, Y. HURTAUD, L. CASTANET, AND V. FABBRO, “Recent Activities in the Area of mmW-signals Propagation Research with Respect to the Maritime Boundary Layer,” PIERS 2012, Moscow, 19-23 August, 2012.

- [C-28] V. FABBRO, N. JEANNIN, K. DJAFRI, J. LEMORTON, D. VANHOENACKER-JANVIER, “Scintillation modelling in troposphere using multiple phase screen”, ESA Workshop on Radiowave Propagation, ESA/ESTEC, Noordwijk, The Netherlands; 30 November -2 December 2011.
- [C-27] H. ESSEN, G. BIEGEL, J. FÖRSTER, M. BEHN, Y. HURTAUD, V. FABBRO, L. CASTANET AND R. DOUVENOT , “Determination of the Refractive Index in the Maritime Boundary Layer by Sea Clutter Measurements, 12th URSI Commission-F Triennial Open Symposium on Radio Wave Propagation and Remote Sensing,” Garmisch-Partenkirchen, Alpine-Bavaria, Germany, 8th – 11th March 2011.
- [C-26] J. LEMORTON, V. FABBRO, C. KOUROGIORGAS, P. BOUCHARD, D. ROGERS, L. LUINI, C. RIVA, D. VANHOENACKER-JANVIER, F. LACOSTE, L. BRATEN, L. CASTANET, “Review of Prediction Methods for Low-Elevation Aerospace Systems and New Achievements”, Eucap 2011, Roma, Avril 2011.
- [C-25] C. KOUROGIORGAS, L. FÉRAL, V. FABBRO, N. JEANNIN, J. LEMORTON, “Use of the HYCELL Model for Predicting Rain Attenuation on UAS Low Elevation Datalinks,” Eucap 2010, Barcelona, Avril 2010.
- [C-24] F. LACOSTE, F. CARVALHO, F. PEREZ FONTAN, A. NUNEZ FERNANDEZ, V. FABBRO, G. SCOT, “MISO and SIMO measurements of the Land Mobile Satellite propagation channel at S-band,” Eucap 2010, Barcelona, April 2010.
- [C-23] R. DOUVENOT, V. FABBRO, C. BOURLIER, J. SAILLARD, “A REAL-TIME RFC SYSTEM FOR RADAR COVERAGE PREDICTION,” RADAR 2009, Bordeaux, October 2009.
- [C-22] R. DOUVENOT, V. FABBRO, C. BOURLIER, J. SAILLARD, H.-H. FUCHS, H. ESSEN, “Refractivity from Sea Clutter Applied on VAMPIRA and Wallops' 98 Data,” RADAR 2008, Adelaide Australia, September 2008.
- [C-21] R. DOUVENOT, V. FABBRO, C. BOURLIER, J. SAILLARD, “Inverse Methods for Refractivity from Clutter,” RADAR 2008, Adelaide Australia, September 2008.

- [C-20] F.P. FONTAN, A. ABELE, B. MONTENEGRO, F. LACOSTE, [V. FABBRIO](#), L. CASTANET, B. SANMARTIN, P. VALTR, “Modelling of the land mobile satellite channel using a virtual city approach,” EUCAP 2007, Edinburg , November 2007.
- [C-19] H. ESSEN, H.H. FUCHS , A. PAGELS, S. STANKO, J. FORSTER, [V. FABBRIO](#), R. DOUVENOT, “Assessment of millimeter wave propagation over sea by experiment and simulation,” EUCAP 2007, Edinburg, November 2007.
- [C-18] R. DOUVENOT, [V. FABBRIO](#), C. BOURLIER , J. SAILLARD , H.-H. FUCHS, H. ESSEN, J. FÖRSTER, “Determination of Evaporation Duct Heights by an inverse Method,” SPIE 2007, Remote Sensing Europe, Florence, Italy, 2007.
- [C-17] R. DOUVENOT, [V. FABBRIO](#), H.H. FUCHS , H. ESSEN ,C. BOURLIER , J. SAILLARD, “Retrieving evaporation duct heights from measured propagation factors,” RADAR 2007, Edinburg, October 2007.
- [C-16] R. DOUVENOT , [V. FABBRIO](#), C. BOURLIER , J. SAILLARD, Y. HURTAUD, “Refractivity from clutter: Comparison between Genetic algorithm and Support Vector Machine methods,” EPNAV (Up to date ENVironment Picture for prediction of NAVal systems performances) workshop, Bruxelles, 7-8 Dec. 2006.
- [C-15] R. DOUVENOT, [V. FABBRIO](#), C. BOURLIER, J. SAILLARD, “Radar Coverage Prediction over Ocean: Duct Mapping using Least Squares Support Vector Machines,” EUCAP 2006, Nice, France Nov. 2006.
- [C-14] C. BOURLIER, N. PINEL, [V. FABBRIO](#), “Illuminated height PDF of a random rough surface and its impact on the forward propagation above oceans at grazing angles,” EUCAP 2006, Nice, France Nov. 2006.
- [C-13] [V. FABBRIO](#), L. CASTANET, “Characterisation and Modelling of Time Diversity in 20-50 GHz Band,” EUCAP 2006, Nice, France Nov. 2006.
- [C-12] [V. FABBRIO](#), C. BOURLIER, “Improvements of modelling by Parabolic Wave Equation above rough surface: Introduction of shadowing effect,” EUCAP 2006, Nice, France Nov. 2006.

- [C-11] A. GINESTET, V. FABBRO, J. SOKOLOFF, "Comparison of lateral terrain variation effects between Parabolic Wave Equation and Physical Optics models," LAPC - Loughborough Antennas & Propagation Conference, Loughborough (UK) April 2006.
- [C-10] S. CROCE, V. FABBRO, L. CASTANET, "Modelling of Time Diversity for Ka and Q/V band satellite communications," ECPS 2005 – Conférence Européenne Propagation et Systèmes, Brest, France, 15-18 March 2005.
- [C-9] A. GINESTET, V. FABBRO, J. SOKOLOFF, "Study of transversal propagation effects using 3D vector parabolic wave equation method," ECPS 2005 – Conférence Européenne Propagation et Systèmes, Brest, France, 15-18 March 2005.
- [C-8] V. FABBRO, P.F. COMBES, N. GUILLET, "Propagation modelling by Parabolic Wave equation for High Frequency Surface Wave Radar," Radar 2004, Toulouse, France, October 2004.
- [C-7] N. GUILLET, V. FABBRO, C. BOURLIER, P.F. COMBES, "Low grazing angle propagation above rough surface by the Parabolic Wave Equation," IGAARS, Toulouse, France, July 2003.
- [C-6] V. FABBRO, N. GUILLET, P.F. COMBES, "Innovative improvements of the Parabolic Wave Equation method for radiowave propagation modelling," ICAP 2003, Exeter, Avril 2003.
- [C-5] N. GUILLET, V. FABBRO, P.F. COMBES, "Calcul de la propagation en milieu hétérogène et au-dessus de surfaces réalistes par la méthode de l'Equation Parabolique," Propagation électromagnétique dans l'atmosphère du décimétrique à l'angström, Rennes, Mars 2002.
- [C-4] V. FABBRO, N. DOUCHIN, LEMORTON JOEL, HURTAUD YVONICK, "Modélisation de la propagation sol-sol en V/UHF en environnement forestier," Propagation électromagnétique dans l'atmosphère du décimétrique à l'angström, Rennes, Mars 2002.

- [C-3] [V. FABBRO](#), P.F. COMBES, N. DOUCHIN, “Propagation effects above the sea surface on radar Cross Section calculation,” QUARTZ 99, Vol 2, Brest, France May 1999.
- [C-2] [V. FABBRO](#), P.F. COMBES, N. DOUCHIN, “Backscattering by a target in a heterogeneous environment over a rough sea surface,” JINA 98, p.469, Nice, France, 1998.
- [C-1] [V. FABBRO](#), P.F. COMBES, N. DOUCHIN, “Diffraction of an electromagnetic wave on a target in an heterogeneous environment. Application to low altitude radar detection above the sea surface,” PIERS 98, Vol. 2, p.746, Nantes France, July 1998.
- 

A.4 ENSEIGNEMENTS

J'interviens chaque année pour les enseignements suivants :

[Société des Amis de Sup'Aéro \(EuroSAE\)](#) :

- Travaux dirigés, stage ELT012: Antennes Réseaux (1.5 h).
- Cours et travaux dirigés, stage ELT029 : propagation terrestre (3 h), méthode équation parabolique (3 h), propagation ionosphérique (1.5 h), propagation en milieu urbain (1.5 h), réfraction et turbulence (1.5 h).

[UPS, Mastère 2 Pro. « Techniques Spatiales et Instrumentation »](#) : Cours et travaux dirigés en propagation ionosphérique et réfraction troposphérique (4.5 h).

Je suis également intervenu jusqu'en 2019 :

[ISAE, Mastère 2, module Liaisons Radiofréquences](#) : Cours et travaux dirigés en propagation ionosphérique et réfraction troposphérique (6 h).

A.5 REVUE D'ARTICLES SCIENTIFIQUES DANS DES JOURNAUX INTERNATIONAUX

J'ai été sollicité à de nombreuses reprises pour être examinateur d'articles soumis dans des journaux internationaux, j'ai notamment effectué les revues d'articles suivantes :

- pour Radio science, en février 2016 et juin 2008,
- pour IEEE Transactions on Antennas & Propagation, en janvier 2012,
- pour IEEE Geoscience and remote sensing letter, en juin 2011,
- pour IEEE Transactions on Vehicular Technology, en août 2012,
- pour Progress In Electromagnetic Research, en janvier 2005.

A.6 CHAIRMAN DE SESSIONS DANS DES COLLOQUES NATIONAUX ET INTERNATIONAUX

J'ai également été sollicité pour être chairman de sessions lors des événements suivants :

- Session « Other Propagation Topics », conférence Eucap 2015 à Lisbonne, Portugal,
- Session « Modélisation » du colloque ENVIREM 2015 (l'Environnement ElectroMagnétique des radars à l'horizon 2020 : quels enjeux en termes de modélisation et moyens de mesures).

A.7 PARTICIPATION A DES COMITES D'ORIENTATION DE RECHERCHE

J'ai participé au comité d'organisation et de revue d'ENVIREM 2015 et 2019 (l'Environnement ElectroMagnétique des radars à l'horizon 2020 : quels enjeux en termes de modélisation et moyens de mesures).

A.8 PARTICIPATION A DES JURYS DE THESE

J'ai été invité aux jurys de thèse suivants :

- Yohann BRELET, « Diffusion des ondes électromagnétiques par une surface rugueuse monodimensionnelle sous incidences modérées et rasantes : application au domaine maritime », Décembre 2008.
- Dusan CVETKOVIC, “Modeling of Radar Propagation and Diffraction over Sea Surfaces in the Presence of Ducts”, mars 2016.
- Thomas BONNAFONT, « Modélisation de la Propagation Atmosphérique d'Ondes Electromagnétiques sur de Longues Distances en 3D à Partir de la Transformée en Ondelettes », 26 Novembre 2020.

A.9 RESPONSABILITES SCIENTIFIQUES AU SEIN DE L'ONERA

Je suis responsable de la thématique « Propagation et Radiocommunications » au sein du Conseil Scientifique de Département de l'ONERA- DEMR depuis 2018.

A.10 ENCADREMENTS

THESES

[T- 10]

<i>Nom du candidat</i>	DAVID ECOFFET
<i>Diplôme</i>	<i>Thèse en cours</i>
<i>Sujet</i>	« Caractérisation et modélisation de l'ionosphère aux hautes latitudes pour la propagation des ondes électromagnétiques »
<i>Dates</i>	2019 – 2021
<i>Financement</i>	ONERA-CNES
<i>Directeurs de thèse</i>	<i>Pierre-Louis Blelly (UPS-IRAP) et Vincent Fabbro</i>
<i>Publications</i>	<i>1 conférence internationale</i>
<i>Situation actuelle du diplômé</i>	<i>Thèse en cours</i>

[T- 9]

<i>Nom du candidat</i>	FLORESTAN PLATZER
<i>Diplôme</i>	<i>Doctorat de l'Université de Toulon</i>
<i>Sujet</i>	« Modélisation du spectre Doppler radar d'une surface de mer en incidence rasante – Validation par confrontation à des mesures en environnement côtier »
<i>Dates</i>	2016 – 2019
<i>Financement</i>	ONERA- DGA
<i>Directeur de thèse</i>	<i>Marc Saillard (Université du Sud Toulon-Var-MIO)</i>
<i>Encadrant ONERA</i>	<i>Vincent Fabbro</i>
<i>Publications</i>	<i>2 publications à revue de rang A 1 conférence internationale</i>
<i>Situation actuelle du diplômé</i>	<i>Ingénieur de recherche ONERA</i>

[T- 8]

<i>Nom du candidat</i>	AURELIEN GALMICHE
<i>Diplôme</i>	<i>Doctorat de l'UPS</i>
<i>Sujet</i>	« Modélisation de la scintillation ionosphérique en zone équatoriale : application à l'inversion de signaux GNSS pour la caractérisation de la turbulence »
<i>Dates</i>	2015 – 2018
<i>Financement</i>	CNES-TAS-ONERA
<i>Directeurs de thèse</i>	<i>Vincent Fabbro et Laurent Féral (UPS-LAPLACE)</i>
<i>Publications</i>	<i>2 conférences internationales</i>

<i>Situation actuelle du diplômé</i>	<i>Ingénieur (TAS) puis examinateur au Bureau des brevets Européens</i>
--------------------------------------	---

[T- 7]

<i>Nom du candidat</i>	AYMERIC MAINVIS
<i>Diplôme</i>	<i>Doctorat de l'UPS</i>
<i>Sujet</i>	« Modélisation de la scintillation ionosphérique en zone équatoriale : application à l'inversion de signaux GNSS pour la caractérisation de la turbulence »
<i>Dates</i>	2015 – 2018
<i>Financement</i>	TOTAL-ONERA
<i>Directeur de thèse</i> <i>Co-directeur de thèse</i> <i>Co-encadrant ONERA</i>	<i>Bourlier Christophe (IETR-SHINE)</i> <i>Henri-José Mametsa (ONERA)</i> <i>Vincent Fabbro</i>
<i>Publications</i>	<i>2 publications à revue de rang A</i> <i>2 conférences internationales</i>
<i>Situation actuelle du diplômé</i>	<i>Ingénieur de recherche (ONERA)</i>

[T- 6]

<i>Nom du candidat</i>	CHARLES ANTOINE L' HOUR
<i>Diplôme</i>	<i>Doctorat de l'UPS</i>
<i>Sujet</i>	« Modélisation de la propagation en atmosphère inhomogène basée sur les faisceaux gaussiens »
<i>Dates</i>	2014 – 2017
<i>Financement</i>	ONERA-région MP
<i>Directeurs de thèse</i> <i>Encadrant ONERA</i>	<i>Jérôme Sokoloff (UPS-LAPLACE) et</i> <i>Alexandre Chabory (ENAC-EMA)</i> <i>Vincent Fabbro</i>
<i>Publications</i>	<i>2 publications à revue de rang A</i> <i>2 conférences internationales</i>
<i>Situation actuelle du diplômé</i>	<i>Ingénieur de recherche (ONERA)</i>

[T- 5]

<i>Nom du candidat</i>	HELENE GALIEGUE
<i>Diplôme</i>	<i>Doctorat de l'UPS</i>
<i>Sujet</i>	« Prédiction des effets ionosphériques sur la propagation des ondes électromagnétiques en bande L aux latitudes polaires »
<i>Dates</i>	2012 – 2015
<i>Financement</i>	ONERA-CNES
<i>Directeurs de thèse</i>	<i>Vincent Fabbro et Laurent Féral (UPS-LAPLACE)</i>
<i>Publications</i>	<i>1 publication à revue de rang A</i> <i>1 conférence internationale</i>
<i>Situation actuelle du diplômé</i>	<i>Enseignante chercheuse (ENAC)</i>

[T- 4]

<i>Nom du candidat</i>	CHARILAOS KOUROGIORGAS
<i>Diplôme</i>	<i>Thèse abandonnée pour des raisons de santé en mai 2011</i>
<i>Sujet</i>	« Utilisation du modèle HYCELL pour la prédiction de l'atténuation par la pluie »
<i>Dates</i>	2009 – 2011
<i>Financement</i>	ONERA-région
<i>Directeurs de thèse</i>	<i>Laurent Féral (UPS-LAPLACE) et Danièle Vanhoenacker-Janvier (UCL)</i>
<i>Encadrant ONERA</i>	<i>Vincent Fabbro</i>
<i>Publications</i>	<i>2 conférences internationales</i>
<i>Situation actuelle du diplômé</i>	Senior Telecoms Research Engineer at Atheros Analytics (UK)

[T- 3]

<i>Nom du candidat</i>	REMI DOUVENOT
<i>Diplôme</i>	<i>Doctorat de l'Université de Nantes</i>
<i>Sujet</i>	« Caractérisation temps réel des conduits de surface par techniques d'inversion de mesures de clutter de mer. Application à la prédiction de couverture de radars Marine de surface »
<i>Dates</i>	2005- 2008
<i>Financement</i>	DGA
<i>Directeurs de thèse</i>	<i>Joseph Saillard (IETR - IREENA) et Christophe Bourlier (IETR - SHINE)</i>
<i>Encadrant ONERA</i>	<i>Vincent Fabbro</i>
<i>Publications</i>	<i>5 publications à revue de rang A</i> <i>8 conférences internationales</i>
<i>Situation actuelle du diplômé</i>	Enseignant chercheur HDR (ENAC)

[T-2]

<i>Nom du candidat</i>	ARNAUD GINESTET
<i>Diplôme</i>	<i>Doctorat de l'UPS</i>
<i>Sujet</i>	« Modélisation de la propagation d'une onde électromagnétique sur des scènes de grande taille par résolution de l'équation parabolique 3D vectorielle »
<i>Dates</i>	2003 – 2007
<i>Financement</i>	ONERA
<i>Directeurs de thèse</i>	<i>Paul François Combes (UPS) et Jérôme Sokoloff (UPS)</i>
<i>Encadrant ONERA</i>	<i>Vincent Fabbro</i>
<i>Publications</i>	<i>1 conférence internationale</i> <i>1 conférence nationale</i>

<i>Situation actuelle du diplômé</i>	Responsable des Programmes Navigation/GNSS & Surveillance de l'Espace chez CS GROUP
--------------------------------------	---

[T-1]

<i>Nom du candidat</i>	NICOLAS GUILLET
<i>Diplôme</i> <i>Sujet</i>	<i>Doctorat de l'UPS</i> « Diffusion par une cible complexe d'une onde électromagnétique se propageant en milieu hétérogène au-dessus d'une surface irrégulière »
<i>Dates</i>	2000 - 2003
<i>Financement</i>	ONERA
<i>Directeur de thèse</i> <i>Encadrant ONERA</i>	<i>Paul François Combes (UPS)</i> <i>Vincent Fabbro</i>
<i>Publications</i>	<i>1 publications à revue de rang A</i> <i>3 conférences internationales</i> <i>1 conférence nationale</i>
<i>Situation actuelle du diplômé</i>	Gérant d'entreprise dans le bâtiment

POST DOC

2013 : KEVIN ELIS, « Développement et application de la technique RFC ».

STAGES

- [S-14] 2021 - LAURA PASSONI (MASTER 2 GENIE AEROSPATIAL ISAE-SUPAERO), « Modélisation des perturbations ionosphériques en zone équatoriale lors de la formation d'une image radar ».
- [S-13] 2021 - ARNAUD REMY (STAGE DE FIN D'ETUDE IMT-A), « Prédiction de la scintillation ionosphérique à haute latitude par approche Deep Learning ».
- [S-12] 2020 - ALEX BOAC (STAGE DE FIN D'ETUDE ENAC), « Modélisation de la climatologie ionosphérique des phénomènes turbulents induisant la scintillation ».
- [S-11] 2014 - ALESSANDRO TALARICO (STAGE DE FIN D'ETUDE POLITECHNICO DI MILANO), "Tropospheric scintillation effects: 3D/2D analytical and numerical approaches under spherical wave formalism".

- [S-10] 2012 - THOMAS VIDAL (STAGE DEUXIEME ANNEE ENAC), « Traitement de données de scintillation en bande L aux latitudes polaires ».
- [S-9] 2011 - FABRICE ALGER (STAGE DE FIN D'ETUDE ENAC), « Modélisation de la scintillation ionosphérique ».
- [S-8] 2009 - JEROME CAPELL (MASTER 2 TECHNIQUES SPATIALES ET INSTRUMENTATION), « Modélisation de la scintillation troposphérique à basse altitude ».
- [S-7] 2007 - JEAN-CHRISTOPHE POISSON (MASTER 2 TECHNIQUES SPATIALES ET INSTRUMENTATION), « Influence de la turbulence atmosphérique sur la propagation d'ondes radioélectriques à basse altitude au-dessus de la mer ».
- [S-6] 2006 - IA DAVOUT (MASTER 2 MATHÉMATIQUES POUR L'INDUSTRIE ET LA PHYSIQUE), « Modélisation de la propagation par méthode de l'équation parabolique grand angle ».
- [S-5] 2005 - RÉMI DOUVENOT (STAGE DE FIN D'ETUDE ENAC), « Refractive index modelling from radar sea echo ».
- [S-4] 2004 - JOSE LABOURET (STAGE DE FIN D'ETUDE ENSICA), « Estimation de l'indice de réfraction atmosphérique par inversion des échos radar de mer ».
- [S-3] 2003 - ARNAUD GINESTET (STAGE DE DEA MICROONDES ET TELECOMMUNICATIONS OPTIQUES), « Modélisation de la propagation par méthode équation parabolique 3D ».
- [S-2] 2002 – PABLO BOUBET (STAGE DE FIN D'ETUDE ENSEEIHT), « Calcul de la propagation par méthode hybride. Application des conditions limites NLBC pour les émetteurs à haute altitude ».
- [S-1] 2000 - NICOLAS GUILLET (STAGE DE DEA MICROONDES ET TELECOMMUNICATIONS OPTIQUES), « Calcul de la propagation par la méthode de l'équation parabolique horizontale ».

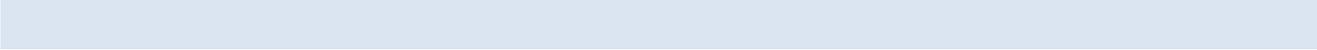
PARTIE B : DESCRIPTION DES ACTIVITES DE RECHERCHE

ACRONYMES

BIE	Boundary Integral Equations
CEAT	Centre d'Essais Aéronautiques de Toulouse
CESBIO	Centre d'Etudes Spatiales de la BIOSphère
CHAIN	Canadian High Arctic Ionospheric Network
CNES	Centre d'Etudes Spatiales
COSPAR	COmittee on SPace Research
DEA	Diplôme d'Etudes Approfondies
DEMR	Département Electromagnétisme et Radar
DF	Différences Finies
DGA	Direction Générale de l'Armement
DLR	Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt - Centre de recherche allemand sur l'aéronautique et l'espace
DMFT	Discrete mixed Fourier Transform
DTU	Technical University of Denmark
DUT	Diplome Universitaire Technologique
EM	ElectroMagnétique
EMA	ElectroMagnetics and Antennas research group
ENAC	Ecole Nationale de l'Aviation Civile
EPEE	Enhanced Parabolic wave Equation Emulator
ESA	European Space Agency
FB	Forward-Backward
FBC	Fresnel Boundary condition
FFT	Fast Fourier Transform
GBAR	Gaussian Beam for Atmospheric Refraction method
GNET	Greenland GPS Network
GNSS	Global Navigation Satellite System
HAPEE	High lAtitude ionospheric disturbances Positioning Error Estimator
IETR	Institut d'Électronique et des Technologies du numéRique
IRAP	Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie

IREENA	Institut de recherche en Énergie Électrique de Nantes Atlantique
IRI	International Reference Ionosphere
ISWAT	International Space Weather Action Teams
ITU	International Telecommunication Union
LAPLACE	LABoratoire PLAsma et Conversion d'Énergie
LBC	Leontovitch Boundary condition
LOS	Line Of Sight
LT	Local Time
LS-SVM	Least-Square Support Vector Machine
MARLENE	Mediterranean RFC and cLutter ENvironmental Experiment
MIO	Méthode d'Interpolation d'ordre 0
MIO	Institut Méditerranéen d'Océanologie
Mlat	Magnetic latitude
MLT	Magnetic Local Time
MPS	Multiple Phase Screen
NMA	Norwegian Mapping Authority
NOSA	Norwegian Space Agency
NRCS	Normalized Radar Cross Section
ONERA	Office National d'Études et de Recherches Aéronautiques
PER	Propagation Environnement et Radiocommunications
PSD	Power Spectral Density
PWE	Parabolic Wave Equation
RO	Radio-Occultation
ROTI	Rate Of change of TEC Index
RSO	Radar à Synthèse d'Ouverture
SER	Surface Equivalente Radar
SHINE	SAR & Hyperspectral multi-modal Imaging and signal processing, Electromagnetic modeling
STIPEE	Software Tool for Ionospheric Propagation Events Evaluation
SSA	Small Slope Approximation
SSA-SW	Space Situational Awareness - Space Weather
SVM	Support Vector Machine

SWAN	Space Weather impact on Arctic Navigation
SWIGPAD	Space Weather Impact on GNSS Performance: Application Development
TAS	Thales Alenia Space
TEC	Total Electron Content
UPC	Universitat Politècnica de Catalunya
UPS	Université Paul Sabatier
WRF	Weather Research and Forecasting



B.1 INTRODUCTION

J'ai été embauché en 2001 dans l'unité « Antenne et Propagation Radioélectrique » de l'ONERA/DEMR. Même si au départ une partie de mes études fut dédiée à des applications du domaine « Antenne », l'essentiel de mes travaux de recherches concerne la propagation des ondes radioélectriques dans l'atmosphère, et son impact sur les systèmes radar ou de télécommunications. Ces systèmes peuvent couvrir une large gamme de fréquences allant des très basses fréquences (quelques centaines de kHz) jusqu'aux hyperfréquences (soit quelques dizaines de GHz), et en fonction de la fréquence, l'onde électromagnétique émise interagit différemment avec le milieu traversé. Parallèlement à cette thématique « propagation » on peut décliner différents environnements qui, suivant la longueur d'onde, auront un impact variable sur la propagation des ondes électromagnétiques. Ainsi citons l'environnement marin, le sol et la végétation, la troposphère ou l'ionosphère. A travers mes travaux de recherche à l'ONERA et jusqu'à aujourd'hui, j'ai eu la chance de travailler sur la propagation des ondes dans ces milieux. C'est ainsi par thématiques liées à ces différents environnements et à leurs effets sur la propagation des ondes électromagnétiques que sont présentés mes travaux dans ce document. Dans les paragraphes suivants, mes activités de recherche sont donc décrites selon les items :

- Section B.2 Activités liées à l'environnement maritime,
- Section B.3 Activités liées à la propagation troposphérique,
- Section B.4 Activités liées à la propagation ionosphérique.

B.2 ACTIVITES LIEES A L'ENVIRONNEMENT MARITIME

B.2.1 INTRODUCTION

L'analyse et la modélisation de la propagation des ondes électromagnétiques à basse altitude au-dessus de la mer a été mon premier champ d'expertise. J'y ai été initié par mes travaux de thèse sur la modélisation de la propagation par la méthode dite de « l'équation parabolique », travaux que j'ai ensuite poursuivis une fois embauché à l'ONERA. Il s'agit donc de modéliser le problème direct de la propagation des ondes en milieu maritime, à basse élévation et faible altitude, configuration potentiellement sujette à de forts effets de réfraction impactant la portée des systèmes radioélectriques. Le paragraphe suivant B.2.2 est dédié à la description de la modélisation de ce problème direct. Les solutions obtenues étant très efficaces, elles ont ouvert le champ des possibles au problème inverse dans lequel j'ai pu m'investir à travers des travaux d'encadrement de thèse. Les travaux de recherche réalisés sur ce problème inverse sont résumés en section B.2.3. Ensuite, une campagne expérimentale pour tester ce concept d'inversion nous a donné accès à des mesures de fouillis de mer à incidence rasante. Je me suis donc intéressé à l'analyse de ces données et à la modélisation du fouillis dans ces conditions. Ces travaux sont synthétisés en section B.2.4. Selon cette chronologie, les sections suivantes présentent mes travaux sur la propagation des ondes en milieu maritime et sur l'interaction des ondes avec ce milieu.

B.2.2 MODELISATION DE LA PROPAGATION EN ENVIRONNEMENT MARIN : PROBLEME DIRECT

B.2.2.1 CONTEXTE

L'impact du milieu marin sur les systèmes hyperfréquences est, au premier ordre, caractérisé par deux phénomènes. Le premier est la réfraction atmosphérique, pouvant conduire à de forts effets de guidage à la traversée de structures atmosphériques spécifiques, fréquentes au-dessus de la mer. Le second est créé par la surface de mer induisant des effets de réflexion et de diffraction, simples ou multiples. Ces interactions avec la surface de mer jouent sur la propagation avant mais génèrent également des échos (ou fouillis) rétrodiffusés vers le récepteur pouvant occasionner une désensibilisation des systèmes radar. A ces effets de propagation typiques de l'environnement marin s'ajoutent des effets troposphériques du second ordre (atténuation par les gaz, par les précipitations, scintillation, ...) pouvant toutefois devenir significatifs au-delà de quelques dizaines de gigahertz. Certains (la scintillation notamment) feront ainsi l'objet de travaux spécifiques dans les sections B.3 et B.4 dédiées respectivement à la modélisation de la propagation dans une troposphère et une ionosphère turbulente.

Une méthode très efficace pour la prise en compte des principaux effets de propagation avant sur de longues distances est la méthode dite de l'équation parabolique. Cette méthode consiste à approximer l'équation d'Helmholtz en supposant que la propagation s'effectue uniquement en avant et essentiellement autour d'un axe principal (approximation paraxiale). Elle a été développée dans les années 1940 à 1970, en grande partie par Leontovitch et Fock [Leontovitch and Fock, 1946][Fock, 1965]. Dans les années 1970, Hardin et Tappert [Hardin and Tappert, 1977] ont proposé l'algorithme de « Split-Step Fourier » (SSF) qui est aujourd'hui classiquement utilisé pour son efficacité. Cette méthode itérative permet la prise en compte des variations d'indice atmosphérique en altitude et en distance, tout le long du trajet de l'onde électromagnétique.

Nous avons développé à l'ONERA une série d'algorithmes permettant la résolution de l'équation parabolique, par différences finies [Douchin et al., 1994][Fabbro, 1999], ou par méthode Split-Step Fourier [Douchin et al., 1994][Fabbro et al., 2005][Fabbro et al., 2014], avec différents développements asymptotiques de l'opérateur de propagation amenant différents domaines de validités angulaires [Dargeou, 1997], pour des résolutions de l'équation d'onde parabolique en considérant comme direction privilégiée l'axe vertical ou Horizontal [Davout, 2006], en 2D ou même en 3D [Ginestet, 2007]. La méthode de résolution nommée PWE-SSF (Parabolic Wave Equation-Split Step Fourier) est la plus usitée car la plus efficace du fait de l'utilisation de transformées de Fourier rapide (FFT – Fast Fourier Transform). Ses fondements sont rappelés dans les paragraphes suivants avec un focus particulier sur l'introduction de la condition limite au sol.

B.2.2.2 METHODE PWE-SSF

Dans les équations qui suivent, nous supposons que le champ électromagnétique propagé a une dépendance temporelle en $e^{-i\omega t}$ avec ω la pulsation du signal liée à la fréquence f par $\omega = 2\pi f$. Cette dépendance harmonique est implicite dans les relations qui suivent et n'est omise que par soucis de concision.

Le problème de la propagation au-dessus de la surface terrestre à grande distance est ramené à un problème 2D en repère cartésien (cf. Figure 1.a) dans un plan vertical (xz) passant par l'émetteur et le récepteur. La sphéricité de la Terre, illustrée en Figure 1.b, est implicitement prise en compte dans le schéma de résolution dans le plan cartésien (xz) par l'introduction d'un indice de réfraction modifié $m(x, z) = n(x, z) + \frac{z}{a}$ où $n(x, z)$ désigne l'indice de réfraction de l'atmosphère [Pekeris, 1946][Levy, 2000], a est le rayon terrestre (soit environ 6370 km), x la distance curviligne à la surface de la terre et z l'altitude (considérée ici faible par rapport au rayon terrestre).

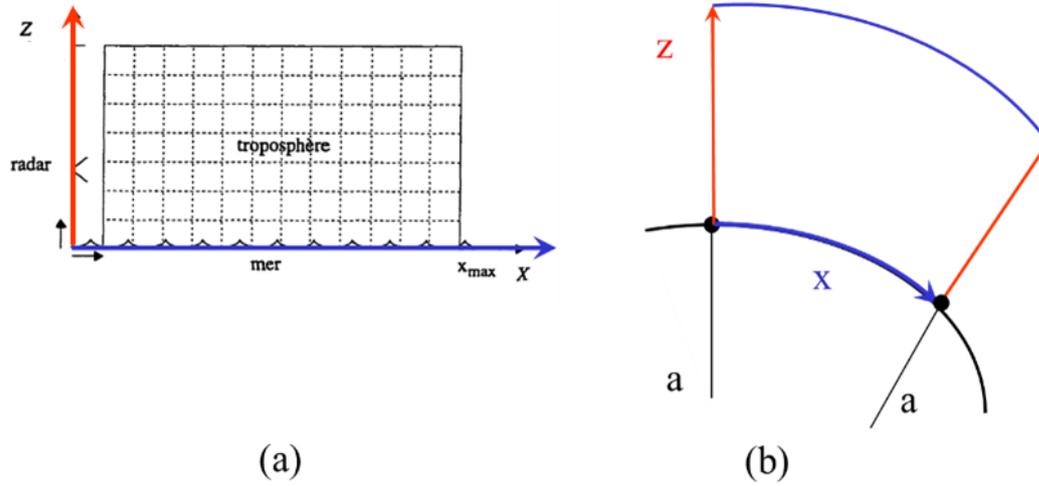


Figure 1 : (a) Représentation de la géométrie 2D cartésienne de résolution de la PWE, (b) représentation de la géométrie Terre sphérique sous-jacente.

Le problème est ramené en 2D grâce au changement de variable [Levy, 2000] :

$$\begin{cases} \text{Polarisation H: } u = e^{+z/2a} \sqrt{k_0 a \sin(x/a)} E_\phi(r) \\ \text{Polarisation V: } u = e^{+z/2a} \frac{\sqrt{k_0 a \sin(x/a)}}{n(x,z)} H_\phi(r) \end{cases} \quad (1)$$

où k_0 est le nombre d'onde dans le vide, E_ϕ et H_ϕ sont les composantes perpendiculaires au plan de propagation vertical du champ électromagnétique propagé, en polarisation H et V respectivement¹. On cherche donc à modéliser la variable réduite u caractérisant la propagation du champ transverse.

Ainsi, le domaine de propagation est ramené à deux dimensions, en négligeant les effets transverses à ce plan, et le point de départ de la méthode de l'équation parabolique 2D est l'équation d'Helmholtz en 2D:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k_0^2 m(x,z)^2 \right) u = 0 \quad (2)$$

¹ En convention télécom ou radar, la polarisation H correspond à un champ électrique perpendiculaire au plan de propagation et parallèle au sol, en polarisation V c'est le champ magnétique qui est perpendiculaire au plan de propagation et parallèle au sol.

dans laquelle $m(x, z)$ est l'indice de réfraction modifié précédemment introduit. La propagation est modélisée le long de l'axe horizontal x alors que z est l'axe vertical. On peut faire apparaître l'opérateur pseudo-différentiel $Q = \sqrt{\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k_0^2 m^2(x, z)}$ et l'équation devient $(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + Q^2)u = 0$.

En considérant que l'indice de réfraction atmosphérique varie très lentement en distance et en altitude, (ce qui autorise la commutation des opérateurs $\frac{\partial}{\partial x}$ et Q), l'équation (2) se factorise selon :

$$\left(\frac{\partial}{\partial x} + iQ\right)\left(\frac{\partial}{\partial x} - iQ\right)u = 0, \quad (3)$$

qui se ramène en ne considérant que la propagation avant à l'équation :

$$\frac{\partial u}{\partial x} = iQu = i\left(\sqrt{\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k_0^2 m(x, z)^2}\right)u. \quad (4)$$

On rappelle alors la définition de l'indice de réfraction modifié : $m(x, z) = M(x, z)10^{-6} + 1$, avec $M(x, z)$ le coindice de réfraction modifié. Considérant que $m(x, z)$ est très proche de 1 (car $M(x, z)$ est de l'ordre de 300 unités M) on peut appliquer un développement limité au premier ordre du carré :

$$m(x, z)^2 = (1 + M(x, z)10^{-6})^2 \approx (1 + 2M(x, z)10^{-6}). \quad (5)$$

Grace à cette simplification, une approximation est introduite dans l'opérateur Q , proposée par Feit et Fleck [Feit and Fleick, 1978] :

$$Q \approx \sqrt{\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k_0^2} + k_0 M(x, z)10^{-6}. \quad (6)$$

Cette approximation est dite grand angle car elle est sensiblement meilleure qu'un développement limité au premier ordre de la racine carré de l'équation (4) [Kuttler, 1999]. On recherche ensuite une solution correspondant aux ondes propagées en avant sous la forme :

$$u(x + \delta x, z) = e^{iQ\delta x}u(x, z). \quad (7)$$

Sachant que l'indice de réfraction varie lentement avec la distance, le pas itératif δx est choisi suffisamment petit ($\sim 100\text{m}$) pour négliger ses variations entre x et $x + \delta x$. Dans ces conditions, la solution (7) devient:

$$u(x + \delta x, z) = e^{i(A+B)\delta x}u(x, z) \text{ avec } \begin{cases} A = k_0 M(x, z)10^{-6} \\ B = \sqrt{\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k_0^2} \end{cases}. \quad (8)$$

Les variations de l'indice atmosphérique en altitude et distance étant lentes, les deux opérateurs A et B vont être appliqués dans les domaines réel et spectral respectivement. En toute rigueur, les opérateurs

A et B ne sont pas commutatifs, l'erreur associée peut être réduite par l'application du terme de réfraction en deux fois [Levy, 2000], selon :

$$u(x + \delta x, z) = e^{i\left(\frac{A}{2} + B + \frac{A}{2}\right)\delta x} u(x, z). \quad (9)$$

Sous cette forme, l'équation est résolue de manière itérative dans le sens de la propagation, en appliquant à chaque itération deux transformées de Fourier suivant la dimension verticale. On obtient alors la résolution de l'équation parabolique par la méthode dite SSF (Split-Step Fourier):

$$u(x + \delta x, z) = e^{ik_0\delta x\left(\frac{M.10^{-6}}{2}\right)} f_{1D}^{-1} \left(e^{ik_x\delta x} f_{1D} \left(u(x, z). e^{ik_0\delta x\left(\frac{M.10^{-6}}{2}\right)} \right) \right) \quad (10)$$

$$\text{avec } k_x = \begin{cases} \sqrt{k_0^2 - k_z^2} & \text{si } |k_z| \leq k_0 \\ i\sqrt{k_z^2 - k_0^2} & \text{si } |k_z| > k_0 \end{cases},$$

et où f_{1D} et f_{1D}^{-1} sont les transformées de Fourier 1D directe et inverse selon l'axe vertical z , soit

$$u(x + \delta x, z) = e^{ik_0\delta x\left(\frac{M.10^{-6}}{2}\right)} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{ik_x\delta x} e^{ik_z z} \frac{dk_z}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \left(u(x, z). e^{ik_0\delta x\left(\frac{M.10^{-6}}{2}\right)} \right) e^{-ik_z z} dz. \quad (11)$$

Notons qu'aux fréquences micro-ondes et pour une incidence très rasante, le coefficient de réflexion du sol (ou de la mer) tend vers la valeur -1. Alors, la transformée en sinus, induisant une solution impaire par rapport à la surface, peut être introduite à la place de la transformée de Fourier complète dans l'équation itérative (11). En revanche, pour les incidences non rasantes la prise en compte d'un sol diélectrique peut s'avérer plus problématique : ce point est plus spécifiquement développé dans la section suivante.

Par ailleurs, cette méthode de calcul PWE-SSF sera reprise et déclinée sous différentes formes dans ce manuscrit car je l'ai appliquée dans des contextes de propagation différents.

B.2.2.3 CONDITION LIMITE AU SOL

La méthode PWE-SSF est ici présentée en considérant la condition limite au sol proposée par Leontovitch ainsi que la condition limite permettant d'introduire les coefficients de réflexion et de transmission de Fresnel. Cette 2^{ème} approche utilisant les coefficients de Fresnel est plus rigoureuse, ayant notamment l'avantage de calculer l'onde transmise dans le sol, même si celle-ci s'affaiblit très vite aux fréquences microondes. Ainsi, dans cette section les limites de l'approximation introduite par Leontovitch sont recherchées sur des matériaux réalistes, puis discutées. Pour comparer les deux approches, des résultats aux fréquences microondes et à l'incidence de pseudo-Brewster sont présentés.

Pour simplifier les formulations et concentrer l'analyse sur la prise en compte des conditions limites au sol, négligeons dans un 1^{er} temps les effets de réfraction en considérant une propagation en espace libre (i.e., indice $m(x, z) = 1$ ou de façon équivalente le coindice $M(x, z) = 0$). Par ailleurs, nous désignons par $\tilde{u}(x, k_z)$ la transformée de Fourier en z de $u(x, z)$ conformément à:

$$\tilde{u}(x, k_z) = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-ik_z z} u(x, z) dz. \quad (12)$$

On introduit la réflexion sur le sol dans le domaine spectral, dont le rayonnement est pondéré par le coefficient de réflexion $\Gamma(k_z)$. La nouvelle solution avec prise en compte du sol est² [Janaswamy, 2001][Gilbert and Di, 1993] :

$$u(x + \delta x, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{ik_x \delta x} e^{ik_z z} [\tilde{u}(x, k_z) + \Gamma(k_z) \tilde{u}(x, -k_z)] \frac{dk_z}{2\pi}. \quad (13)$$

Le coefficient de réflexion de Fresnel s'écrit dans le domaine spectral sous la forme:

$$\Gamma(k_z) = \frac{k_z - k_g}{k_z + k_g} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} k_z = k_0 \sin \theta & ; & k_x = k_0 \cos \theta \\ k_g = k_{gH} = \sqrt{k_0^2 n_g^2 - k_x^2} & \text{(polarisation H)} \\ k_g = k_{gV} = \frac{\sqrt{k_0^2 n_g^2 - k_x^2}}{n_g^2} & \text{(polarisation V)} \end{cases} \quad (14)$$

$$n_g^2 = \epsilon_r + i60\sigma\lambda$$

et où θ est l'angle caractérisant la propagation de l'onde par rapport à l'horizontale (ou angle de rasance), ϵ_r la permittivité relative, σ la conductivité du sol et λ la longueur d'onde. Sous l'hypothèse d'un angle d'illumination θ rasant alors $k_x = k_0 \cos \theta \simeq k_0$ et k_g est simplifié selon :

² L'intégration sur le domaine spectral de cette solution fait apparaître un pôle dû au dénominateur du coefficient de réflexion, non reporté ici : l'onde de Zenneck [Zenneck, 1907]. Ce terme peut être négligé aux fréquences microondes.

$$\begin{cases} k_{gH} \cong \sqrt{k_0^2(n_g^2 - 1)} \\ k_{gV} \cong \frac{\sqrt{k_0^2(n_g^2 - 1)}}{n_g^2} \end{cases} . \quad (15)$$

En introduisant cette approximation dans le coefficient de réflexion de l'équation (14), en se plaçant à l'altitude $z = 0$ et avec $\delta x = 0$, on obtient la condition limite de Leontovitch [Leontovitch,1949], sous la forme :

$$\left. \frac{\partial u}{\partial z} \right|_{z=0} + ik_g u(z = 0) = 0. \quad (16)$$

Dans la pratique, la résolution numérique PWE-SSF-LBC (avec LBC pour Leontovitch Boundary Condition) avec condition limite de Leontovitch peut induire un problème numérique pour certains matériaux, typiquement aux fréquences microondes [Sprouse, 2012]. Son origine tient en l'incidence de Brewster θ^B (aussi nommée incidence de pseudo-Brewster pour un matériau à pertes) pour laquelle il n'y a plus de réflexion. En analysant le coefficient de réflexion équation (14), on peut remarquer la propriété suivante

$$\Gamma(\theta) = \frac{1}{\Gamma(-\theta)} . \quad (17)$$

Cette propriété induit un coefficient de réflexion tendant vers l'infini lorsque k_z tend vers $-k_g$. L'incidence correspondante est $-\theta_B$, avec θ_B l'incidence de pseudo-Brewster. Cette dernière dépend du matériau dont le sol est constitué. A titre d'illustration, la Figure 2 ci-dessous présente le module du coefficient de réflexion spectral pour 4 matériaux typiques (mer, sol humide, moyennement sec et très sec) à 1 GHz en polarisation verticale. Les caractéristiques diélectriques choisies sont les valeurs proposées par l'Union Internationale de Télécommunications [ITU-R P.527-5].

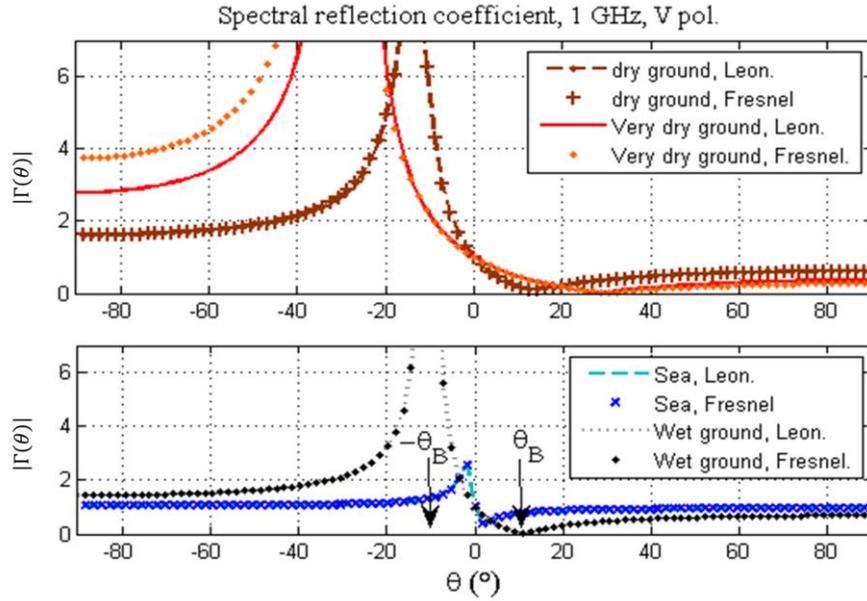


Figure 2 : Comparaison des coefficients de réflexion spectraux de Fresnel (croix) et Leontovitch (traits continus ou discontinus), en polarisation V à 1 GHz. Graphe du haut : sur sol moyennement sec et sol très sec, graphe du bas : sur mer et sol humide [Fabbro et al., 2014].

On constate la très importante discontinuité du module du coefficient de réflexion à l'incidence $-\theta_B$, pour les matériaux sol humide, moyennement sec et très sec. Les angles $-\theta_B$ et θ_B sont indiqués par des flèches sur la Figure 2, graphe du bas, pour le cas sol humide. Afin d'éviter ce souci, on multiplie la partie spectrale de l'équation PWE (13), $\tilde{u}_T(x, k_z) = [\tilde{u}(x, k_z) + \Gamma(k_z)\tilde{u}(x, -k_z)]$, par le dénominateur de $\Gamma(k_z)$, soit $(k_z + k_g)$ et on obtient une nouvelle variable w :

$$w(x + \delta x, z) = \quad (18)$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} e^{ik_x \delta x} e^{ik_z z} [(k_z + k_g)\tilde{u}(x, k_z) + (k_z - k_g)\tilde{u}(x, -k_z)] \frac{dk_z}{2\pi}$$

$$= \int_{-\infty}^{+\infty} e^{ik_x \delta x} e^{ik_z z} (k_z + k_g)\tilde{u}_T(x, k_z) \frac{dk_z}{2\pi}.$$

La difficulté réside alors dans le calcul de $u_T(x + \delta x, z)$ à partir de $w(x + \delta x, z)$.

Pour l'approche PWE-SSF-LBC, k_g est une constante complexe et ce problème peut être résolu. On a alors dans le domaine spectral $\tilde{w}(x + \delta x, k_z) = (k_z + k_g)\tilde{u}_T(x + \delta x, k_z)$. La transformée de Fourier

inverse de $k_z \tilde{u}_T(x + \delta x, k_z)$ est $-i \frac{du_T(x+\delta x, z)}{dz}$. En utilisant cette propriété, $u_T(x + \delta x, z)$ est la solution de l'équation différentielle du premier ordre suivante :

$$w(x + \delta x, z) = -i \frac{du_T(x+\delta x, z)}{dz} + k_g u_T(x + \delta x, z). \quad (19)$$

Remarquons que si $w(z = 0) = 0$, cette équation est la condition limite de Leontovitch (voir équation (16)). Ce changement de variable, associé à l'utilisation de transformées en sinus imposant une solution impaire et nulle en $z=0$, permet donc d'appliquer la condition limite de Leontovitch.

Dockery et Kuttler utilisent ce même changement de variable dans la résolution DMFT (Discrete Mixed Fourier Transform) [Dockery and Kuttler, 1996]. On démontre ainsi que la méthode DMFT permet de considérer implicitement un coefficient de réflexion sous hypothèse de Leontovitch. La résolution numérique de la DMFT n'est pas présentée ici, pour plus de détails le lecteur pourra se référer à [Levy, 2000][Dockery and Kuttler, 1996].

Afin d'illustrer les résultats obtenus, un calcul de la propagation à 1GHz est proposé. Celui-ci est comparé à une solution asymptotique de type rayon calculant la réflexion avec les coefficients de Fresnel, au-dessus d'un sol lisse, en polarisation V. L'émetteur est une source isotrope idéale, à une hauteur de 10 m au-dessus du sol et l'on visualise la verticale du facteur de propagation (soit le champ propagé en présence du sol normalisé par le champ propagé en espace libre) à une distance de 5 km. 4 graphes sont reportés correspondants aux 4 matériaux précédemment considérés : a. mer, b. sol humide, c. sol moyennement sec, d. sol très sec. On constate une excellente concordance des résultats de la méthode PWE-SSF-LBC avec l'approche asymptotique deux rayons. Sur les différentes courbes correspondant aux quatre matériaux sélectionnés on retrouve les incidences de pseudo-Brewster où l'enveloppe de la figure d'interférences devient la plus faible : ~463 mètres d'altitude sur mer (soit une incidence de 5.4°), ~899 mètres sur sol humide (incidence de 10.3°), ~1283 mètres sur sol moyennement sec (incidence 14.5°) et ~2877 mètres pour un sol très sec (incidence de 30°).

Les résultats obtenus en incidence pseudo-Brewster sur surface lisse montrent que la condition limite de Leontovitch donne des résultats quasi-identiques à ceux de l'approche utilisant les coefficients de réflexion de Fresnel. Cependant, si l'on effectue un zoom sur le cas d'un sol très sec (Figure 3.e) autour de l'incidence de pseudo Brewster à 30° on peut voir un petit décalage vertical entre les résultats de la PWE-SSF-LBC et l'approche asymptotique. Ce dernier est lié à l'incidence de pseudo-Brewster qui est sensiblement différente avec l'approche Leontovitch et apparaît sur ce cas à 28.1° au lieu de 30° avec le coefficient de Fresnel. Le facteur de propagation, résultant de la combinaison du trajet direct et réfléchi, est donc décalé verticalement.

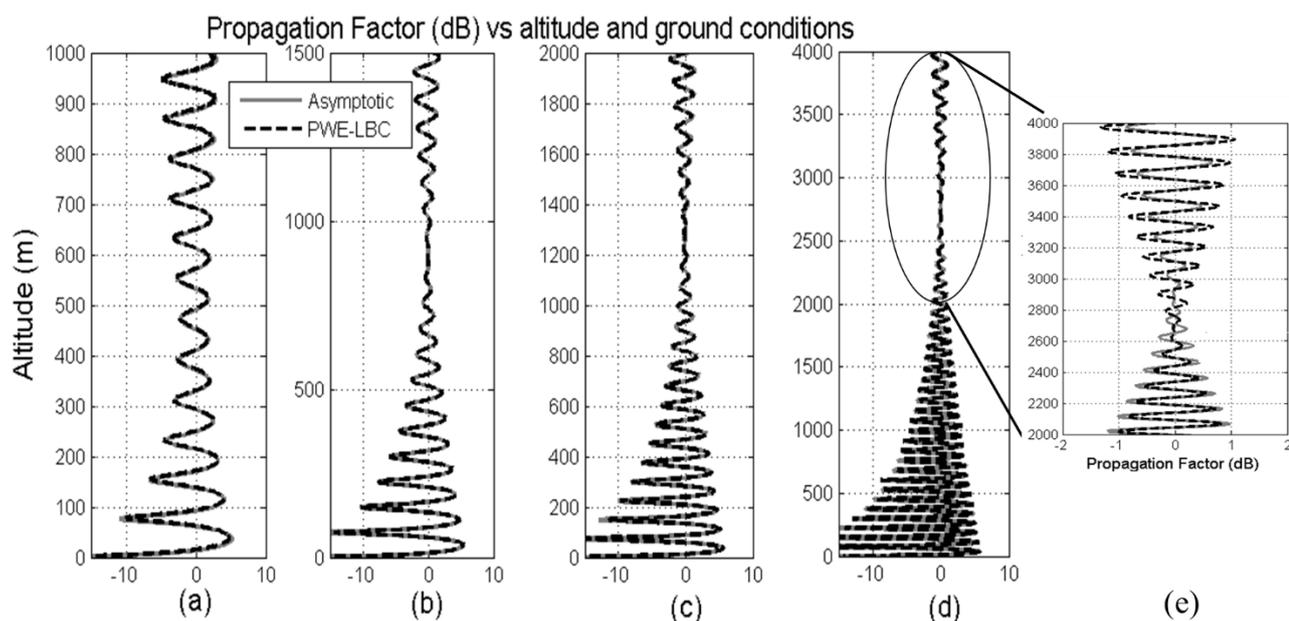


Figure 3 : Facteur de propagation en polarisation V, comparaison méthode PWE-SSF-LBC et méthode asymptotique (rayon), a) mer, b) sol humide, c) sol moyennement sec, d) sol très sec. En figure e), zoom autour de l’incidence de pseudo-Brewster dans le cas d’un sol très sec (extraits de [Fabbro et al., 2014]).

En conclusion, l’approximation de Leontovitch se révèle une très bonne approximation pour la modélisation de la propagation au-dessus d’un sol en incidence rasante, qu’il faut toutefois considérer avec prudence pour les matériaux à faible constante diélectrique aux angles proches de l’incidence de pseudo-Brewster.

B.2.2.4 COMPARAISON A LA METHODE DES MOMENTS

Les codes de résolution de la PWE développés à l’ONERA ont été validés à de nombreuses reprises, notamment par inter-comparaison des différentes stratégies de résolution comme la SSF et l’approche DF (différence finies) [Douchin et al., 1994][Fabbro, 1999] ou des mesures [Fabbro et al., 2001]. L’équation parabolique n’en demeure pas moins une reformulation approchée de l’équation d’Helmholtz. Aussi, est-il intéressant de comparer les résultats PWE avec des approches plus exactes. Ainsi, dans le cadre du projet RAPID DGA « PRORASEM », la modélisation par résolution PWE-SSF avec condition limite de Leontovitch a été confrontée à une résolution des équations intégrales aux limites (ou Boundary Integral Equations - BIE) [Bourlier et al., 2013]. Cette dernière est une approche

de référence pour le calcul de courants de surface ou de champ rayonné. Elle a été améliorée dans [Bourlier and Pinel, 2013] pour prendre en compte une variation canonique de l'indice de réfraction, décrivant un profil de conduit d'évaporation linéaire à travers une fonction de Green modifiée. La méthode de résolution est basée sur une résolution numérique par méthode des moments, associée à une résolution Forward-Backward (FB) [Bourlier et al., 2014] permettant la prise en compte de domaines de grande taille [Bourlier et al., 2015]. Un exemple de résultat de comparaison est proposé ici dans les Figure 4.a et Figure 4.b. Ce cas test est un cas canonique, considérant un profil d'indice $n^2 = 1 + \varepsilon(h - z)$ avec une hauteur de conduit $h = 50m$ et un paramétrage pour le gradient d'indice $\varepsilon = 0.0001 m^{-1}$. Ce gradient n'est pas réaliste pour des conditions atmosphériques, mais il permet d'avoir un effet de guidage des ondes particulièrement important sur une courte distance. Les cartographies du module du champ propagé, reportées Figure 4.a, démontrent une excellente concordance des résultats, confirmés par les coupes verticales du champ à trois distances différentes tracées en Figure 4.b. Les résultats de confrontation des phases, non reportés ici, étaient également excellents.

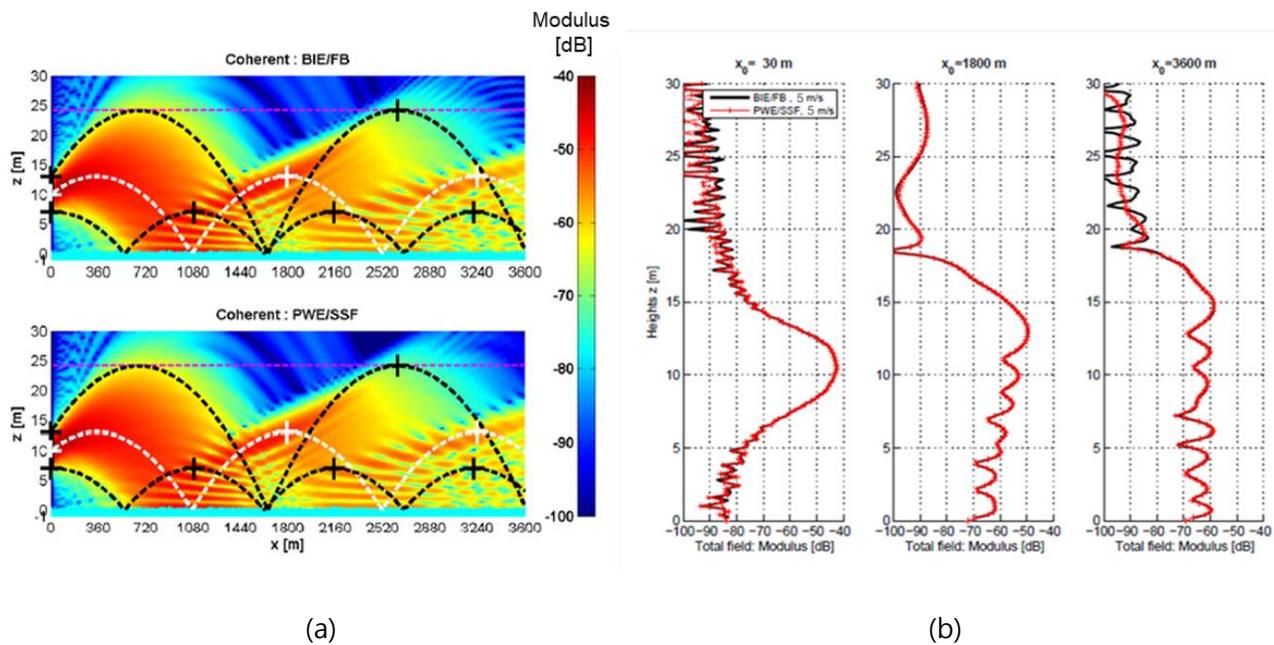


Figure 4 : (a) Module du champ total en fonction de l'altitude z et de la distance x , en haut le résultat de la méthode BIE/FB, en bas la solution de la méthode PWE-SSF. La position du centre de phase de la source est visible à droite (croix blanche en $x=0$ m). La ligne blanche pointillée représente la trajectoire du rayon propagé en milieu inhomogène à partir de ce centre de phase. En noir sont représentées les trajectoires des rayons émis à partir des points extrêmes du faisceau rayonnant [Bourlier et al., 2014]. (b) Dans la même configuration, comparaisons du module de champ propagé en fonction de l'altitude et pour trois distances 30, 1800 et 3600 m.

Ces résultats sont une illustration des inter-validations effectuées dans le cadre de ce projet. Entre méthode équation parabolique et méthode des moments, chacune a ses forces et ses faiblesses. La méthode PWE reste la plus rapide mais elle ne modélise que la propagation en avant. La méthode des moments est plus « fine » modélisant le champ diffusé dans toutes les directions au-dessus de relief et permettant également l'ajout d'un objet au-dessus de la surface. Elle reste la référence pour la modélisation déterministe de la propagation sur une surface rugueuse, mais en revanche la modélisation du conduit d'évaporation considérée reste encore limitée à une variation canonique.

B.2.2.5 CONCLUSION

Mes premiers travaux sur la modélisation de la propagation en milieu maritime à faible altitude ont donc été centrés sur une résolution du problème par la méthode PWE. L'approche PWE-SSF, brièvement rappelée dans ce chapitre, est la résolution numérique la plus efficace. Elle a été validée à différentes reprises comme par confrontation à la méthode des moments. Cette méthode est d'ailleurs utilisée pour le calcul de portée des radars à bord de navires militaires [Hurtaud et al., 2008].

Pour compléter ces travaux sur la méthode PWE-SSF, j'ai également appliqué cette dernière pour la modélisation de l'onde de surface en bande HF [Fabbro et al., 2005] ou en étudiant l'impact de la rugosité de la surface de mer, et de l'effet d'ombrage créé sur la propagation des ondes en incidence rasante [Fabbro et al., 2006]. Enfin, pour les besoins de modélisation de la détection radar, j'ai pu proposer une méthode pour mieux prendre en compte la propagation de l'onde électromagnétique illuminant une cible en environnement marin dans le bilan radar [Fabbro et al., 2001][Guillet, 2003]. Ces travaux ne sont pas rapportés par soucis de concision. Les travaux de modélisation sur la méthode équation parabolique se poursuivent encore aujourd'hui au fil des études et une capitalisation des améliorations est réalisée dans le code ONERA nommé EPEE (Enhanced Parabolic Equation Emulator) qui a été déposé à l'Agence de Protection des Programmes (APP) en 2013.

Cependant, la modélisation de la propagation électromagnétique au-dessus de la mer à faible altitude peut encore être améliorée. Par exemple, la prise en compte de l'interaction avec une surface rugueuse est souvent considérée à travers un coefficient de réflexion statistique moyen (introduit dans la condition limite de Leontovitch). Cette approche est efficace pour un calcul de bilan de puissance mais reste imparfaite pour le calcul au-dessus d'une surface déterministe multi-échelle et pour une modélisation fine des phénomènes mis en jeu. Des perspectives dans ce sens sont à envisager.

Les applications radar de ce type de modélisation m'ont alors amené à m'intéresser au problème inverse, dont mes principales contributions sont résumées dans les sections suivantes.

B.2.3 MODELISATION DE LA PROPAGATION EN ENVIRONNEMENT MARIN : PROBLEME INVERSE

B.2.3.1 INTRODUCTION

Après ce travail sur la modélisation du problème direct, une perspective innovante était de travailler sur le problème inverse. Les échos radar de mer sont souvent considérés comme gênants pour la détection de cibles. Cependant, à incidence rasante, ils renseignent sur l'agitation de la mer tout comme sur les structures atmosphériques rencontrées par l'onde rétro-propagée. Cette information peut notamment permettre de déceler voire même de décrire des structures atmosphériques guidantes comme les conduits d'évaporation ou les conduits de surface fréquents en environnement marin. L'idée est alors d'inverser ces échos radar de mer et d'en déduire des informations sur les structures atmosphériques que l'onde a traversées. Cette approche originale, désignée par RFC (Refractivity From Clutter), a fait l'objet de la thèse de Rémi Douvenot (2005-2008, financement DGA/ONERA, co-encadrement avec Christophe Bourlier du CNRS/IETR) et de divers articles de rang A.

B.2.3.1 MODELISATION DU PROBLEME DIRECT POUR LA RFC

Pour la thématique RFC, la propagation est modélisée par la méthode PWE résolue par SSF. Ce choix est lié à l'efficacité de la méthode, à la fois très rapide et suffisamment précise au-dessus de la mer. Pour ce qui est de la modélisation de la rétrodiffusion du signal radar en RFC, elle reste très partielle car la connaissance du niveau absolu de puissance rétrodiffusée n'est pas nécessaire. Pour l'expliquer, partons de l'équation radar en configuration monostatique

$$P_R = \frac{P_E G^2 \lambda^2}{(4\pi)^3 R^4} \sigma F_0^4 \quad (20)$$

où P_R est la puissance reçue par le radar, P_E la puissance émise, G le gain de l'antenne radar, F_0 le facteur de propagation (soit le champ propagé en condition réaliste normalisé par le champ propagé en espace libre), et λ la longueur d'onde. Dans cette équation, σ est la Surface Equivalente Radar (SER) de la surface de mer illuminée à la distance R . Le principe de réciprocité est ici appliqué, permettant de ne calculer la propagation que sur le trajet aller conformément à l'hypothèse de propagation avant requise par la PWE. La surface de mer éclairée est supposée suffisamment grande et illuminée suffisamment longtemps pour considérer son coefficient de rétrodiffusion comme constant. En première approximation, la modélisation fine de σ n'est donc pas nécessaire. Ensuite, conformément à [Barrick, 1998][Tatarskii and Charnotskii, 1998], en incidence rasante le coefficient de rétrodiffusion de la surface de la mer est proportionnel à θ_g^4 (avec θ_g l'angle référencé à l'horizontale caractérisant la direction d'illumination de la mer). Des modèles empiriques comme le modèle du GIT

[Horst et al., 1978] restituent cette variation. Ainsi la SER σ de la mer peut être exprimée en incidence rasante selon

$$\sigma = \theta_g^4 \sigma_r^0 A_I \quad (21)$$

avec A_I la surface de mer illuminée et où σ_r^0 est un coefficient de rétrodiffusion de la mer réduit, indépendante de l'angle de rasance. L'idée est alors de baser l'inversion sur la dynamique de la puissance de fouillis reçue P_R en fonction de la distance R , sans connaître le niveau de la réflectivité réduite.

Pour estimer le facteur de propagation F_0 par PWE, le champ est relevé juste au-dessus de la mer à une hauteur δz . A cette hauteur, un multitrajet local est créé avec la surface de la mer lors du calcul PWE. Il correspond à la combinaison des trajets direct et réfléchi. De plus, considérant que l'angle d'illumination est très rasant (typiquement inférieur au degré), le coefficient de réflexion de la mer peut être approximé à -1, quelle que soit la polarisation. Ainsi en incidence très rasante, ce multitrajet local peut s'exprimer par $|1 - \exp(-2ik_0 \delta z \sin \theta_g)| \approx 2k_0 \delta z \theta_g$. Le facteur de propagation calculé par PWE en ce point devient alors :

$$F_{PWE}(\delta z, \theta_g) = F_0 |1 - \exp(-2ik_0 \delta z \sin \theta_g)| \approx 2F_0 k_0 \delta z \theta_g . \quad (22)$$

En introduisant F_0 dans l'équation radar on obtient

$$P_R = \frac{P_E G^2 \lambda^2}{(4\pi)^3 R^4} \sigma_r^0 A_I \frac{F_{PWE}^4(\delta z, \theta_g)}{(2k_0 \delta z)^4} = \frac{P_E G^2 \lambda^2}{(4\pi)^3 R^4} C_0 \sigma_r^0 F_{PWE}^4(\delta z, \theta_g) \quad (23)$$

avec $C_0 = A_I / (2k_0 \delta z)^4$.

La modélisation du facteur de propagation par méthode PWE permet ainsi d'obtenir une quantité proportionnelle à la puissance de fouillis rétrodiffusée mesurée par un radar. En normalisant ce facteur de propagation à partir de sa valeur à une distance suffisamment courte pour qu'il n'y ait pas d'effet de réfraction significatif, on peut comparer ce facteur de propagation normalisé à une puissance de fouillis de mer également normalisée à sa valeur à la même distance.

Afin d'avoir une méthode d'inversion rapide, notre approche a été de créer une base de données de puissance de fouillis normalisée simulée qui servirait de base d'apprentissage. Cette base de données simulées doit permettre de décrire l'ensemble des profils de réfraction atmosphérique qui puissent être mesurés par le radar. Pour obtenir une caractérisation paramétrique des profils de réfractivité atmosphérique par RFC, nous avons choisi de définir une modélisation générique de ses variations

avec l'altitude et la distance. En environnement marin, on trouve différents types de variations du coindice de réfraction modifié M avec l'altitude. On distingue classiquement les structures typiques suivantes : (a) le conduit d'évaporation, (b) le conduit de surface (c) le conduit d'altitude, ou (d) une couche de subréfraction. Ces structures sont représentées schématiquement [Figure 5.A](#).

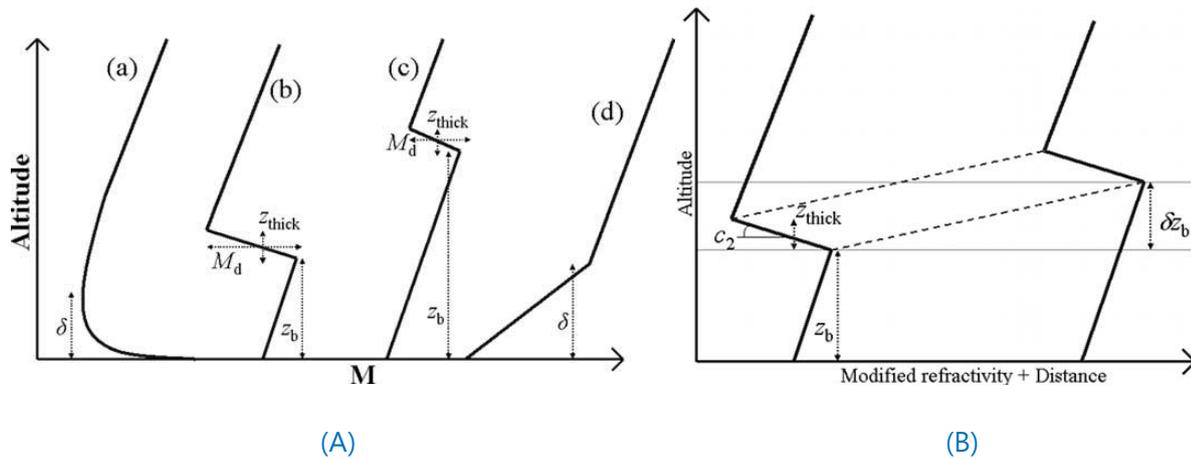


Figure 5 : Graphe A. Profils verticaux typiques d'indice de réfraction modifié et paramétrage associé. (a) Conduit d'évaporation, (b) conduit de surface, (c) conduit surélevé, et (d) couche de subréfraction [Douvenot et al., 2008]. Graphe B. Variation d'un profil trilinéaire avec la distance et paramétrage associé [Douvenot et al., 2010a].

Lors des travaux de thèse de Rémi Douvenot, nous avons pu créer des bases de données décrivant des conduits d'évaporation ou de surface. Par exemple, lors de nos travaux sur les données Wallop's 98 [Douvenot et al., 2010a], la structure atmosphérique était décrite par une variation du coindice de réfraction trilinéaire avec l'altitude (correspondant aux tracés (b) ou (c) de la [Figure 5.A](#)). Une variation en distance de ce profil peut également être observée, notamment en zone côtière où des rencontres de masses d'air de température et d'humidité très différentes ont fréquemment lieu. Pour la prendre en compte, une variation linéaire avec la distance de la hauteur de la couche guidante a été choisie (cf. schéma de variation [Figure 5.B](#)).

Ayant posé une description paramétrique de la structure atmosphérique et étant à même de modéliser la puissance rétrodiffusée normalisée de fouillis en fonction de la distance, le problème inverse peut maintenant être abordé.

B.2.3.2 RESOLUTION DU PROBLEME INVERSE

Les pionniers de la méthode RFC ont appliqué une méthode d'inversion basée sur une approche algorithmique génétique [Gerstoff et al. 2003a, 2003b]. L'inconvénient majeur de cette approche est son temps de calcul (>1h), incompatible avec des besoins temps réels. En effet, la variabilité temporelle des structures atmosphériques concernées est de l'ordre de 10 minutes. Ainsi, nous avons recherché des méthodes plus efficaces permettant l'inversion de problèmes non linéaires, ayant des temps de calculs potentiellement compatibles avec les besoins opérationnels. Parmi celles-ci, des approches basées sur des bases de données d'apprentissage peuvent être recensées comme les réseaux de neurones ou les méthodes basées sur les machines à vecteur support (SVM). Nous avons particulièrement travaillé sur la méthode LS-SVM (Least-Square Support Vector Machine) puis sur une méthode que nous avons nommé IBF (Improved Best Fit).

- Méthode LS-SVM

La méthode LS-SVM, initiée dans les années 1990 est décrite en détails dans [Douvenot et al., 2008]. Elle nécessite une phase d'apprentissage sur une base de données. Cette dernière met en correspondance des paramètres décrivant les conditions de réfraction \mathbf{M}^{tr} et les pertes de propagation³ \mathbf{L}^{tr} . Cette base de données a été établie par application de la méthode PWE sur une population représentative de l'ensemble des conditions de réfraction (cf. schéma Figure 6). Le choix des paramètres décrivant ces conditions atmosphériques a été effectué par hypercube latin [Douvenot et al., 2008], ce qui permet d'optimiser la base de données multidimensionnelle.

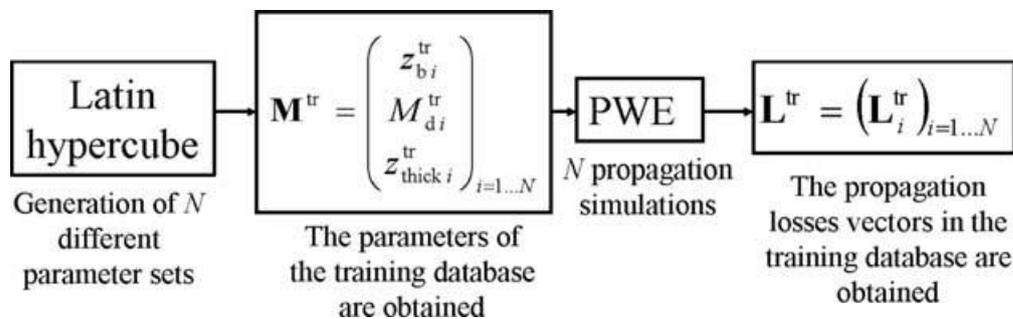


Figure 6 : Création de la base d'apprentissage par hypercube latin. Figure extraite de [Douvenot et al., 2008].

³Les pertes de propagation sont définies par : $L_{dB} = -20 \log_{10} \left(\frac{\lambda}{4\pi R} \right)$.

Une fois la base d'apprentissage générée, la méthode LS-SVM est entraînée et son paramétrage optimisé afin d'obtenir une approximation de la fonction de transfert non linéaire permettant le passage du fouillis de mer aux paramètres décrivant la structure atmosphérique.

La méthode proposée a été testée et validée sur des jeux de tests simulés. La Figure 7 propose une illustration de ces résultats avec confrontation au code SAGA (développé par Gerstoft et al. [2003a, 2003b]), logiciel considéré comme référence à cette période et basé sur une approche Algorithme Génétique. Les tests présentés ici ont été effectués à 1 GHz, pour un émetteur à 30 mètres d'altitude avec une ouverture angulaire de 30°. Sur le graphe Figure 7 à gauche sont représentés les profils atmosphériques initiaux comparés à ceux inversés par les méthodes LS-SVM et SAGA. A droite sont reportés les résultats en termes de pertes de propagation correspondant. L'étude complète, menée à 1 et 5 GHz sur 30 cas, démontre que le code SAGA est légèrement plus précis mais l'approche LS-SVM est temps réel alors que le temps de calcul de SAGA est de l'ordre de 90 minutes (cf. [Douvenot et al., 2008] pour plus de détails). Ces travaux nous ont donc permis de proposer une approche rapide et originale pour le problème de la RFC. Cependant la méthode proposée n'a été testée que sur des données simulées et une confrontation à des données réelles est nécessaire pour prouver sa pertinence. Ce point est discuté dans la section suivante.

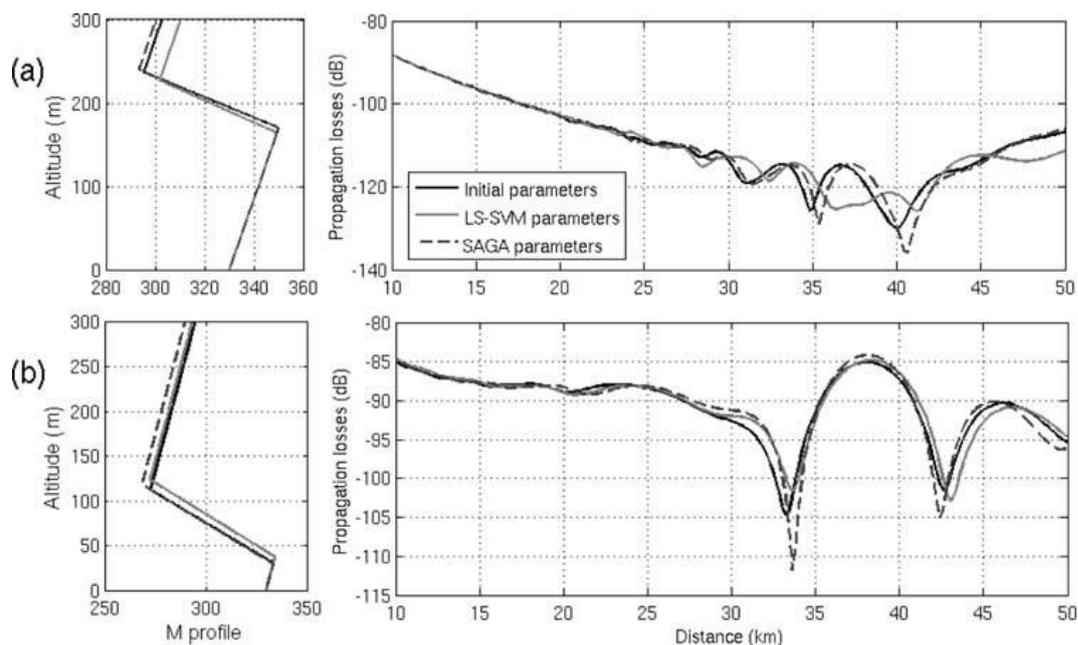


Figure 7 : Résultats obtenus par l'approche LS-SVM comparés à ceux obtenus par le code SAGA et aux profils initiaux. Figures de gauche, structure atmosphérique (coindice modifié M) en fonction de l'altitude. Figures de droite, pertes de propagation en fonction de la distance. Figures extraite de [Douvenot et al., 2008].

- Méthode IBF (Improved Best Fit)

Les travaux initiés sur la RFC dans le cadre de la thèse de Rémi Douvenot nous ont permis de prendre contact avec Peter Gerstoft du Marine Physics Laboratory, de l'université de Californie (San Diego, USA). Peter Gerstoft nous a donné accès à la base de données Wallop's 98. Cette dernière a ouvert de nouveaux horizons à nos travaux. En effet, c'est aujourd'hui encore l'une des seules bases de données de fouillis de mer en configuration côtière acquise au-delà de l'horizon, avec en parallèle une bonne caractérisation des structures atmosphériques. Les mesures ont été effectuées par le Naval Surface Warfare Center en 1998 sur le site de Wallops island en Virginie. Le radar SPANDAR mis en œuvre fonctionnait à 2.84 GHz pour une ouverture d'antenne de 0.4° à une altitude de 30.78 m au-dessus de la mer. Lors des acquisitions, des structures atmosphériques de type conduit de surface associées à de faibles conduits d'évaporation ont été mesurées. La [Figure 8.a](#) propose une visualisation azimuth-distance du rapport signal à bruit de fouillis de mer mesuré lors de cette campagne. En cas de faible condition de réfraction, la portée du radar sur fouillis n'excède pas une vingtaine de kilomètres, alors que sur le cas étudié ici le rapport signal à bruit est important même au-delà de 60 km : c'est l'effet de la structure guidante. La [Figure 8.b](#) représente les données qui après des traitements de lissage en distance et azimuth sont utilisées pour une inversion RFC.

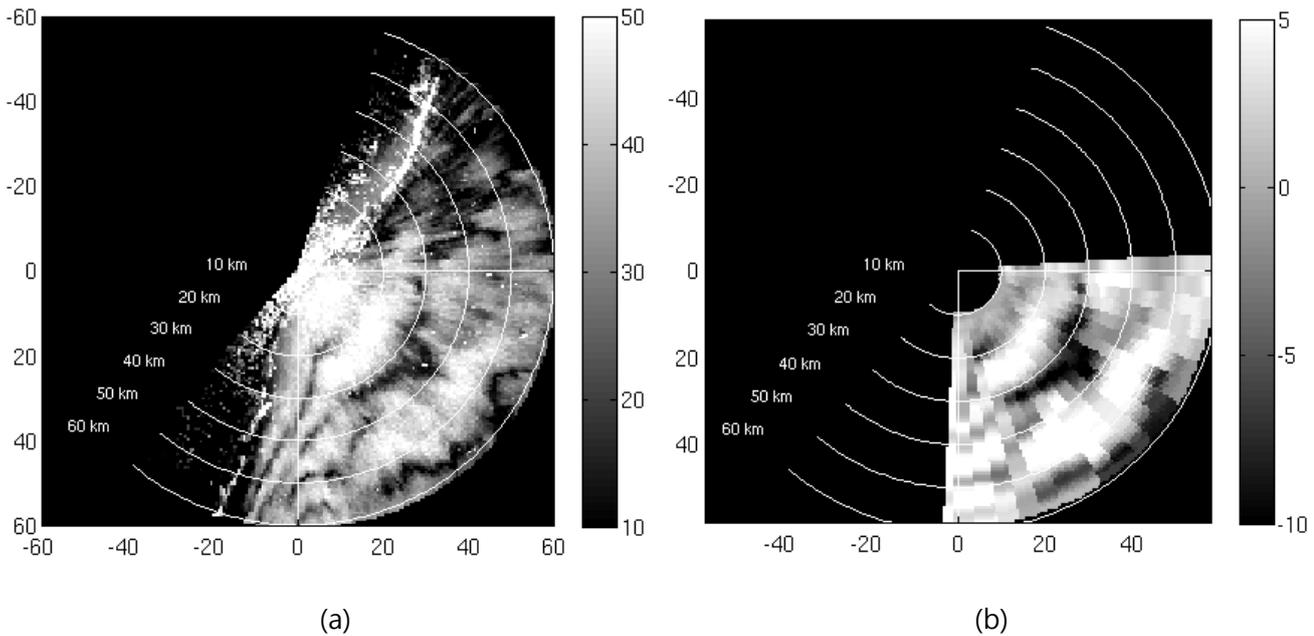


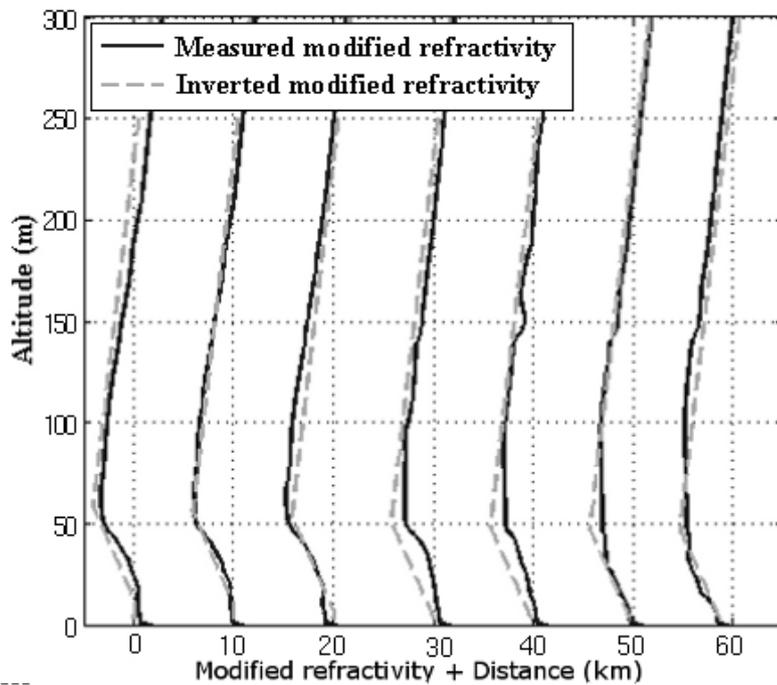
Figure 8 : (a) carte radar en azimuth-distance de signal sur bruit en dB, mesurée par le radar SPANDAR. (b) la même carte après traitement pour l'inversion, représentant le facteur de propagation normalisé, en dB. Extrait de [Douvenot et al., 2010].

Les travaux sur ces données nous ont amené à délaisser l'approche LS-SVM qui pouvait conduire à des résultats aberrants, avec des épaisseurs de conduit négatives. Ceci est lié à l'aspect mal posé du problème où des paramétrages de conduit différents peuvent amener à des facteurs de propagation très proches. Il en est de même d'une Méthode d'Interpolation d'ordre 0 (MI0) consistant à retrouver dans la base de données le facteur de propagation le plus proche en distance quadratique de celui mesuré. Cette dernière méthode s'est toutefois révélée plus robuste : elle ne peut fournir de résultat aussi aberrant que des hauteurs de conduit négatives car elle ne fait que "choisir" dans la base de données la solution la plus proche.

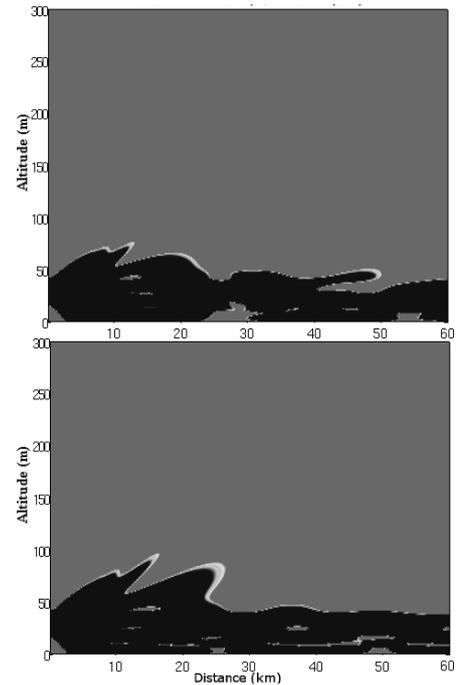
La MI0 a donc été l'approche de base pour développer une méthode RFC originale. En effet il était intéressant de l'enrichir en utilisant toutes les informations disponibles sur ces données Wallops'98 et notamment l'ensemble des mesures en azimut. La démarche reste la même, considérant une large base de données pré-générées dont les valeurs de paramètres explorent le domaine d'intérêt par une approche hypercube latin. Cette base de données est donc constituée de couples de vecteurs dont l'un décrit les paramètres de conduit et dont le second décrit le facteur de propagation normalisé correspondant. La méthode MI0 vient choisir dans cette base de données le meilleur couple en minimisant la différence quadratique entre les facteurs de propagation mesurés et modélisés. Des contraintes supplémentaires sont alors ajoutées comme une variation limitée des conditions de réfraction avec la distance et un critère d'écart maximum entre les dérivées décrivant la variabilité du facteur de propagation en distance. Enfin une continuité des solutions obtenues pour les variations d'indice de réfraction avec l'azimut est imposée par un lissage final des solutions obtenues en fonction de l'azimut. Nous avons nommé cette approche IBF, pour Improved Best Fit, car elle est conditionnée par ces critères heuristiques [Douvenot et al., 2010a]. Ces derniers permettent toutefois de rendre les solutions obtenues plus réalistes, limitant notamment leur variabilité avec l'azimut et la distance.

Lors de la campagne Wallop'98, des mesures du coindice de réfraction modifié ont été réalisées selon la direction d'azimut 150° par rapport au Nord, avec un hélicoptère effectuant un vol en dent de scie en altitude et sur une distance de 60 km. Un exemple de résultats obtenus par méthode RFC-IBF confrontés aux mesures est proposé en [Figure 9.a](#). Les variations du coindice de réfraction avec l'altitude sont tracées pour différentes distances et l'on peut constater une excellente concordance entre mesures et inversions sur ce cas.

Les différences observées entre structures atmosphériques ont un impact faible sur la portée du radar. Pour le montrer, en [Figure 9.b](#) est tracée dans un plan vertical la portée du radar avec en couleur noire les zones de détection. En haut la portée en considérant les conditions de réfraction mesurées, en bas le même calcul de portée mais pour les conditions de réfractions obtenues par RFC-IBF. Pour plus de détail, le lecteur pourra se référer à la publication [Douvenot et al., 2010b].



(a)



(b)

Figure 9 : (a) Variation de coindice de réfraction M avec l'altitude et la distance. (b) Portée radar en haut, en condition mesurées, en bas en conditions obtenue par RFC-IBF. Extrait de [Douvenot et al. 2010b].

- Poursuite des travaux : Conditionnement des paramètres à inverser

Après ces travaux de thèse et un post-doc à Supélec, Rémi Douvenot a été recruté en qualité d'enseignant chercheur à l'ENAC (Ecole Nationale de l'Aviation Civile) et nous avons pu poursuivre notre collaboration sur la RFC. Nous avons co-encadré pour cela Kevin Elis dans le cadre d'un post-doctorat, lequel a travaillé sur les conditions d'application de la RFC. En effet, la méthode ne permet pas d'inverser toutes les conditions de réfraction atmosphérique. La portée du système radar sur le fouillis de mer est une première limite, elle doit être au-delà de l'horizon optique. Elle est fonction de la puissance et de la fréquence d'émission, de la résolution du radar comme du diagramme de rayonnement et du pointage de l'antenne, de l'agitation de la mer, de la géométrie d'acquisition. D'autre part, toutes les structures atmosphériques ne peuvent pas être restituées par inversion. En effet, elles doivent être à même de créer un guidage suffisant pour « signer » sur l'écho de rétrodiffusion. Pour cela la structure guidante doit être suffisamment basse en altitude et constante en distance. Partant d'une définition canonique de profil d'indice trilineaire, l'idée de l'étude a consisté à estimer la portée de propagation sur fouillis de mer par une

approche « tracé de rayon ». Les valeurs limites des paramètres décrivant la structure ont été ainsi estimés analytiquement et ces travaux ont donné lieu à une publication à revue [Douvenot et al., 2014].

B.2.3.3 CONCLUSION ET TRAVAUX COMPLEMENTAIRES

En conclusion, nous avons réussi à appréhender la thématique RFC et y apporter des originalités en proposant notamment une méthode d'inversion plus rapide, compatible avec des besoins opérationnels. Une collaboration avec Peter Gerstoft, l'un des pionniers de la RFC, a été mise en place et a mené à une publication commune et 4 autres publications à revue internationale ont suivi. Ces travaux ont souligné l'intérêt à travailler sur des mesures, car l'exercice d'inversion est largement conditionné par les données. En effet, la méthode LS-SVM a démontré sa pertinence en simulation, mais a dû être abandonnée à la faveur de l'approche IBF après mise en œuvre sur les données, pour des raisons de robustesse. Ainsi, à mon sens, la poursuite de ces travaux nécessitait de nouvelles données radar. Suite à la thèse de Rémi et à ces résultats très encourageants, la DGA a de nouveau soutenu cette activité et nous avons rédigé un Arrangement Technique franco-allemand impliquant les équipes allemandes du Fraunhofer-FHR et WTD71, spécialistes des mesures radar en environnement marin. Dans ce cadre, nous avons spécifié l'expérimentation MARLENE (Mediterranean Rfc and cLutter ENvironmental Experiment) et réalisé des mesures intensives de propagation et de fouillis de mer à Saint Mandrier sur le site DGA du SESDA, proche de Toulon. Ces mesures n'ont malheureusement pas permis de compléter nos travaux en RFC car la portée radar sur fouillis s'est révélée trop faible, à cause des conditions météorologiques et à la géométrie d'acquisition des mesures radar. Aujourd'hui, cette thématique est en sommeil à l'ONERA et à la DGA, mais je reste convaincu qu'elle reviendra au premier plan, car elle pourrait constituer un mode spécifique des radars de veille permettant de renseigner les conditions atmosphériques de propagation in situ, en temps réel.

Cependant, les mesures de fouillis de mer effectuées lors de l'expérimentation MARLENE n'ont pas été vaines et nous ont permis d'investiguer de nouveaux points, décrits dans la section suivante.

B.2.4 RETRODIFFUSION D'UNE ONDE EM PAR LA SURFACE MARINE

B.2.4.1 INTRODUCTION

Lors de l'expérimentation MARLENE effectuée en 2014, différents radars côtiers ont été déployés et les mesures réalisées constituent aujourd'hui encore une très riche base de données de fouillis de mer. L'un des grands intérêts de cette base est que l'on dispose en parallèle d'une caractérisation fine de l'environnement grâce au déploiement du navire océanographique allemand RV-PLANET, de bouées

fixes et de simulations météorologiques [Fabbro et al., 2017]. Trois radars avec une résolution radiale en distance de l'ordre 0.5 m ont été déployés (cf. photo Figure 10):

- le radar MEMPHIS opéré par le FHR- Fraunhofer en bande Ka (35 GHz) et en bande W (94 GHz),
- le radar MARSIG opéré par le WTD71 en bande X (8 et 11 GHz) et en bande Ku (14 et 17 GHz),
- et le radar MEDYCIS développé par l'ONERA en bande C (5.6 GHz).

Ainsi un large domaine fréquentiel est couvert par cet ensemble de moyens radars haute résolution et les mesures effectuées étaient particulièrement pertinentes pour la caractérisation du fouillis de mer en termes de variation spatio-temporelle de l'amplitude de signal rétrodiffusé et de Doppler (sachant que les mesures Doppler n'ont été exploitables que sur les radar MEMPHIS et MEDYCIS). En effet, le problème de la caractérisation du fouillis de mer en incidence rasante reste un problème non résolu à ce jour, et l'identification des échos de mer est cruciale pour la détection de petites cibles. Nous avons donc décidé d'engager une thèse sur l'étude de la rétrodiffusion de la surface de la mer en incidence rasante.

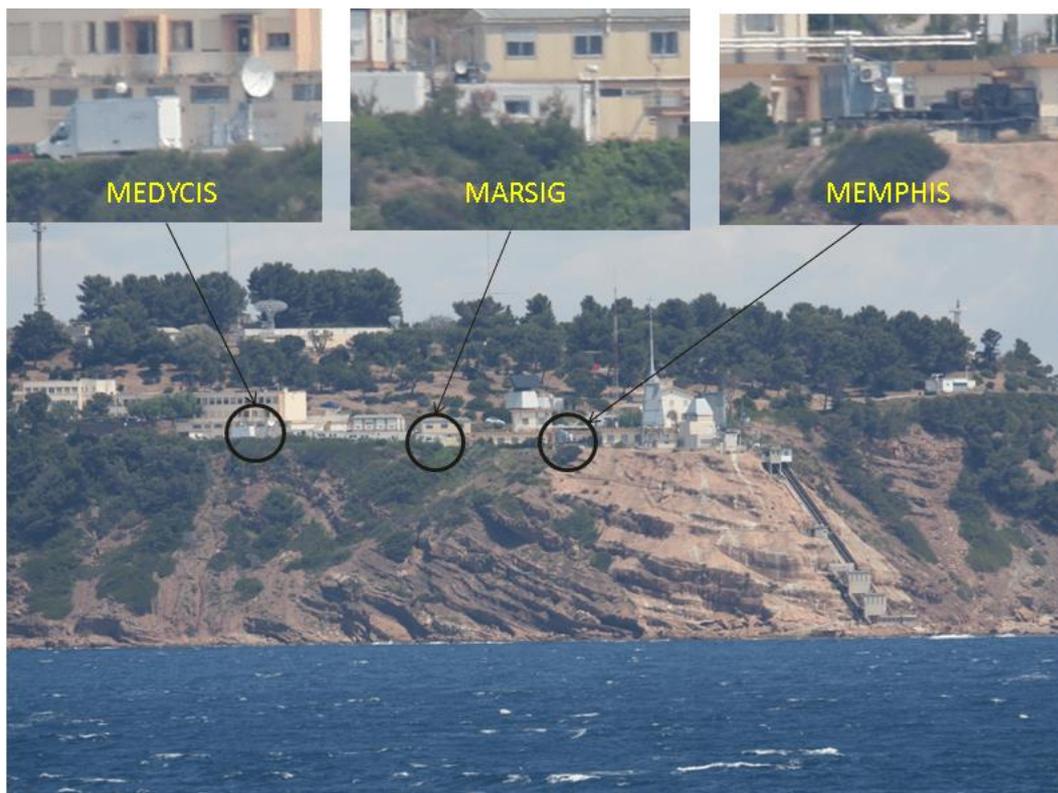


Figure 10 : Positionnement des radars vus de la côte lors de la campagne MARLENE.

B.2.4.2 TRAVAUX REALISES

Un effort a été mené pour simuler les conditions météorologiques durant cette campagne, avec un jeu des conditions de mer par le code PREVAG-SWAN du SHOM, alimenté par les rejeux des conditions météorologiques effectués par Météo France. Une illustration de cet exercice est proposée en [Figure 11](#). Deux bouées fixes étaient situées à environ 2.5 et 9.5 km de la côte, représentées par des points jaunes sur le graphe [Figure 11.a](#). Les triangles rouges représentent les points de visée des radars sur la surface de la mer. Ainsi un balayage en distance (entraînant une variation de l'angle de grazing) et azimut a été effectué par les différents radars.

S'appuyant sur les données de l'expérimentation MARLENE ainsi que sur d'autres données issues d'une campagne du même type réalisée à Sylt en Allemagne en 2012 [[Dankmayer et al., 2017](#)], j'ai co-encadré la thèse de Florestan PLatzer sur leur exploitation en collaboration avec Marc Saillard du laboratoire CNRS/MIO (Mediterranean Institute of Oceanography). Cette thèse était co-financée par la DGA et l'ONERA. Nous avons donc abordé le problème du fouillis de mer en incidence rasante par le biais des mesures avec pour objectif la caractérisation spatio-temporelle, statistique et physique du champ rétrodiffusé.

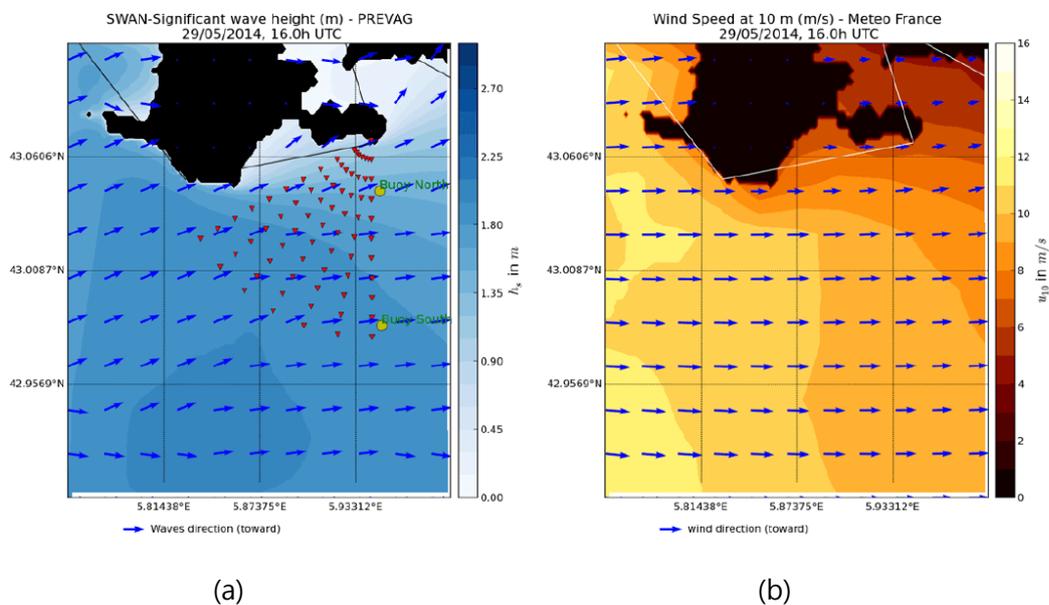


Figure 11 : (a) Hauteur significative des vagues calculées par le logiciel PREVAG-SWAN. Les triangles rouges correspondent aux localisations des différents points visés par les radars sur la mer. Les ronds jaunes sont les positions des deux bouées fixes. (b) Vitesse du vent à 10m (U_{10}) sur la zone prédite par Météo France.

Les mesures réalisées par un radar côtier à visée fixe peuvent être représentées comme sur la [Figure 12.a](#). Il s'agit d'une représentation temps-distance de la variation de la puissance rétrodiffusée par la surface de la mer (ici normalisée pour être homogène à une NRCS pour Normalized Radar Cross Section). Sur ce cas, la direction de visée est choisie quasiment face aux vagues (soit un angle relatif direction de visée – vague $\Phi_{wave} = 21.66^\circ$) et l'on distingue des niveaux forts traçant des diagonales. Il s'agit de la modulation par les vagues dominantes (ou grandes vagues) : le champ rétrodiffusé alterne ainsi entre zone à forte rétrodiffusion et zone à faible rétrodiffusion coïncidant avec l'alternance crête/creux d'une surface de mer.

A partir de ce type de représentation temps - distance, des spectres bi-dimensionnels appelés diagrammes de dispersion, peuvent être calculés par transformée de Fourier sur les 2 dimensions. Un exemple est proposé [Figure 12.b](#), correspondant à la même acquisition qu'en [Figure 12.a](#). Ce diagramme de dispersion montre une répartition d'énergie plus élevée le long de deux courbes, marquée par des lignes continue noires, décrivant respectivement le premier ordre de la relation de dispersion hydrodynamique des vagues de gravité en $\omega = \sqrt{gk}$ et le second ordre variant en $\sqrt{2gk}$. Cette observation de la relation de dispersion est classique et particulièrement claire en condition de visée face aux vagues.

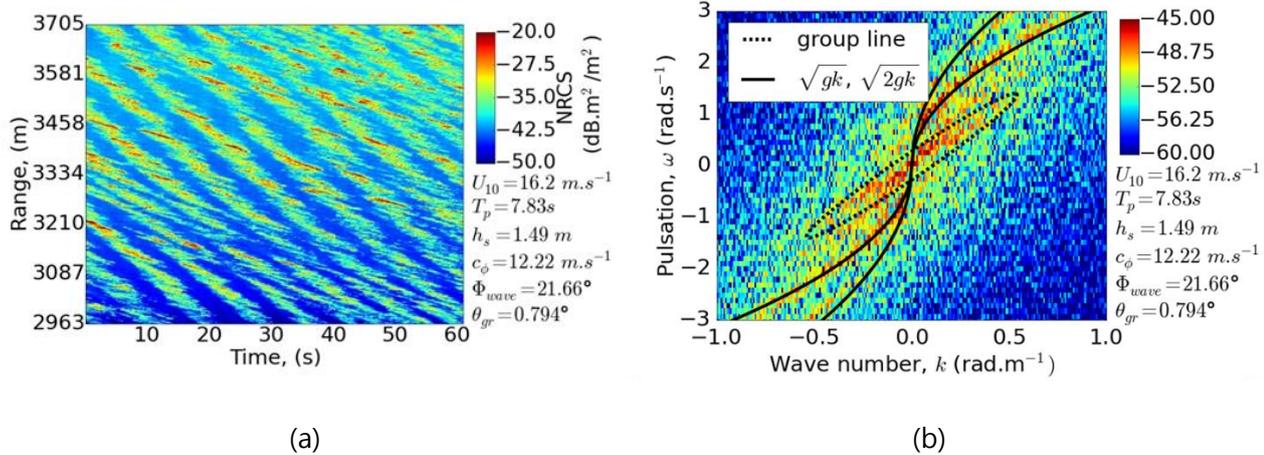


Figure 12 : (a) Carte de NRCS, mesurée par le radar MEMPHIS du FHR, 35 GHz, polarisation HH. (b) Diagramme de dispersion de la carte de NRCS. Configuration : force du vent : $U_{10} = 16.22 \text{ m.s}^{-1}$; période des vagues dominantes : $T_p = 7.83 \text{ s}$; hauteur significative des vagues : $h_s = 1.49 \text{ m}$; vitesse de phase des vagues dominantes : $c_\phi = 12.22 \text{ m.s}^{-1}$; angle relatif direction de visée – vagues : $\Phi_{wave} = 21.66^\circ$; angle rasant : $\theta_g = 0.794^\circ$. Graphes extraits de [Platzer, 2019].

Sur ce type de diagramme de dispersion, une concentration d'énergie plus importante peut être observée proche de l'origine, entourée de noir-pointillé en [Figure 12.b](#). Elle semble se répartir le long d'une droite passant par l'origine. Elle est appelée « group line » dans la littérature et a été observée par différents auteurs [[Smith et al., 1996](#)][[Frasier and Mc Intosh, 1996](#)][[Melief et al., 2006](#)]. Selon [[Smith et al., 1996](#)], cette group line serait la trace des vagues déferlantes et permettrait la mesure de leur vitesse. C'était donc une piste intéressante pour étudier ces composantes aujourd'hui encore mal connues.

Dans le cadre de la thèse de Florestan nous avons donc particulièrement étudié cette group line. Tout d'abord, une méthode spécifique a été proposée pour effectuer sa mesure rigoureuse sur les diagrammes de dispersion. Puis une modélisation a été développée considérant que l'amplitude du champ rétrodiffusé se comporte comme le carré des pentes de la surface. Cette modélisation a été validée par confrontation avec les données. Ces travaux nous ont permis de démontrer que la pente de la groupe line n'est pas reliée au déferlement, mais qu'elle est plutôt la trace d'une fonction non linéaire reliée à une quantité dérivée de la surface de la mer, comme le carré des pentes. Ces travaux ont été concrétisés par deux publications à revue [[Platzer et al., 2019a](#)][[Platzer et al., 2019b](#)].

Les travaux menés dans le cadre de la thèse de Florestan ne se sont pas limités à l'étude de la group line, ils ont aussi été l'occasion d'analyser le comportement statistique de l'amplitude du signal rétrodiffusé, composé d'une composante rapide (le speckle) et lente (la texture). Une attention particulière a également été portée sur l'analyse du comportement Doppler de la réponse électromagnétique de la surface de la mer. En effet, de nombreux systèmes de détection utilisent l'information Doppler et la détection dans le fouillis de mer nécessite de caractériser la réponse Doppler du fouillis pour s'en affranchir. Pour les radars haute résolution, le phénomène de « spike » est particulièrement gênant. « Spike » est le terme dédié dans la littérature pour décrire les événements à forte rétrodiffusion qui apparaissent par intermittence sur les mesures radar de fouillis de mer. L'origine de ce phénomène n'est pas aujourd'hui pleinement connue et il n'existe pas de modélisation associée, mais dans la littérature les spikes sont fréquemment définis comme des échos forts et rapides.

Pour les étudier, Florestan a appliqué un seuillage en amplitude sur un ensemble de données de la base MARLENE pour isoler les spikes. Cet exercice permet par exemple de comparer la distribution des vitesses Doppler d'une carte temps-distance, et de faire le même traitement en ne considérant que les spikes. Un exemple de résultat est proposé en [Figure 13](#). A partir de la carte temps-distance [Figure 12](#), on applique un seuil sur l'amplitude. Le seuil proposé par [[Melief et al., 2006](#)] a ici été choisi, correspondant à $\mu + 2\sigma$ avec μ la moyenne et σ l'écart type de la NRCS de l'ensemble de la carte. Le résultat est reporté [Figure 13.a](#). Les distributions de vitesses Doppler associées à chaque point de la carte, avec ou sans seuil, sont comparées en [Figure 13.b](#). Il est clair que lorsque l'on isole les contributeurs de plus grande énergie (nommés « Spike population »), la distribution des vitesses est

décalée vers les vitesses plus importantes (tracée en rouge) par rapport à la distribution des vitesses de l'ensemble des contributeurs (tracée en bleu et nommée « Global population »).

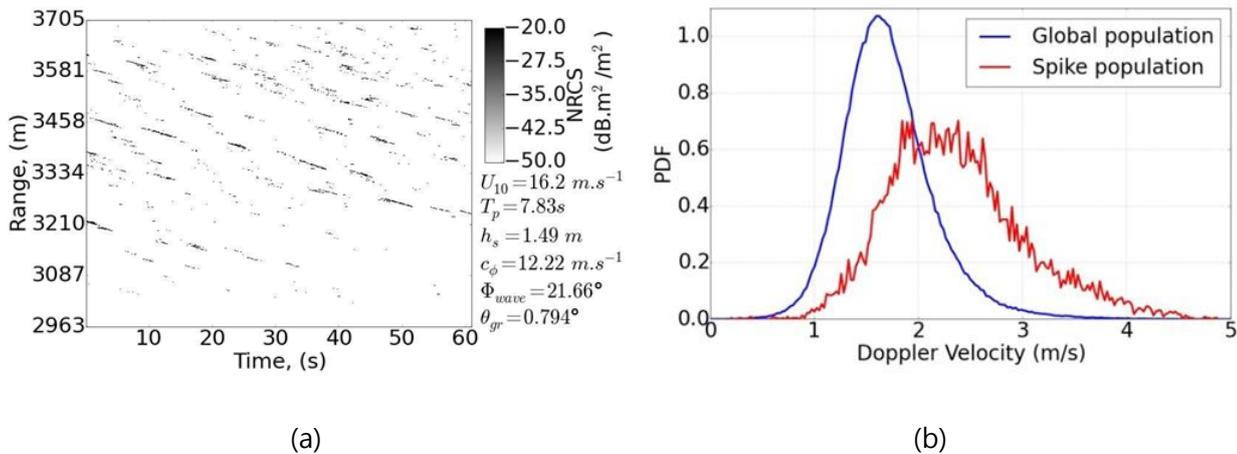


Figure 13 : (a) Carte de NRCS, mesurée par le radar MEMPHIS du FHR, 35 GHz, HH, seuillée à $\mu + 2\sigma$ pour sélectionner les spikes (soit 2.3% de la population complète). (b) Distributions des vitesses Doppler associées à l'ensemble de la carte (en bleu) et à la population de spikes (en rouge). Graphes extraits de [Platzer et al., 2019].

On démontre ainsi que la vitesse moyenne des diffuseurs les plus forts (ou spikes) est plus élevée que l'ensemble des diffuseurs. Une investigation plus précise à partir du calcul des spectres Doppler quasi-instantanés (calculés sur un temps d'intégration très court, de l'ordre de 0.1ms) a ensuite montré que la vitesse moyenne est conditionnée par le seuil appliqué.

Florestan a enfin proposé une modélisation statistique semi-empirique du fouillis de mer en incidence rasante, basée sur les observations. Ce modèle permet de retrouver sa dynamique spatio-temporelle et les spectres Doppler mesurés. Cependant elle reste liée aux données qui ont permis de la générer et des travaux ultérieurs seront nécessaires pour la compléter, voir la généraliser.

B.2.4.3 CONCLUSION

La définition de la campagne MARLENE, puis sa réalisation et enfin le traitement des données acquises furent de nouvelles expériences particulièrement enrichissantes pour moi. Mes activités n'avaient été jusqu'alors que des travaux de modélisation ou de traitement de données déjà existantes. J'ai pu constater la difficulté de la mise en œuvre de ces mesures, en particulier liées aux aléas

météorologiques. Avant la campagne, j'étais conscient de l'intérêt de la caractérisation de la vérité terrain, mais j'ai pu constater combien celle-ci est compliquée à mettre en œuvre (comme la réalisation de radiosondages en milieu côtier par exemple). Mais une fois ces mesures effectuées et les données acquises, la thèse fut le contexte idéal pour approfondir leur analyse.

La caractérisation et la compréhension de la signature des spikes en était l'objectif principal et nous avons pu souligner des originalités. Dans un premier temps nous avons démontré que la « group line » apparaissant sur les diagrammes de dispersion ne permet pas d'avoir d'information pertinente sur les spikes, et avons proposé une modélisation pour le justifier. Ces travaux furent particuliers car l'exercice n'a pas véritablement apporté de nouvelle modélisation à la communauté, mais plutôt un éclaircissement sur des interprétations de diagramme de dispersion qui n'étaient pas fondées. Dans un second temps nous avons étudié les réponses Doppler du fouillis de mer, et montré que la notion de spike est clairement conditionnée par un seuil en puissance ou en détection radar. Enfin nous avons proposé une méthode semi-empirique pour la modélisation spatio-temporelle de l'ensemble du fouillis en incidence rasante. Cette dernière est en cours d'amélioration encore aujourd'hui : Florestan Platzer a été embauché à l'ONERA suite à sa thèse et poursuit ces travaux.

B.2.5 CONCLUSION SUR LES ACTIVITES LIEES A L'ENVIRONNEMENT MARITIME

Les activités liées à la propagation en environnement marin ont été initiées dès le début de ma carrière et se poursuivent encore aujourd'hui, même si elles sont moins centrales. Elles m'ont amené à travailler sur le problème direct, i.e. sur la modélisation de la propagation en avant pour les calculs de couverture des systèmes électromagnétiques (EM). Aujourd'hui le problème direct est plutôt bien maîtrisé avec une méthode, la PWE-SSF, bien validée et suffisamment rapide pour répondre aux besoins opérationnels temps réels. Toutefois, des axes d'améliorations et de recherche demeurent, essentiellement liés à la prise en compte de l'interaction avec la mer et à l'hypothèse 2D restreignant le problème à une résolution dans un plan vertical.

Ayant une bonne modélisation du problème direct de prédiction de portée des systèmes EM radar et télécom en environnement maritime, le problème se ramène alors à la caractérisation du milieu de propagation. C'est ainsi que je me suis intéressé au problème inverse à travers l'inversion des échos radar rétrodiffusés par la mer, ou RFC. Ces travaux nous ont permis de développer une méthode inverse originale, rapide et efficace, grâce notamment à l'accès à des données américaines. On pressent que ces travaux très encourageants méritent d'être approfondis car une application opérationnelle semble

tout à fait envisageable. Elle est fortement liée à un moyen radar dont la forme d'onde doit être dédiée à la RFC. A mon sens, les activités futures sur cette thématique doivent donc être menées tout d'abord en développant ou adaptant un moyen radar existant pour faire de la RFC. Ensuite, la réalisation de campagnes de mesures avec caractérisation de l'environnement permettra une optimisation de la méthode d'inversion appliquée.

Enfin l'étude du fouillis de mer en incidence rasante nous a permis de souligner certaines caractéristiques de ses variations spatio-temporelles et de proposer une modélisation semi-empirique. Ces travaux méritent également d'être approfondis par l'étude de nouvelles données qui permettraient d'une part d'enrichir l'analyse et d'autre part de généraliser la modélisation semi-empirique proposée. Une modélisation physique plus poussée, liée à une modélisation de la surface de mer, semble possible mais à plus long terme car différents points durs subsistent comme les phénomènes non linéaires à l'origine des déferlements et des spikes et la modélisation de la réponse électromagnétique de la mer en incidence rasante.

B.3 ACTIVITES LIEES A LA PROPAGATION TROPOSPHERIQUE

B.3.1 INTRODUCTION

Ayant initié mes travaux de recherche en étudiant les effets de réfraction au-dessus de la mer, j'ai par la suite étendu mon champ d'expertise à l'ensemble des effets de la troposphère sur les systèmes de radiocommunication et les systèmes radar. Par exemple, dans le cadre d'une étude ESA, j'ai pu travailler sur du traitement de données d'affaiblissement par la pluie sur des liaisons Terre-satellites et régresser un modèle quantifiant l'apport de la technique de diversité temporelle [Fabbro et al., 2009]. J'ai également effectué différentes expertises pour le CNES et la DGA sur l'impact de la troposphère, par exemple en étudiant l'effet de la pluie sur les performances des systèmes Radar à Synthèse d'Ouverture (RSO). Mais mes travaux les plus originaux restent liés à la troposphère « air-clair ». Ainsi, pour les illustrer, j'ai retenu dans cette partie trois sous-thèmes : la prise en compte des effets de relief par résolution de l'équation parabolique 3D, la modélisation de la propagation par décomposition en faisceaux gaussiens pour une application à la radio-occultation, et enfin la modélisation de la scintillation induite par la turbulence troposphérique.

B.3.2 MODELISATION DES EFFETS DE PROPAGATION 3D PAR PWE

Pour la modélisation de la portée de systèmes radar ou de radiocommunication à basse altitude et basse élévation, la méthode de l'équation parabolique (PWE) est particulièrement efficace. Elle est classiquement développée sous l'hypothèse de symétrie cylindrique, ramenant le problème à deux dimensions dans un plan vertical passant par l'émetteur. L'approche PWE-2D convient pour la plupart des applications recherchant à faire de l'estimation de portée, car la partie émission des systèmes est en général assez « dégagée » des interactions avec la scène à courte distance. Cependant, la modélisation des effets transverses au plan de propagation reste intéressante dans certains cas spécifiques comme en milieu vallonné ou en milieu urbain. Les applications visées peuvent être les télécommunications terrestres ou la détection par radar sol en environnement urbain ou sub-urbain. Pour évaluer ces effets transverses, j'ai co-dirigé la thèse d'Arnaud Ginestet avec Jérôme Sokoloff (maître de conférence à l'université Paul Sabatier). Les travaux étaient donc dédiés à l'extension du formalisme équation parabolique en 3D.

En particulier, nous avons résolu l'équation parabolique 3D vectorielle par deux approches différentes : une méthode Split-Step Fourier (SSF) et une méthode de type Différences Finies (DF). La résolution s'opère comme en 2D, en partant d'une distribution de champ au niveau de l'émetteur et en calculant

itérativement la distribution de champ dans des plans successifs transverses à la direction de propagation.

Nous avons écrit le problème de la propagation 3D en coordonnées cartésiennes (x, y, z) , ce qui ramène en 3D l'équation parabolique décrite en 2D dans la section B.2.2.2 (équation 4) :

$$\left(\frac{\partial}{\partial x} - iQ\right) \mathbf{C} = 0, \quad \text{avec } Q = \sqrt{\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + k_0^2 m^2}. \quad (24)$$

\mathbf{C} est le vecteur champ électrique \mathbf{E} ou magnétique \mathbf{H} . Comme en deux dimensions, différentes approximations de la racine carré sont possibles. Pour une résolution de type SSF, nous avons choisis l'approche grand angle proposée par Feit et Fleck [Feit et al.,1978]

$$Q \approx \sqrt{\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + k_0^2} + k_0 M(x, y, z) 10^{-6}. \quad (25)$$

Le schéma de propagation itératif SSF en 3D est identique au 2D (cf. équation (10)) mais avec une dimension transverse y supplémentaire :

$$\mathbf{C}(x + \delta x, y, z) = e^{ik_0 \delta x \left(\frac{M \cdot 10^{-6}}{2}\right)} f_{2D}^{-1} \left(e^{ik_x \delta x} f_{2D} \left(\mathbf{C}(x, y, z) \cdot e^{ik_0 \delta x \left(\frac{M \cdot 10^{-6}}{2}\right)} \right) \right) \quad (26)$$

$$\text{avec } k_x = \begin{cases} \sqrt{k_0^2 - k_z^2 - k_y^2} & \text{si } \sqrt{k_z^2 + k_y^2} \leq k_0 \\ i \sqrt{k_z^2 + k_y^2 - k_0^2} & \text{si } \sqrt{k_z^2 + k_y^2} > k_0 \end{cases}.$$

et où f_{2D} et f_{2D}^{-1} sont les transformées de Fourier directe et inverse selon l'axe vertical z et transverse y . La condition aux limites appliquée est, comme en 2D, la condition de Leontovitch. Nous l'avons introduite en suivant la méthode spectrale proposée par Janaswamy [Janaswamy, 2003]. Le principe est d'exprimer dans la condition aux limites, le champ et ses dérivées par un passage dans le domaine spectral. Cette approche, non présentée ici (cf. [Janaswamy, 2003] ou [Ginestet, 2007]), a été développée pour modéliser la condition aux limites de Leontovich dans un environnement de type urbain, soit pour un relief décrit par des plans horizontaux ou verticaux. Ainsi, on distingue la formulation de la condition aux limites appliquée sur une surface plane horizontale (comme le sol ou le toit des immeubles), de celle appliquée sur des parois verticales (comme les murs des immeubles).

Un exemple canonique de validation est présenté en Figure 14. Il s'agit d'un cas de propagation au-dessus d'un plan lisse parfaitement réfléchissant et présentant un obstacle de type écran. En Figure 14.a une description schématique de la géométrie est proposée et en Figure 14.b un tableau rappelle le paramétrage de la simulation.

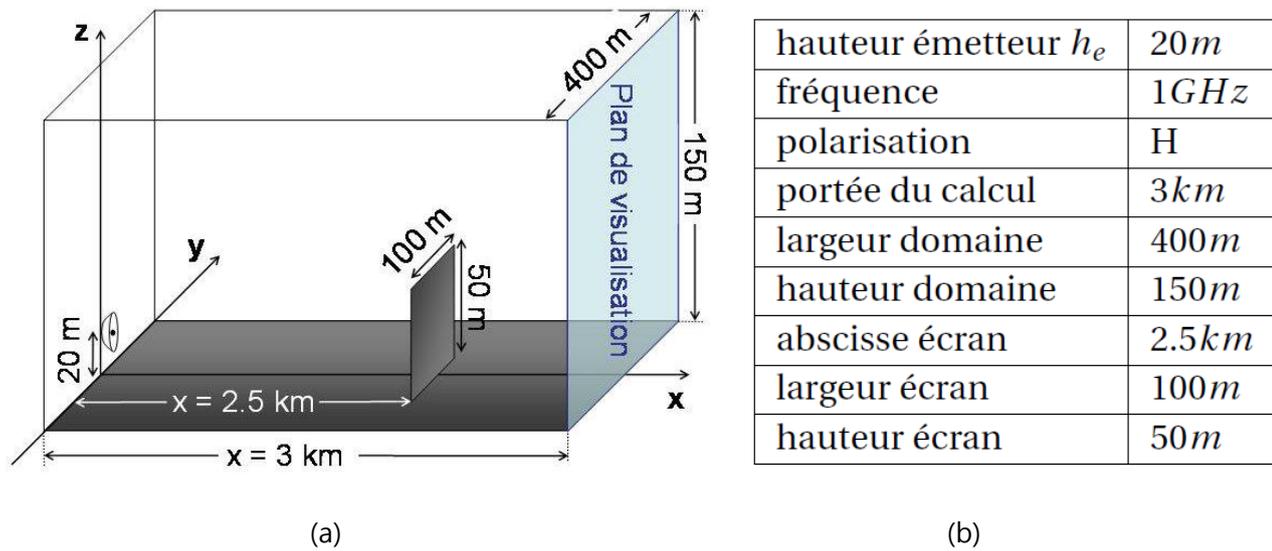


Figure 14 : Configuration pour la modélisation de la propagation en présence d'un écran et d'un sol par la méthode PWE-SSF-3D. (a) description géométrique (b) paramétrage de la simulation PWE-SSF-3D. Graphes extraits de [Ginestet, 2007].

Les résultats sont présentés en Figure 15. La Figure 15.a représente le module du facteur de propagation en dB pour la polarisation HH dans un plan situé à la distance de 3 km de l'émetteur (plan représenté en bleu clair Figure 15.a). Sur cette figure, les interférences créées par la réflexion sur le sol sont clairement reconnaissables (stratification horizontale avec des lobes de hauteur 25 mètres). L'effet de masquage de l'écran est également identifiable, autour de $y = -70\text{m}$ à $y = +70\text{m}$ et de $z = 0$ à $z = 75\text{m}$ en hauteur. Les arêtes verticales et horizontales de l'écran créent des diffractions qui amènent du champ diffracté derrière l'écran. Trois composantes diffractées s'y recombinaient donc et créent une nouvelle figure d'interférences, plus complexe, ressemblant à une grille alternant valeurs minimales et maximales. La Figure 15.b propose une coupe de champ calculée le long de la ligne pointillée noire représentée en Figure 15.a. On compare ici les résultats obtenus par les méthodes équation parabolique 3D résolues par SSF et DF, en noir et bleu respectivement, et le résultat obtenu par une résolution PWE-SSF 2D en rouge. L'approche 2D résout le problème dans un plan vertical passant par l'émetteur et le point d'observation. On constate que les deux méthodes résolvant la PWE 3D donnent des résultats très proches : par exemple le phénomène de diffraction par le bord de la plaque est très bien modélisé par les deux méthodes entre 60 et 100 mètres. La confrontation à l'approche 2D en rouge montre tout l'intérêt du 3D. Globalement on retrouve en 2D les niveaux de champ induits par le masquage de la

plaque, mais on ne modélise pas les effets de diffraction transverses : les oscillations liées aux recombinaisons des diffractions par les arêtes verticales et horizontales de l'obstacle disparaissent en 2D.

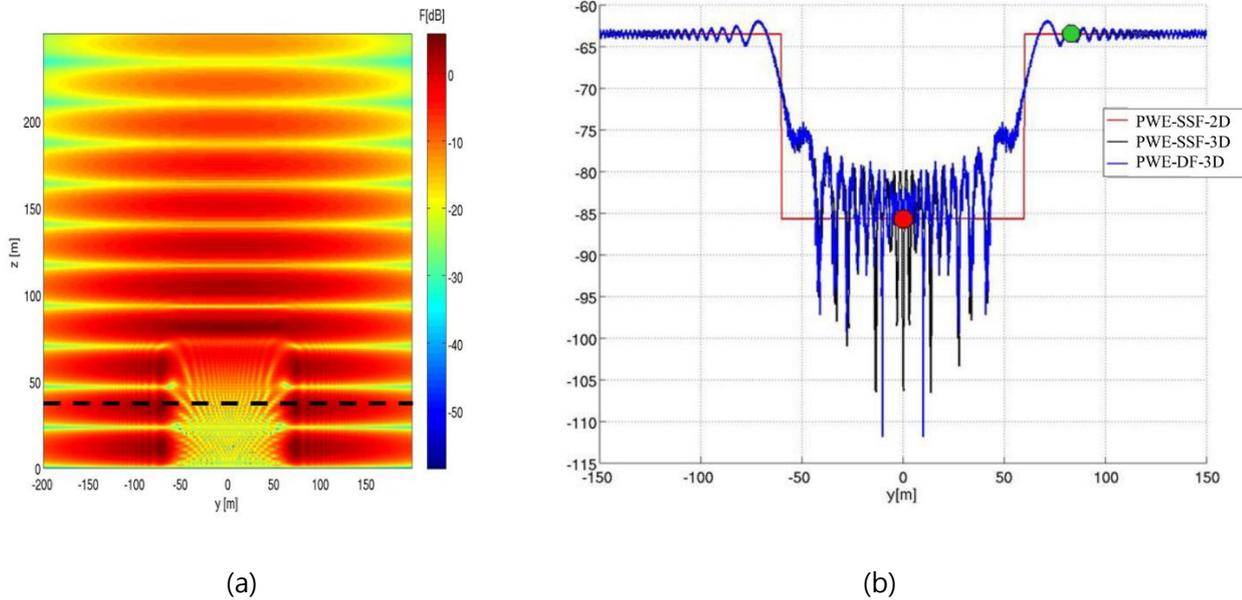


Figure 15 : (a) Plan de coupe vertical à 3 km de l'émetteur, perpendiculaire au sens de la propagation, représentant le facteur de propagation en échelle de couleur (b) Coupe choisie le long de la ligne pointillée noire (graphe de gauche) à 33.75 mètres et représentant le module du champ E_y en dB. Le champ est calculé par méthode PWE-SSF-2D, PWE-SSF-3D et PWE-DF-3D. Graphes extraits de [Ginestet, 2007].

En appliquant l'approche PWE-SSF-3D publiée par Janaswamy [Janaswamy, 2003], et proposant l'introduction de la condition limite de Leontovitch en 3D par une approche spectrale, il s'est avéré que cette méthode fonctionnait bien sur un cas canonique tel que celui présenté ci-dessus mais était difficilement capable de traiter des cas plus réalistes incluant un relief 3D. En effet, le cas test proposé ci-dessus n'induit que la modélisation d'un masquage et d'effets de diffraction. Le problème est que la réflexion est assez mal modélisée. En particulier, elle nécessite des pas de progression en distance très fins pour que les résultats soient corrects.

En conséquence nous avons développé une approche de type PWE-DF-3D. Cette dernière nécessite une inversion matricielle à chaque pas de progression en distance. Pour garder des temps de calcul intéressants, la discrétisation par différences finies a été effectuée par une discrétisation à pas fractionnaires, permettant de conserver des matrices tridiagonales, faciles et rapides à inverser. La condition limite de Leontovitch a été introduite sous une forme réduite. Ce n'est qu'après chaque pas

de propagation que le couplage entre les composantes vectorielles du champ est effectué par le calcul de la condition limite complète de Leontovich (pour une description détaillée de cette approche, le lecteur est renvoyé à [Ginestet, 2007]). L'approche PWE-DF-3D a également été appliquée sur le cas test Figure 15 : les résultats, comparables à ceux obtenus par PWE-SSF-3D, sont tracés en bleu Figure 15.b. Des différences peuvent être notées entre les deux méthodes SSF et DF de résolution de la PWE 3D pour les valeurs de y proches de 0, i.e. sur une zone où la méthode DF est mise en défaut car son ouverture angulaire est plus réduite que celle de la SSF.

Suite à sa thèse, Arnaud a été embauché dans la société toulousaine Noveltis et nos travaux sur la PWE 3D ont été poursuivis par des applications de la méthode PWE-DF-3D en basse fréquence (typiquement pour les applications HF). Sur la Figure 16 ci-dessous sont représentés des résultats de validation de la modélisation de l'onde de surface, présente en basse fréquence à la surface de la mer et en polarisation verticale. La configuration est canonique, avec un émetteur rayonnant à 25 m au-dessus d'une mer ouverte parfaitement lisse (cf. Figure 16.a). Le champ propagé peut être comparé à la modélisation asymptotique proposée par Norton [Norton, 1937], comme présenté en Figure 16.b.

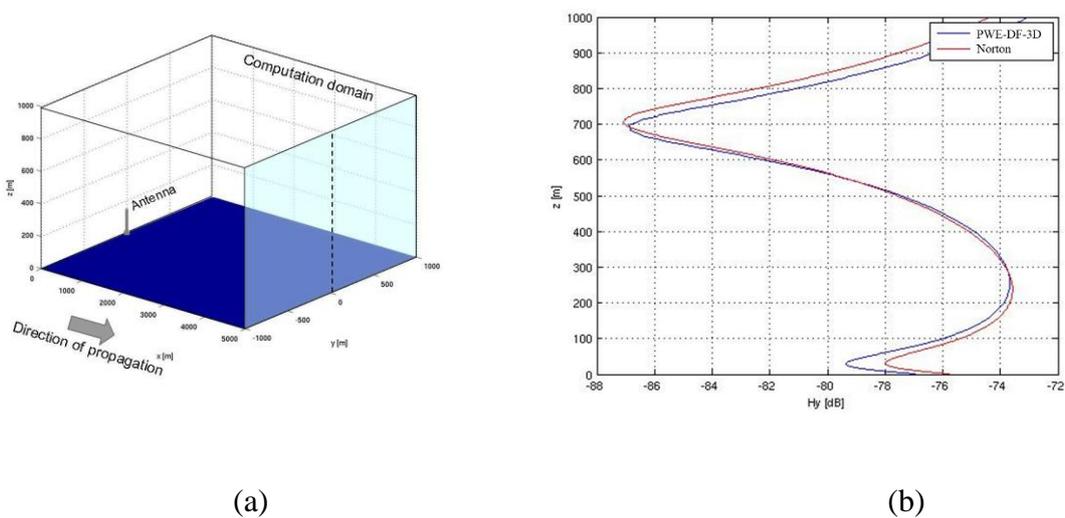


Figure 16 : Cas test de propagation de l'onde de surface au-dessus de la mer par PWE-DF-3D à 50 MHz, polarisation verticale. (a) Représentation de la scène et de la verticale d'observation (trait noir pointillé) à $x = 5$ km et $y=0$ m, (b) comparaison de la composante H_y du champ propagé sur la verticale d'observation à 5 km de l'émetteur, en dB.

La modélisation de la propagation par PWE-3D est aujourd'hui une thématique en sommeil à l'ONERA, d'autres thématiques plus proches de nos préoccupations contractuelles ayant pris le relais. Les résultats obtenus avec l'approche PWE-DF-3D restent cependant très prometteurs. Cette méthode

permet la modélisation de la propagation en 3D, adaptée à des problématiques de calcul de couverture de systèmes pouvant être impactées par une variabilité du sol. Elle paraît particulièrement intéressante pour les basses fréquences, comme en bande HF, car elle est à même de modéliser l'onde de sol.

Cette thématique PWE-3D a été reprise par Rémi Douvenot et Alexandre Chabory de L'ENAC qui l'abordent avec une approche de type SSF basée sur des décompositions en ondelettes [Zhou, 2018] [Bonnafond, 2020]. Toutefois, la prise en compte du relief 3D par ce genre de méthode reste encore aujourd'hui un challenge.

B.3.3 MODELISATION DE LA REFRACTION GRANDE ECHELLE PAR LE FORMALISME FAISCEAUX GAUSSIEN

La méthode PWE-SSF résout l'équation d'Helmholtz en utilisant les propriétés de la transformée de Fourier. Cette transformation permet une résolution rigoureuse de l'équation PWE en espace libre. L'utilisation de la transformée de Fourier revient à décomposer le champ en une somme d'ondes planes, qui sont propagées dans l'espace de Fourier. Jérôme Sokoloff (Université Paul Sabatier) et Alexandre Chabory (ENAC) travaillaient depuis de nombreuses années sur un autre formalisme de décomposition des ondes : les faisceaux Gaussiens. L'idée nous est donc venue de tenter une nouvelle approche pour résoudre le problème de la propagation et de décomposer le champ EM en une somme de faisceaux gaussiens plutôt qu'en ondes planes. Ces travaux ont été réalisés dans le cadre de la thèse de Charles Antoine L'Hour. L'objectif à travers ce nouveau formalisme était d'obtenir une méthode plus rapide encore, et peut être plus « adaptative » aux différents environnements sur lesquels nous pourrions l'appliquer. En effet, le faisceau gaussien a une propriété de localité intéressante comparé à l'onde plane. Il peut donner accès à la notion de longueur radioélectrique en son axe, contrairement à l'onde plane. Pour démontrer ses potentialités, nous avons considéré les configurations géométriques de Radio-Occultation (RO) entre satellites, qui amènent des liaisons électromagnétiques sur de très grandes distances (cf. [Figure 17.a](#)).

Dans un premier temps, nous avons cherché à résoudre le problème de la propagation d'un faisceau gaussien unique propagé dans un milieu inhomogène troposphérique. Ces travaux ont été basés sur les formulations proposées par [Cerveny et al., 1982], proposant une solution de type faisceau gaussien à la propagation 2D en milieu inhomogène. La clef réside dans l'écriture de l'équation d'onde dans un repère curviligne, référencé à l'axe du faisceau propagé (cf. illustration [Figure 17.b](#)). Une formulation asymptotique du champ propagé dans un milieu à gradient vertical constant a alors été développée [L'Hour et al., 2019a], avec notamment des originalités sur la formulation de la propagation de l'axe du faisceau gaussien.

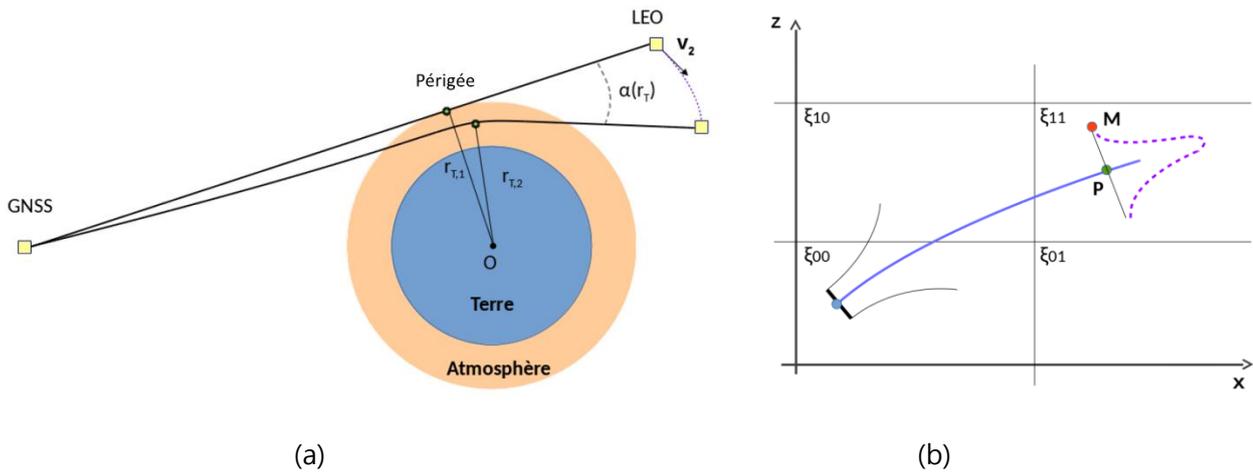


Figure 17 : (a) Géométrie du problème de RO. (b) Illustration de la propagation d'un faisceau gaussien dans un milieu décomposé en cellules à gradients variables ξ . Graphes extraits de [L'Hour, 2017].

Lorsque le milieu troposphérique à une variabilité plus complexe en altitude et distance, il est décrit par une grille spatiale altitude-distance dans laquelle chaque cellule présente un indice de gradient vertical constant ξ (cf. illustration Figure 17.b). Pour considérer les déformations du champ incident, ce dernier peut être décomposé en une somme de faisceaux gaussiens. Ces derniers sont propagés individuellement et recomposés après propagation. Cette modélisation a été baptisée GBAR (pour Gaussian Beam for Atmospheric Refraction method).

Une comparaison des résultats de GBAR avec la PWE-SSF-2D est proposée en Figure 18. Un profil de coïncide vertical bilinéaire est ici considéré sur tout le domaine (Figure 18.a). La carte de champ propagé calculé par GBAR sur le domaine de 100 km est représentée en Figure 18.b. Les résultats entre GBAR et PWE-SSF sont comparés à 100 km de distance, en amplitude (Figure 18.c) et phase (Figure 18.d). Dans la résolution GBAR, le champ est décomposé en faisceaux gaussiens puis recomposé tous les 2 km à partir de 25 km. La concordance entre les deux méthodes est excellente. Les gains en temps de calcul sont de 20 à 50% à 1 GHz, et peuvent atteindre 300% à 10 GHz [L'Hour, 2017].

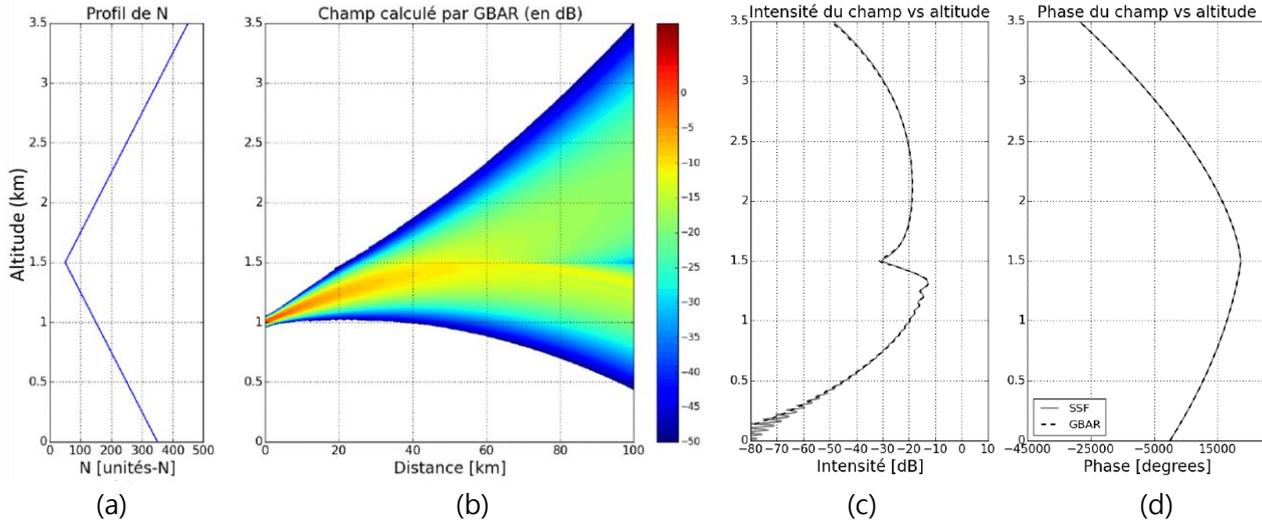


Figure 18 : Propagation d'un champ gaussien dans un profil bilinéaire calculée par la méthode GBAR avec re-décompositions. (a) : profil de coindice. (b) : carte du champ. (c) : amplitude du champ à 100 km. (d) : phase déroulée du champ à 100 km. Les conditions de simulation sont les suivantes : $f = 1$ GHz, altitude émetteur 1 km, largeur de faisceau 20m et élévation 0.8° . Les re-décompositions ont lieu tous les 2km après 25km de distance (extrait de [L'hour, 2017]).

Pour mettre en valeur l'intérêt de GBAR sur de grands domaines, nous avons donc considéré les configurations de liaison entre satellites en RO. La réfraction troposphérique agissant sur ces liaisons permet, par processus d'inversion, d'estimer le coindice de réfraction de la troposphère. En effet on peut estimer cette quantité à partir du décalage Doppler du signal reçu [Kurkinski et al., 1997], ou par inversion des variations d'amplitude. C'est cette dernière technique qui a été choisie dans le cadre de la thèse. Pour tendre vers une situation réaliste, le milieu troposphérique est simulé à un instant donné par le modèle météorologique méso-échelle WRF (Weather Research and Forecasting [Skamarock et al., 2008]). La configuration géométrique des liaisons entre satellites est choisie de manière à ce que les deux satellites restent dans un même plan passant par le centre de la Terre, avec un satellite GNSS fixe et un satellite LEO descendant sous l'horizon optique (conformément à la Figure 17.a). En Figure 19.a est représentée la cartographie du facteur de propagation calculée par GBAR. Pour chaque position du satellite LEO descendant sous l'horizon, il existe un point de périgée. Ce point est la position à laquelle le rayon propagé entre satellites est le plus proche de la surface terrestre (cf. illustration Figure 17.a). Sur la Figure 19.a les positions du périgée pour toutes les positions du satellite LEO sont représentées en pointillés noirs. À partir de l'amplitude du champ propagé calculée par GBAR au niveau des différentes positions du satellite LEO, un algorithme d'inversion de l'amplitude est appliqué pour tenter de retrouver les valeurs de coindice de réfraction aux points de périgée. La Figure 19 présente une illustration des résultats obtenus, avec en Figure 19.b les variations du coindice N aux

points de périgée. On peut alors comparer sur cette figure les valeurs de coindice de référence (i.e. issues des simulations WRF) et inversées. Les résultats obtenus sont très cohérents et démontrent que ce type de modélisation permet de rejouer des scénarios très réalistes (cf. [L'Hour et al., 2019a] et [L'Hour et al., 2019b] pour plus de détails).

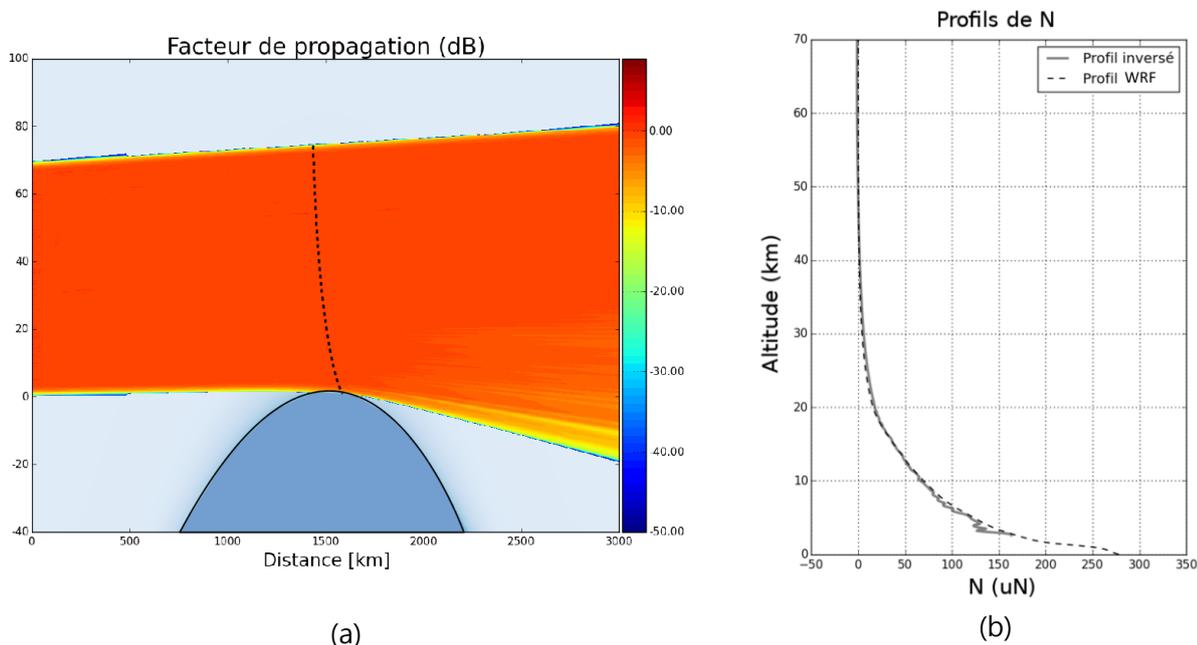


Figure 19 : (a) Facteur de propagation (dB) modélisé par GBAR dans un plan 2D en configuration RO, considérant un milieu troposphérique modélisé par WRF. (b) profils de coindice de réfraction modifié N aux points de périgée : en noir pointillé, profil original issu de simulations WRF décrivant le milieu, en gris profil inversé. Extrait de [L'hour, 2017].

Les travaux sur la modélisation de la réfraction troposphérique sur de grandes distances pour les applications de liaisons satellitaires en RO sont toujours d'actualité à L'ONERA. En effet, le CNES a montré un vif intérêt pour ce type d'application et une étude R&T est en cours. Charles-Antoine L'Hour a été embauché dans l'équipe PER de l'ONERA et nous travaillons sur cette étude, en partenariat avec Alexandre Chabory et Rémi Douvenot de l'ENAC.

B.3.4 MODELISATION DE LA SCINTILLATION TROPOSPHERIQUE

La propagation d'une onde EM dans la troposphère est impactée par la réfraction à basse élévation, le multitrajet créé par le sol, mais également par la turbulence du milieu atmosphérique créant des variations rapides de l'amplitude et de la phase du signal radioélectrique : la scintillation. Des travaux pour la DGA m'ont mené à étudier plus spécifiquement ce phénomène. Alors qu'il peut être traité en

ingénierie par un modèle empirique proposé par l'Union Internationale des télécommunications [ITU-R P.618-13], j'ai souhaité aller plus loin en utilisant une approche plus proche de la physique de la propagation. J'ai donc utilisé une méthode que je connaissais bien : la PWE-SSF. Ainsi dans cette section je rappelle la description du problème, sa résolution par PWE-SSF ainsi que par une approche asymptotique. Le développement de ces deux formalismes m'a permis d'appréhender le problème du passage d'une résolution 3D à 2D et de quantifier l'erreur associée, en coopération avec Laurent Féral de l'université Paul Sabatier.

Dans la troposphère, les variations spatio-temporelles de l'indice de réfraction sont complexes et ne peuvent être connues de façon déterministe. Ainsi, il est d'usage de décrire l'indice de réfraction $n(\vec{r}, t)$ comme une fonction stochastique de la position $\vec{r} \equiv (x, y, z)$ et du temps t . $n(\vec{r}, t)$ est alors classiquement décomposé selon $n(\vec{r}, t) = \langle n_0 \rangle + n_1(\vec{r}, t)$, où $\langle n_0 \rangle$ est la composante moyenne responsable des effets de réfraction large échelle analysés dans les sections précédentes et $n_1(\vec{r}, t)$ la composante aléatoire turbulente.

Les fluctuations rapides, à petite échelle, de $n_1(\vec{r}, t)$ engendrent des fluctuations rapides du signal autour de sa valeur moyenne : c'est le phénomène de scintillation troposphérique. Celui-ci constitue une source de perturbation pour les systèmes électromagnétiques: il est donc nécessaire de disposer d'une description (statistique) des scintillations électromagnétiques (variance d'amplitude et de phase du signal, spectre temporel d'amplitude et de phase) pour garantir un dimensionnement système optimal.

Conformément à diverses mesures expérimentales, $n_1(\vec{r}, t)$ est une variable aléatoire centrée de sorte que $\langle n_1(\vec{r}, t) \rangle = 0$. Sous l'hypothèse d'un milieu aléatoire turbulent stationnaire et homogène, la fonction de covariance spatiale 3D de l'indice turbulent $\langle n_1(\vec{r}, t) n_1(\vec{r}', t) \rangle$ se réduit à $B_{n_1}^{3D}(\vec{r} - \vec{r}')$. Elle est reliée par transformée de Fourier 3D au spectre spatial 3D $S_{n_1}^{3D}(\vec{k})$ selon:

$$\langle n_1(\vec{r}, t) n_1(\vec{r}', t) \rangle = B_{n_1}^{3D}(\vec{r} - \vec{r}') = \int_{-\infty}^{+\infty} dk^3 S_{n_1}^{3D}(|\vec{k}|) e^{i\vec{k}(\vec{r}-\vec{r}')}. \quad (27)$$

Une description du milieu turbulent troposphérique par le spectre de von Karman, [von Karman, 1948], largement utilisé dans la littérature, a été choisie pour nos travaux :

$$S_{n_1}^{3D}(|\vec{k}|) = 0.033 C_n^2 \left(|\vec{k}|^2 + K_{OS}^2 \right)^{-11/6}, \quad (28)$$

où C_n^2 est la constante de structure : c'est la mesure de la « force » de la turbulence. Le nombre d'ondes $K_{OS} = 2\pi/L_{OS}$ correspond à l'échelle externe de la turbulence L_{OS} , plus grande taille des irrégularités turbulentes. Dans la formulation proposée ici, l'échelle interne des inhomogénéités (ou

échelle de dissipation des tourbillons) n'est pas prise en compte car les inhomogénéités associées sont de taille trop petites pour impacter la propagation radioélectrique. La [Figure 20.a](#) propose une représentation du spectre des irrégularités. Entre les échelles externes et internes, ce spectre traduit le phénomène de cascade inertielle conformément à la théorie de [\[Kolmogorov, 1941\]](#) des écoulement turbulents, avec une transmission d'énergie des grands tourbillons vers les plus petits conformément à la [Figure 20.b](#).

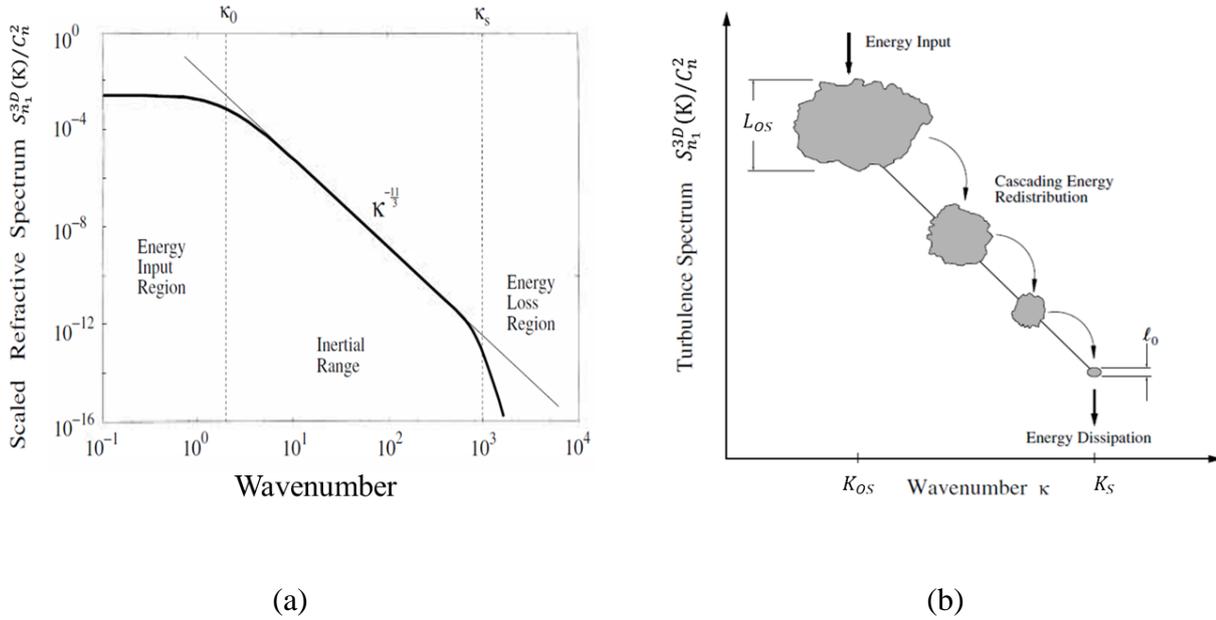


Figure 20 : (a) Spectre des irrégularités en échelles log-log. (b) Schéma représentatif du phénomène de cascade inertielle. Graphes extraits de [\[Wheelon, 2004a\]](#).

J'ai donc implémenté la PWE-SSF avec écrans de phase (ou MPS pour Multiple Phase Screen) en 2D (PWE-2D-MPS) puis 3D (PWE-3D-MPS) pour modéliser la scintillation troposphérique. Pour une propagation selon l'axe Ox, la formulation 3D de la PWE-SSF-MPS s'écrit :

$$\begin{aligned}
 E(x_0 + \delta x, y, z) &= e^{ik_0\phi(y,z,t)} \iint_{-\infty}^{+\infty} dk_y dk_z e^{ik_x\delta x} e^{i(k_y y + k_z z)} \times \\
 &\quad \frac{1}{(2\pi)^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} dy dz E(x_0, y, z) e^{-i(k_y y + k_z z)} \\
 &= e^{ik_0\phi(y,z,t)} TF_{2D}^{-1} \left\{ e^{ik_x\delta x} TF_{2D} [E(x_0, y, z)] \right\}
 \end{aligned} \tag{29}$$

où l'on retrouve la résolution SSF introduite au §B.3.2, avec l'écran de phase transverse $\phi(y, z, t) = \int_{x_0}^{x_0+\delta x} n_1(\xi, y, z, t) d\xi$ qui représente l'impact des fluctuations turbulentes sur l'épaisseur δx traversée. L'écran de phase 2D $\phi(y, z, t)$ est généré par filtrage d'un bruit blanc gaussien, à partir du

spectre des inhomogénéités transverses $S_{\phi}^{2D}(k_y, k_z) = 2\pi\delta x S_{n_1}^{3D}(k_x = 0, k_y, k_z)$ [Fabbro and Féral, 2012]. Pour une réduction dimensionnelle dans le plan (xy), la formulation 2D de l'équation (29) devient :

$$\begin{aligned}
 E(x_0 + \delta x, y) &= e^{ik_0\phi(y,t)} \int_{-\infty}^{+\infty} dk_y e^{ik_x\delta x} e^{ik_y y} \\
 &\times \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} dy E(x_0, y) e^{-ik_y y} \\
 &= e^{ik_0\phi(y,t)} TF_{1D}^{-1} \{ e^{ik_x\delta x} TF_{1D} [E(x_0, y)] \}
 \end{aligned} \tag{30}$$

avec maintenant l'écran de phase 1D $\phi(y, t) = \int_{x_0}^{x_0+\delta x} n_1(\xi, y, t) d\xi$ obtenu par filtrage d'un processus gaussien de spectre $S_{\phi}^{1D}(k_y) = 2\pi\delta x \int_{-\infty}^{+\infty} dk_z S_{n_1}^{3D}(k_x = 0, k_y, k_z)$.

Conformément à (30), la formulation 2D du problème amène une réduction du temps de calcul et de l'espace mémoire très intéressante, la dimension transverse et la FFT associée devenant unidimensionnelles. Toutefois, lors des exercices de validation numérique PWE-3D-MPS/PWE-2D-MPS de cette technique, j'ai constaté des erreurs induites par l'approximation 2D par rapport au cas 3D. Ces différences avaient déjà été relevées par [Rouseff, 1992] mais jamais quantifiées dans la littérature ni même spécifiquement étudiées. Ces observations m'ont conduit à la nécessité d'une analyse originale des conséquences de la réduction dimensionnelle 3D-2D (hypothèse classique dans la littérature) lors des calculs de scintillation troposphérique.

L'usage est de caractériser la scintillation par les fluctuations de la log-amplitude χ et de la phase φ du signal reçu. L'onde incidente est ici supposée plane. Les formulations analytiques 2D et 3D des variances de log-amplitude $\langle \chi^2 \rangle$ et de phase $\langle \varphi^2 \rangle$ ont été développées à partir de l'équation de propagation scalaire 2D et 3D [Fabbro and Féral, 2012]. Ces solutions analytiques, basées sur un formalisme établi par Rytov [Rytov et al., 1989][Wheelon, 2004b][Ishimaru, 1972], sont établies sous l'hypothèse d'un régime faiblement diffusant (« weak scattering »). Le lecteur trouvera les développements mathématiques dans [Fabbro and Féral, 2012]. Les formulations générales pour la variance de la log-amplitude $\langle \chi^2 \rangle$ en 3D et en 2D sont de la forme:

$$\begin{cases} \langle \chi^2 \rangle^{3D} = 2\pi k_0^2 R \int_{-\infty}^{+\infty} dk_y \int_{-\infty}^{+\infty} dk_z S_{n_1}^{3D}(0, k_y, k_z) F_\chi(k_y, k_z) \\ \langle \chi^2 \rangle^{2D} = 2\pi k_0^2 R \int_{-\infty}^{+\infty} dk_y \int_{-\infty}^{+\infty} dk_z S_{n_1}^{3D}(0, k_y, k_z) F_\chi(k_y, k_z = 0) \end{cases} \quad (31)$$

où R est la distance entre la couche turbulente et le récepteur et $F_\chi(k_y, k_z)$ une fonction de filtrage en amplitude (cf. [Fabbro and Féral, 2012]). On obtient pour les variances de phase $\langle \varphi^2 \rangle$ en 3D et 2D des équations similaires avec cette fois une fonction de filtrage en phase $F_\varphi(k_y, k_z)$.

Deux régimes de diffusion sont alors distingués. Lorsque la plus grande taille des inhomogénéités (ou échelle externe) L_{OS} , est négligeable par rapport à la longueur de Fresnel $\sqrt{\lambda R}$, alors le régime de Fraunhofer est établi. Lorsque au contraire la longueur de Fresnel est faible par rapport à l'échelle externe des irrégularités, on est en régime de diffusion de Fresnel. Selon le régime, les formulations asymptotiques diffèrent, conformément à la Table 1 (cf. [Fabbro and Féral, 2012]).

Régime de diffusion	Fresnel ($L_{is} \ll \sqrt{\lambda R} \ll L_{os}$):	Fraunhofer ($L_{os} \ll \sqrt{\lambda R}$):
Amplitude 3D [Np^2]	$\langle \chi^2 \rangle_{Fresnel}^{3D} = 0.307 C_n^2 k_0^{7/6} R^{11/6}$	$\langle \chi^2 \rangle_{Fraunhofer}^{3D} = 0.391 C_n^2 k_0^2 K_{OS}^{-5/3} R$
Amplitude 2D [Np^2]	$\langle \chi^2 \rangle_{Fresnel}^{2D} = \frac{\langle \chi^2 \rangle_{Fresnel}^{3D}}{1.86}$	$\langle \chi^2 \rangle_{Fraunhofer}^{2D} = \langle \chi^2 \rangle_{Fraunhofer}^{3D}$
Phase 3D [rad^2]	$\langle \varphi^2 \rangle_{Fresnel}^{3D} = 2 \langle \varphi^2 \rangle_{Fraunhofer}^{3D} \times [1 - 0.393 (RK_{OS}^2/k_0)^{5/6}]$	$\langle \varphi^2 \rangle_{Fraunhofer}^{3D} = \langle \chi^2 \rangle_{Fraunhofer}^{3D}$
Phase 2D [rad^2]	$\langle \varphi^2 \rangle_{Fresnel}^{2D} = 2 \langle \varphi^2 \rangle_{Fraunhofer}^{3D} \times [1 - 0.210 (RK_{OS}^2/k_0)^{5/6}]$	$\langle \varphi^2 \rangle_{Fraunhofer}^{2D} = \langle \chi^2 \rangle_{Fraunhofer}^{3D}$

Table 1 : Expressions asymptotiques des variances d'amplitude $\langle \chi^2 \rangle$ et de phase $\langle \varphi^2 \rangle$, en régime de Fresnel en colonne centrale, et en régime de Fraunhofer à droite, en 3D et en 2D, pour une onde incidente plane propagée en milieu troposphérique turbulent.

Les formulations analytiques et asymptotiques développées en 2D et en 3D ont été confrontées à des calculs par méthode PWE-SSF avec écrans de phase multiples (MPS) en 2D et 3D (obtenus par un processus de Monte Carlo). Les résultats sont présentés en Figure 21. On y considère une liaison

terrestre de longueur $R=10$ km, en faisant varier la fréquence entre 1 et 20 GHz, ainsi que l'échelle externe des turbulences L_{os} de ~ 1 à 550 m. Ces variations entraînent un rapport $\sqrt{\lambda R}/L_{os}$ de 0.1 à 10, faisant passer le calcul de diffusion par le milieu turbulent du régime de Fresnel au régime de Fraunhofer. On peut alors étudier l'évolution de l'impact de la réduction dimensionnelle avec le régime de diffusion.

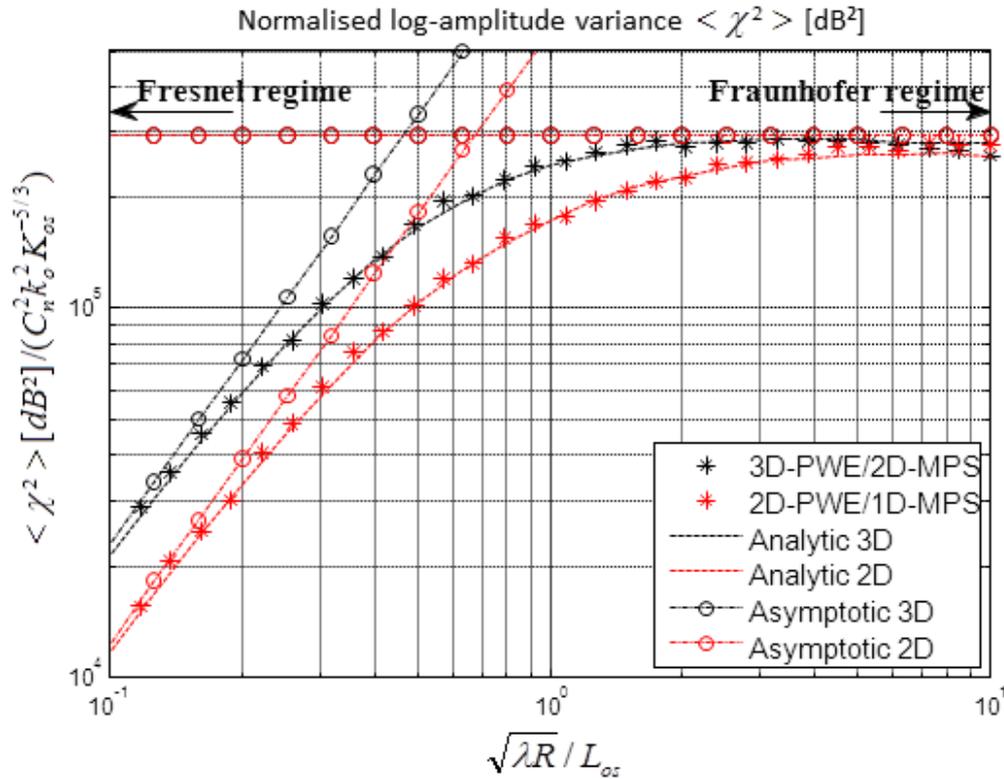


Figure 21 : variances de Log-amplitude obtenues par approches numériques PWE-MPS et formulations analytiques en 2D et 3D, ainsi que par les formulations asymptotiques Fresnel et Fraunhofer. Les résultats sont normalisés par $C_n^2 k_0^2 K_{os}^{-5/3}$. Graphe extrait de [Fabbro and Féral, 2012].

Au-delà de la validation entre les approches numériques et analytiques (comparaison traits continus/marqueurs Figure 21), ce graphe met en valeur l'impact de la réduction dimensionnelle 3D-2D. Les différences sont clairement visibles entre les courbes rouge (2D) et noires (3D) sur la Figure 21. Il a été ainsi démontré que les approches 2D sous estiment d'un facteur 1.86 la variance de log-amplitude du signal traversant le milieu troposphérique turbulent, en régime de Fresnel, soit pour $\sqrt{\lambda R}$

$\ll L_{os}$ (soit la partie gauche du graphe). En revanche en régime de Fraunhofer, l'impact de la réduction dimensionnelle devient négligeable⁴.

De même, les spectres (ou PSD pour Power spectral Density) 3D et 2D de log-amplitude et de phase des signaux radioélectriques peuvent être calculés par approche PWE-MPS mais également analytiquement sous hypothèse de Rytov (cf. [Fabbro and Féral, 2012]). Un exemple de validation est proposé Figure 22 en régime de Fresnel. La configuration consiste en une liaison radio à la fréquence de 30 GHz, une vitesse d'advection de 10 m/s, une distance $R=3$ km, une échelle externe $L_{os}=100$ m (induisant un régime de Fresnel avec $\sqrt{\lambda R} \ll L_{os}$). Ce graphe souligne les différences entre les spectres 2D et 3D (en rouge et noir, respectivement): à basse fréquence, les spectres 2D n'ont pas le même comportement et voient leur énergie diminuer lorsque la fréquence diminue. Cette différence explique les écarts obtenus sur les variances de log-amplitude 2D et 3D étudiés Figure 21. Ainsi une réduction du problème à deux dimensions amène un manque d'énergie diffractée pour les fréquences les plus faibles dans des proportions que le formalisme analytique 3D/2D développé nous permet maintenant d'évaluer.

⁴ Le même exercice a été mené pour la phase dans [Fabbro and Féral, 2012] et démontre que l'impact de la réduction 3D-2D sur la phase est négligeable.

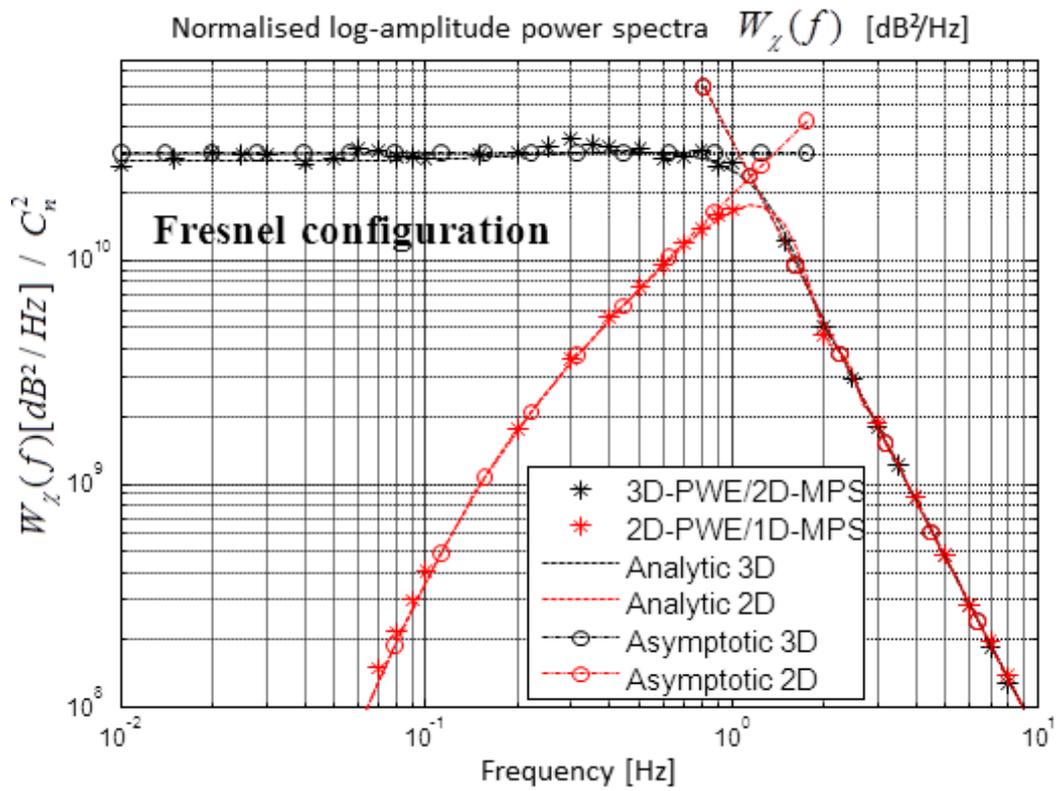


Figure 22 : PSD de log-amplitude obtenue par résolution numérique PWE-MPS en 3D et en 2D en régime de Fresnel, comparées avec les formulations analytiques 3D et 2D. Les expressions asymptotiques sont également tracées pour k tendant vers 0 ou l'infini. Les résultats sont normalisés par C_n^2 . Graphe extrait de [Fabbro and Féral, 2012].

Ces travaux originaux ont été complétés par la suite dans le cadre du stage d’Alessandro Talarico. Nous avons notamment étendu cette étude, qui était limité au cas d’une onde incidente plane, au cas d’une onde incidente sphérique se propageant dans une troposphère turbulente. Nous sommes en passe de publier ces résultats originaux.

B.3.5 CONCLUSION SUR LES ACTIVITES LIEES AU MILIEU TROPOSPHERIQUE

Dans cette partie ont été présentées certaines de mes activités de recherches dédiées à la propagation dans la troposphère. L’effet du relief 3D, ici abordé par une modélisation PWE, reste un problème non parfaitement résolu à ce jour. Les travaux que nous avons menés sur le sujet à travers la thèse d’Arnaud Ginestet ont souligné les limites de la méthode SSF en 3D et nous ont amené à rechercher une autre approche : une résolution par DF. Cette dernière donne des résultats intéressants, en particulier pour la propagation en basse fréquence (en bande HF, typiquement). Cependant, cette méthode est largement perfectible au niveau de la prise en compte de la condition limite au sol ainsi que sur le schéma de résolution (nous nous sommes limités à un schéma de résolution dite « alternée » de la PWE grand-angle).

Par ailleurs, la troposphère induit des effets de réfraction à très grande échelle comme sur les liaisons de radio-occultation. Pour permettre la mise en place de méthodes d’inversion des structures atmosphériques traversées, une méthode très rapide de résolution du problème direct a été recherchée. Nous avons abordé ce problème à travers un nouveau formalisme pour moi : les faisceaux gaussiens. Une méthode originale a ainsi été développée dans le cadre de la thèse de Charles Antoine L’Hour pour modéliser la propagation avant sur de grands domaines. Le code faisceaux gaussiens GBAR a alors démontré de bonnes capacités de modélisation par rapport à l’approche PWE-SSF, avec des temps de calcul sensiblement plus avantageux. La validation par confrontation à des mesures et la mise en place de méthodes d’inversion sont des perspectives naturelles à ces travaux sur la radio-occultation. Ces activités sont conduites aujourd’hui à l’ONERA pour le CNES en partenariat avec l’ENAC.

Enfin, s’agissant de la modélisation des scintillations troposphériques, l’adaptation de la méthode PWE-SSF 3D/2D à la prise en compte des fluctuations turbulentes de l’indice de réfraction par écrans de phase multiples nous a permis d’évaluer les conséquences de la réduction dimensionnelle 3D-2D, hypothèse classique dans la littérature mais dont la validité n’avait jamais été discutée. En particulier, les développements analytiques originaux nous ont permis une analyse quantitative de l’erreur introduite par les schémas numériques PWE-2D-MPS. Le formalisme (analytique et numérique) a été étendu pour la prise en compte d’une onde incidente sphérique (travaux non présentés ici).

Cette dernière activité sur la propagation en milieu troposphérique turbulent m'a permis de m'intéresser à un autre milieu turbulent impactant la propagation des ondes qui le traverse : l'ionosphère. C'est l'objet du chapitre suivant.

B.4 ACTIVITES LIEES A LA PROPAGATION IONOSPHERIQUE

B.4.1 INTRODUCTION

Face aux besoins industriels croissants concernant la caractérisation et la quantification de l'impact du milieu ionosphérique sur les systèmes électromagnétiques, j'ai investi ce nouveau champ d'activité. Le CNES s'est montré particulièrement moteur et a été notre principal financeur sur ce thème, complété par l'ESA. L'impact de la scintillation ionosphérique sur le positionnement GNSS en est la principale motivation. Cependant, on peut y associer l'effet des inhomogénéités ionosphériques sur les systèmes Radars à Synthèse d'Ouverture (RSO) basse fréquence, comme le système radar embarqué sur la mission BIOMASS de l'ESA, qui opère à ~ 450 MHz. Des études CNES ou DGA m'ont également amené à travailler sur la propagation des signaux réfractés par l'ionosphère en bande HF. Ces travaux ne sont toutefois pas décrits dans cette synthèse par soucis de concision.

Les travaux initiés sur la propagation EM en milieu troposphérique turbulent (cf. §B.3.4) présentent clairement des similarités avec le problème de la propagation en milieu turbulent ionosphérique. Nous avons donc étendu le formalisme du milieu troposphérique (turbulence isotrope de Kolmogorov) au milieu ionosphérique (turbulence anisotrope du plasma). Un stage et deux thèses, résumés dans les sections qui suivent, ont été les contextes choisis pour développer ces travaux originaux. Ils ont été poursuivis et le sont encore aujourd'hui, cette activité devenant mon activité principale.

Ainsi, comme pour la troposphère, nous avons tout d'abord appréhendé le problème de la modélisation de la propagation à travers une ionosphère turbulente par une analyse des conséquences de la réduction dimensionnelle 3D-2D. L'originalité réside alors dans la description des fluctuations turbulentes de la densité électronique par un spectre anisotrope, induit par l'influence du champ magnétique terrestre qui structure le plasma ionosphérique. Ces travaux ont été initiés dans le cadre de la thèse d'Hélène Galiègue que j'ai codirigée pour ensuite être capitalisés dans le code STIPEE (Software Tool for Ionospheric Propagation Events Evaluation). Ces travaux sont synthétisés dans la section suivante, §B.4.2.

Ayant posé un formalisme analytique modélisant la propagation des ondes radioélectriques dans une ionosphère turbulente (i.e. formulation problème direct), j'ai ouvert le problème inverse de la tomographie GNSS des turbulences ionosphériques. Ainsi, dans le cadre de la thèse d'Aurélien Galmiche, nous avons proposé une approche originale permettant de renseigner les paramètres descriptifs du milieu turbulent ionosphérique à partir de mesures GNSS équatoriales. Cette approche est décrite au §B.4.3.

Enfin, mes activités en cours sont présentées en fin de chapitre (cf. §B.4.4). Elles s'intéressent à la prédiction des évènements de scintillation ionosphérique aux hautes latitudes. Le modèle HAPEE (High Latitude ionospheric disturbances Positioning Error Estimator) en est le support.

B.4.2 SCINTILLATION IONOSPHERIQUE : MODELISATION DU PROBLEME DIRECT

Sous l'influence du champ magnétique terrestre, le milieu ionosphérique présente une anisotropie très marquée [Livingston et al., 1982][Aarons, 1982][Wheelon, 2004a]. Les fluctuations turbulentes de la densité électronique ΔN_e du plasma ionosphérique sont décrites dans le domaine de Fourier par le spectre 3D $S_{\Delta N_e}^{3D}(|\vec{K}|)$:

$$S_{\Delta N_e}^{3D}(|\vec{K}|) = S_{\Delta N_e}^{3D}(K_X, K_Y, K_Z) = a_X^{3-p_m} A_Y A_Z \Lambda \left(K_X^2 + A_Y^2 K_Y^2 + A_Z^2 K_Z^2 + \frac{K_{os}^2}{a_X^2} \right)^{-p_m/2}, \quad (32)$$

avec (K_X, K_Y, K_Z) les nombres d'onde selon les axes (X, Y, Z) , $K_{os} = 2\pi/L_{os}$ le nombre d'onde associé à l'échelle externe L_{os} des irrégularités turbulentes. Les quantités normalisées $A_X = a_X/a_X = 1$, $A_Y = a_Y/a_X \geq 1$ et $A_Z = a_Z/a_X \geq 1$ définissent les rapports d'anisotropie selon X , Y et Z respectivement (les facteurs a_X , a_Y et a_Z décrivent l'élongation le long des axes X , Y , Z respectivement). Λ est un facteur de normalisation, lié à la variance de densité électronique. p_m définit la pente du spectre dans le domaine inertiel.

Suivant la même démarche que pour l'étude de la réduction dimensionnelle dans la troposphère, des approches numériques (3D-PWE/2D-MPS, 2D-PWE/1D-MPS) et analytiques (sous l'hypothèse de Rytov) ont été développées en 3D et 2D pour résoudre l'équation d'Helmholtz dans une ionosphère turbulente [Galiègue et al., 2016]. L'ensemble permet une modélisation analytique complète du problème direct en 3D et en 2D et, incidemment, de quantifier l'erreur potentiellement introduite par un schéma numérique 2D (approche souvent nécessaire pour limiter les ressources informatiques ou les temps de calcul) dans l'estimation des effets 3D de scintillations ionosphériques. Pour cela, contrairement à la littérature la géométrie de la liaison est définie dans le repère (u, v, s) du LOS (Line Of Sight) et non dans le repère classiquement associé au champ magnétique terrestre. La Figure 23 résume les systèmes de coordonnées nécessaires à la description du problème. En particulier, la Figure 23.a positionne le repère (u, v, s) du LOS dans le repère terrestre (x_t, y_t, z_t) centré sur le récepteur. La Figure 23.b rappelle la géométrie d'une irrégularité turbulente dans le repère (X, Y, Z) lié au champ magnétique terrestre et son positionnement dans le repère LOS.

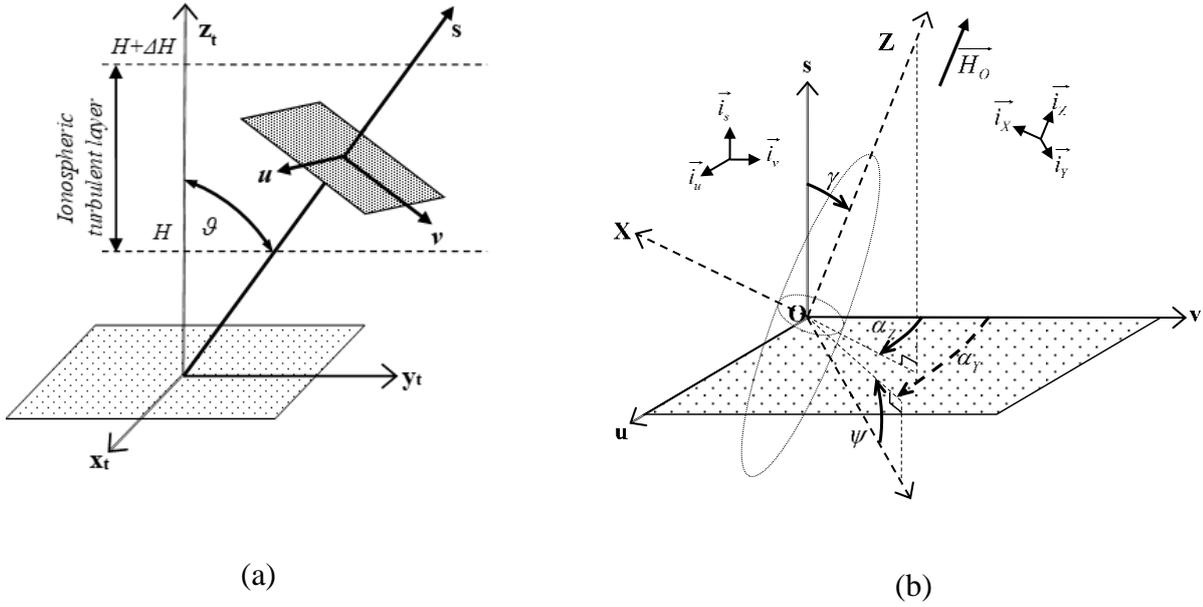


Figure 23 : (a) Représentation de la géométrie de la liaison dans le système de coordonnées (u, v, s) du LOS. (u, v) est le plan transverse à la direction LOS de propagation s . (b) Géométrie des irrégularités ionosphériques dans le système de coordonnées (X, Y, Z) , et représentation des angles de projection nécessaires pour le passage dans le système (u, v, s) . Graphes extraits de [Galiègue et al., 2016].

Pour les applications EM de liaisons trans-ionosphériques Terre-espace, le régime de faible perturbation par une ionosphère turbulente est le régime de Fresnel (cf. définition des régimes de perturbation par un milieu turbulent en §B.3.4) : la longueur de Fresnel $\sqrt{\lambda R}$ est faible devant l'échelle externe des inhomogénéités L_{os} . Cette observation permet d'établir, sous les hypothèses supplémentaires couche mince et faible perturbation (hypothèse de Rytov), l'expression analytique des variances de log-amplitude 3D et 2D, $\langle \chi^2 \rangle^{3D}$ et $\langle \chi^2 \rangle^{2D}$, qui s'écrivent respectivement [Galiègue et al., 2016]:

$$\langle \chi^2 \rangle^{3D} = 2^{2-p_m} \pi^{(7-p_m)/2} \lambda^{\frac{p_m+1}{2}} r_e^2 (\Delta H \sec \vartheta) (H \sec \vartheta)^{\frac{p_m}{2}-1} (a_x^{3-p_m} A_y A_z C_s) \times \quad (33)$$

$$\frac{\Gamma\left(\frac{3-p_m}{4}\right)}{\left(\frac{p_m}{2}-1\right)\Gamma\left(\frac{p_m}{4}\right)} (B')^{-\frac{p_m}{2}} {}_2F_1\left(\frac{p_m}{2}, \frac{1}{2}; 1; 1 - A'/B'\right),$$

et

$$\langle \chi^2 \rangle^{2D} = \pi^{\frac{5-p_m}{2}} \lambda^{\frac{p_m}{2}+1} r_e^2 (\Delta H \sec \vartheta) (H \sec \vartheta)^{\frac{p_m}{2}-1} (a_X^{3-p_m} A_Y A_Z C_S) \times \quad (34)$$

$$\frac{\Gamma(\frac{3-p_m}{4})}{(\frac{p_m-1}{2})\Gamma(\frac{p_m}{4})} \frac{[\Gamma(\frac{p_m-1}{2})]^2}{\Gamma(p_m-1)} B^{\frac{p_m}{2}-1} (A'B')^{(1-p_m)/2},$$

avec ΔH l'épaisseur de la couche ionosphérique turbulente, H son altitude (cf. [Figure 23.a](#)), et où les divers coefficients sont liés à la géométrie de la liaison et aux rapports d'anisotropie définis dans notre formalisme LOS par :

$$\left\{ \begin{array}{l} A = (\sin \gamma \cos \alpha_Z \sin \psi + \cos \alpha_Y \cos \psi \cos \gamma)^2 + A_Y^2 \sin^2 \alpha_Y \cos^2 \psi + A_Z^2 \sin^2 \gamma \sin^2 \alpha_Z \\ B = (\cos \psi \sin \alpha_Y \cos \gamma + \sin \psi \sin \alpha_Z \sin \gamma)^2 + A_Y^2 \cos^2 \alpha_Y \cos^2 \psi + A_Z^2 \sin^2 \gamma \cos^2 \alpha_Z \\ C = -(\sin \gamma \cos \alpha_Z \sin \psi + \cos \alpha_Y \cos \psi \cos \gamma)(\cos \psi \sin \alpha_Y \cos \gamma + \sin \psi \sin \alpha_Z \sin \gamma) \\ \quad + A_Y^2 \sin \alpha_Y \cos^2 \psi \cos \alpha_Y + A_Z^2 \sin \alpha_Z \sin^2 \gamma \cos \alpha_Z \\ A' = \left(A + \frac{2C^2}{A-B} \right) - \sin^2 \varepsilon \left(A - B + \frac{4C^2}{A-B} \right) \\ B' = \left(B - \frac{2C^2}{A-B} \right) + \sin^2 \varepsilon \left(A - B + \frac{4C^2}{A-B} \right) \\ \varepsilon = \frac{1}{2} \operatorname{atan} \left(\frac{2C}{A-B} \right) \end{array} \right. .$$

Le rapport $\langle \chi^2 \rangle^{3D} / \langle \chi^2 \rangle^{2D}$ permet de quantifier l'effet de la réduction dimensionnelle 3D-2D en milieu anisotrope. En particulier, l'erreur sur l'estimation de la log-amplitude à partir d'un schéma numérique 2D-PWE/1D-MPS peut s'avérer particulièrement importante selon le choix du plan 2D de réduction dimensionnelle. Cette erreur est quantifiée [Figure 24.b](#) pour des irrégularités ionosphériques dont la géométrie est présentée en [Figure 24.a](#). Cette géométrie correspond typiquement à une liaison en zone équatoriale, zone où la présence d'un champ magnétique terrestre horizontal crée des irrégularités turbulentes très anisotropes, dont l'élongation est parallèle au sol. Conformément à la [Figure 24.a](#), l'anisotropie très marquée le long du champ magnétique terrestre est ici caractérisée par $A_Z = 10$. Le plan de coupe ϑ , représenté en grisé, définit le plan (us) selon lequel la réduction dimensionnelle est conduite. Sa position est repérée par l'angle α_z (cf. [Figure 23.b](#)). Sur la [Figure 24.a](#), α_z est égal à 0 et n'est pas représenté.

L'évolution de l'erreur $\langle \chi^2 \rangle^{3D} / \langle \chi^2 \rangle^{2D}$ en fonction de l'angle α_z choisit pour conduire le schéma numérique réductionnel 2D-PWE/1D-MPS est reportée sur la [Figure 24.b](#), à l'équateur, pour une liaison zénithale (courbe bleu pour laquelle $\vartheta = 0^\circ$, $\gamma=90^\circ$ and $\psi=90^\circ$) et pour une liaison oblique (en noir, définie par $\vartheta = 55^\circ$, $\gamma=35^\circ$ and $\psi=15^\circ$). Les résultats issus des formulations analytiques sont en traits pleins, ceux obtenus par approches numériques 3D-PWE/2D-MPS et 2D-PWE/1D-MPS sont matérialisés par des croix.

Conformément à la [Figure 24.b](#), lorsque α_z est nul, le rapport des variances de log-amplitude 2D et 3D se rapproche de 1 : l'erreur introduite par l'approche numérique 2D-PWE/1D-MPS avec une réduction dimensionnelle selon le plan \wp est négligeable.

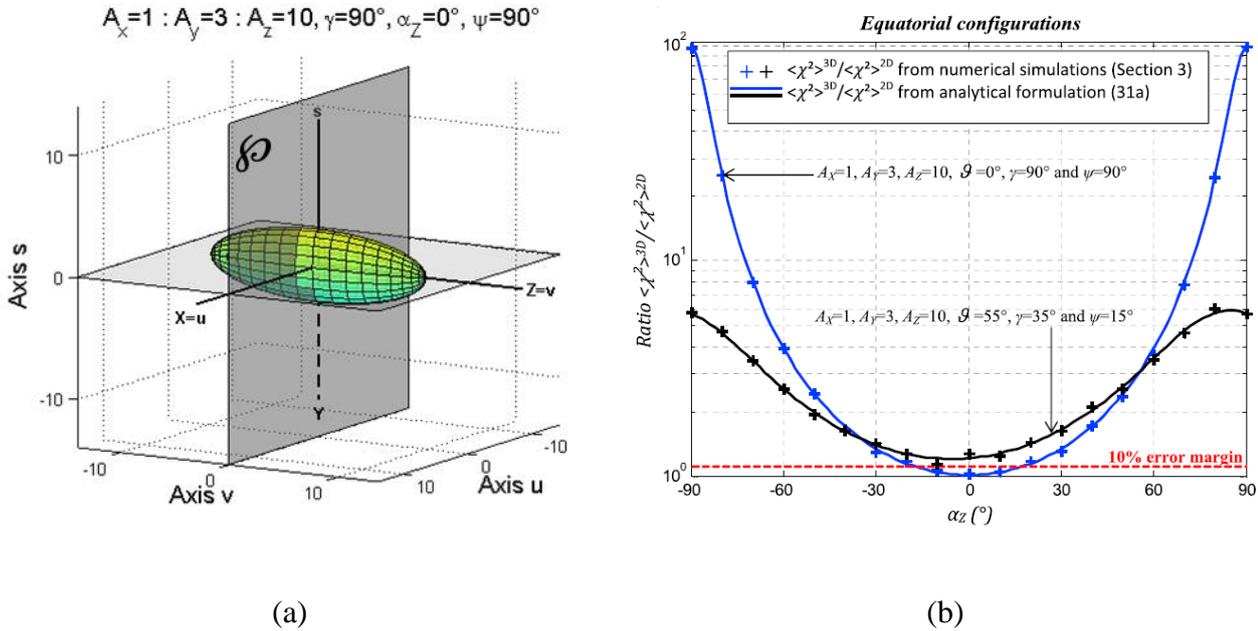


Figure 24 : (a) représentation de irrégularités ionosphériques ($A_x = 1, A_y = 3, A_z = 10$) dans le système LOS (u, v, s) pour une géométrie équatoriale et visée au zénith, soit $\vartheta = 0^\circ, \gamma = 90^\circ$ and $\psi = 90^\circ$. Le plan grisé \wp définit le plan de réduction dimensionnelle pour $\alpha_z = 0^\circ$. (b) rapport des variances de log-amplitude $\langle \chi^2 \rangle^{3D} / \langle \chi^2 \rangle^{2D}$ obtenues par approches numériques (+) et analytiques (ligne continue) en bleu pour la configuration décrite en (a) avec α_z variable. En noir sont reportés les résultats pour une autre géométrie plus oblique caractérisée par $\vartheta = 55^\circ, \gamma = 35^\circ$ and $\psi = 15^\circ$. Graphes extraits de [Galiègue et al, 2016].

Pour chacune des 2 liaisons, la [Figure 24.b](#) définit (s'il existe et avec l'erreur associée) le plan de coupe optimal pour conduire la réduction dimensionnelle 3D/2D : il s'agit du plan \wp (repéré par α_z) pour lequel le rapport $\langle \chi^2 \rangle^{3D} / \langle \chi^2 \rangle^{2D}$ tend vers 1.

De la même façon, les dérivations analytiques ont montré que, contrairement à la log-amplitude, la variance de phase du signal propagé en milieu turbulent est très peu affectée par la réduction dimensionnelle, tout comme cela avait été observé en milieu troposphérique (pour plus de détails, le lecteur pourra se référer à [Galiègue et al., 2016]).

Les travaux ne se sont pas limités à l'étude de l'impact de la réduction dimensionnelle sur les variances de la log-amplitude et la phase : les spectres de log-amplitude et de phase ont également été calculés

analytiquement puis validés numériquement, pour des formulations 3D et 2D. L'expression de ces spectres est obtenue sous l'hypothèse de Taylor selon laquelle le milieu est gelé et advecté d'une vitesse \vec{v} , de coordonnées (v_u, v_v, v_s) dans le système (u, v, s) du LOS. En considérant $V_r = \sqrt{v_u^2 + v_v^2}$ la composante de la vitesse de déplacement des irrégularités perpendiculaire au LOS, l'expression intégrale du spectre de log-amplitude $W_\chi^{3D}(\omega)$ peut être établie sous hypothèse de Rytov en 3D selon [Galiègue, 2015]:

$$W_\chi^{3D}(\omega) = \frac{4\pi^2 \lambda^2 r_e^2 \Delta H \sec\vartheta}{v_v} \int_{-\infty}^{+\infty} dK_u S_{\Delta N_e}^{3D}\left(K_u, \frac{\omega - K_u v_u}{v_v}, 0\right) F_\chi^{3D}\left(K_u, \frac{\omega - K_u v_u}{v_v}\right) \quad (35)$$

où $S_{\Delta N_e}^{3D}$ est le spectre décrivant les irrégularités du milieu, F_χ^{3D} la fonction de filtrage en amplitude, et ω la pulsation de l'onde propagée. Des expressions asymptotiques de cette formulation peuvent être établies, pour $\omega \rightarrow 0$:

$$W_\chi^{3D}(\omega \rightarrow 0) = \frac{-\pi^3 \lambda^2 r_e^2 a^{3-p_m} A_y A_z C_s \Delta H \sec\vartheta V_r^{p_m-1}}{\Gamma\left(\frac{p_m+1}{2}\right) \cos\left(\frac{p_m+1}{4}\pi\right) (Av_v^2 + Bv_u^2 - 2Cv_u v_v)^{p_m/2}} \left(\frac{H \sec\vartheta}{k_0}\right)^{\frac{p_m-1}{2}}, \quad (36)$$

et pour $\omega \rightarrow +\infty$:

$$W_\chi^{3D}(\omega \rightarrow +\infty) = \frac{2\pi^2 \sqrt{\pi} \lambda^2 r_e^2 a^{3-p_m} A_y A_z C_s \Delta H \sec\vartheta \Gamma\left(\frac{p_m-1}{2}\right)}{(Av_v^2 + Bv_u^2 - 2Cv_u v_v)^{1-p_m/2} (AB - C^2)^{\frac{p_m-1}{2}} \Gamma\left(\frac{p_m}{2}\right)} \omega^{1-p_m}. \quad (37)$$

Notons que le même type de formulation asymptotique a été développé en 2D pour les PSD de la phase du signal, pour l'étude de la réduction dimensionnelle (cf. [Galiègue, 2015] pour plus de détail). En Figure 25 est proposé un exemple de tracé de résultats obtenus avec ces expressions, confrontés à une simulation par 3D-PWE/2D-MPS obtenue après processus de Monte-Carlo. On constate une excellente concordance du résultat obtenu par la formulation intégrale sous hypothèse de Rytov (tracé en rouge trait plein), avec l'approche numérique 3D-PWE/2D-MPS de référence (en trait rouge discontinu). Les résultats sont également en accord avec les comportements asymptotiques à basses fréquences (trait bleu discontinu) et hautes fréquences (trait vert discontinu).

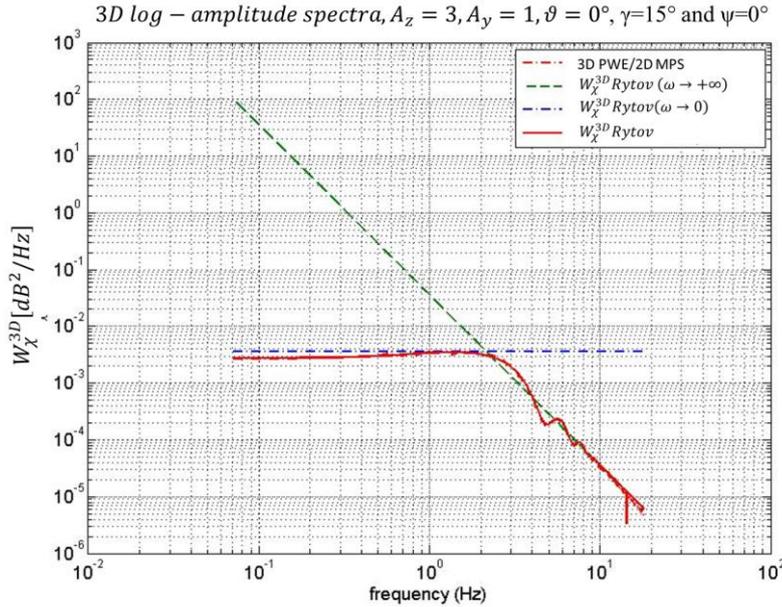


Figure 25 : Comparaison des dérivations analytiques obtenues sous hypothèse de Rytov et de l’approche 3D-PWE/2D-MPS associé à un processus Monte Carlo. Extrait de [Galiègue, 2015].

L’ensemble de ces travaux nous a permis d’inter-valider et de maîtriser les formalismes numérique et analytique du problème direct de la propagation à travers une ionosphère turbulente. Les dérivations asymptotiques des spectres basse (36) et haute (37) fréquences sont particulièrement intéressantes par rapport à la formulation générale (35) car elles donnent une description analytique simple (i.e. sans formulation intégrale) du comportement spectral. Elles sont originales (et doivent faire l’objet d’une publication) et ouvrent un nouvel axe de recherche : peut-on retrouver les caractéristiques turbulentes du milieu ionosphérique à partir de l’analyse de signaux radioélectriques ? C’est un problème inverse dont la résolution est abordée dans la section suivante.

B.4.3 SCINTILLATION IONOSPHERIQUE : MODELISATION DU PROBLEME INVERSE

Le CNES a fait déployer à Thales Alenia Space (TAS) un réseau de moniteurs de scintillation GNSS en Afrique sub-saharienne nommé SAGAIE [Secretan et al., 2014]. Cet ensemble de récepteurs effectue des mesures de scintillation d’amplitude et de phase depuis 2013. Disposant de formulations analytiques et de modèles numériques 3D-PWE/2D-MPS et 2D-PWE/1D-MPS (dont nous avons quantifié la validité) pour la modélisation du problème direct, nous avons envisagé la résolution du problème inverse : dériver des mesures de scintillation GNSS les paramètres descriptifs d’une ionosphère turbulente (pente spectrale, vitesse de dérive des irrégularités, intensité de la turbulence,

rapports d'anisotropie, ...). Cette thématique fut l'objet de la thèse d'Aurélien Galmiche dont j'ai assuré la co-direction sur financement mixte CNES/TAS.

L'idée est alors d'exploiter la densité spectrale de puissance (PSD) de la log-amplitude du signal reçu par les récepteurs GNSS. D'une part, cette PSD est estimée à partir des mesures SAGAIE collectées sur différents sites équatoriaux. D'autre part, ces PSD expérimentales sont comparées aux formulations analytiques obtenues sous formalisme de Rytov par une analyse paramétrique. A titre d'illustration, un exemple de PSD de log-amplitude mesurée par un récepteur à Dakar (liaison avec le satellite PRN 16) le 14 mars 2014 à 23h15 (Local Time) est proposé en Figure 26.a (courbe bleu). La courbe noire est le gabarit déduit de la PSD expérimentale duquel seront extraits des paramètres expérimentaux ensuite reliés au formalisme analytique.

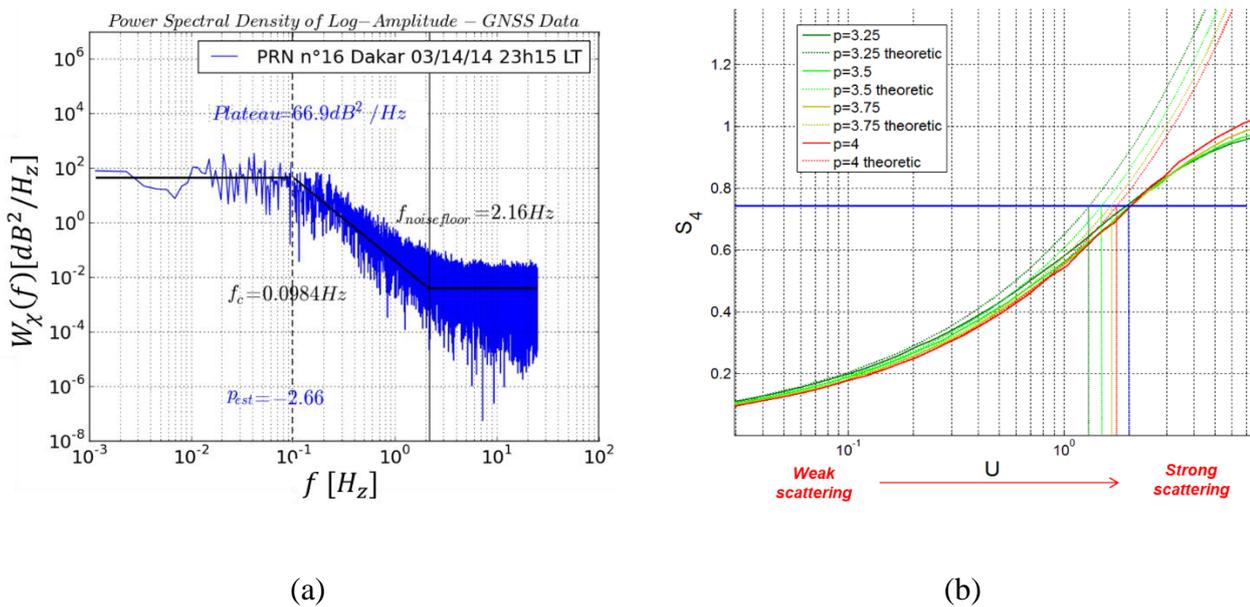


Figure 26 : (a) en bleu, spectre de log-amplitude mesuré à Dakar le 14 mars 2014 à 23h15 (satellite PRN 16). Les différentes zones clés pour l'inversion paramétrique sont délimitées par des droites verticales noires ($f_c, f_{noise\ floor}$); respectivement de gauche à droite les régimes plateau, pente et plateau de bruit sont tracés en traits plein noirs. (b) Indice S_4 en fonction de U (grandeur descriptive du régime de diffusion faible à fort), pour différentes pentes p_m du spectre du milieu, simulations numériques (traits plein) et formulations analytiques sous l'hypothèse de Rytov (pointillés). Le seuil $S_4 = 0.75$ est indiqué en bleu. Il situe la limite de validité de l'approximation de Rytov (graphes extraits de [Galmiche, 2019]).

Néanmoins, les formulations asymptotiques du spectre de log-amplitude étant établies sous l'hypothèse de Rytov (i.e. irrégularités turbulentes faiblement diffusantes), leur domaine de validité doit être

recherché. L'approche consiste alors en une comparaison des formulations asymptotiques de Rytov (valables en faible perturbation) avec l'approche numérique 3D-PWE/2D-MPS (ou 2D-PWE/1D-MPS si la réduction dimensionnelle est justifiée) valable sans restriction (faible/forte) de l'intensité de diffusion. Les résultats numériques/analytiques sont comparés en terme d'indice S_4 , défini comme l'écart type normalisé des variations de l'intensité I du signal : $S_4 = \sqrt{\frac{\langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2}{\langle I \rangle^2}}$. En régime faible perturbation, nous rappelons que $S_4 \approx 2\sqrt{\langle \chi^2 \rangle}$, avec $\langle \chi^2 \rangle$ la variance de la log-amplitude du signal. L'analyse est conduite en fonction de la force de la turbulence, ramenée à la variable réduite U tracée en abscisse [Figure 26.b](#), permettant de déplacer l'étude des faibles aux fortes perturbations. En comparant les indices S_4 analytiques/numériques obtenus pour différentes valeurs p_m de la pente du spectre du milieu, la limite de validité du formalisme de Rytov (ou du régime de faible perturbation) est ainsi évaluée. Conformément à la [Figure 26.b](#), le formalisme faible perturbation est valide jusqu'à un indice S_4 de l'ordre de 0.75 (tracé horizontal bleu en [Figure 26.b](#)), le critère retenu étant une variation de la variable réduite U inférieure à 30% entre formalisme analytique et simulations numériques.

Dès lors, un algorithme d'inversion est défini pour lier formalisme analytique et spectres de log-amplitude expérimentaux issus de SAGAIE pour lesquels $S_4 \leq 0.75$. Dans ce formalisme, la PSD analytique est fonction d'un ensemble de variables décrivant les variations de densité électronique (cf. § B.4.2, formulations (35) à (37)) : p_m , la pente du spectre ; C_s sa constante de structure (ou force de la turbulence) ; A_x, A_y et A_z les rapports d'anisotropie selon les axes x, y, et z respectivement ; la vitesse de dérive des irrégularités ; K_{0S} le nombre d'onde correspondant à l'échelle externe de la turbulence (ou plus grande taille des inhomogénéités). Ce sont ces paramètres qui sont recherchés.

Différentes étapes sont alors nécessaires pour obtenir l'inversion de l'ensemble de ces paramètres ionosphériques. Tout d'abord le spectre est décomposé en différentes zones dans l'espace des fréquences comme illustré [Figure 26.a](#) : une zone plateau correspondant aux valeurs de fréquences les plus faibles, une zone caractérisée par une pente décroissante avec la fréquence, et une nouvelle zone plateau correspondant au plancher de bruit pour les fréquences les plus élevées.

À partir de cette analyse spectrale, la méthode d'inversion se résume à 4 étapes principales:

1. La première étape consiste à estimer la pente p_m dans la région inertielle.
2. Ensuite, considérant une vitesse de déplacement \vec{V}_D des irrégularités ionosphériques orientée vers l'Est conformément à la littérature, l'expression analytique de la fréquence de coupure f_c est établie (intersection des asymptotes basse et haute fréquences, cf. équations (36) et (37)). D'un côté, sa valeur est estimée sur les spectres expérimentaux (cf. [Figure 26.a](#)) en recherchant

l'intersection du plateau basse fréquence et la droite caractérisée par une pente décroissante. D'un autre côté, sa formulation analytique indique une dépendance vis-à-vis de la géométrie de la liaison (supposée connue) et des rapports d'anisotropie $A_x=1$, A_y et A_z . Une discrétisation de l'espace des solutions pour A_y et A_z est alors définie pour finalement construire une matrice de valeurs possibles pour la vitesse de déplacement $\|\vec{V}_D\|$.

3. La région plateau basses fréquences est ensuite exploitée. Sa formulation asymptotique basse fréquence permet de déterminer l'intensité turbulente intégrée $C_s L$ en fonction de $\|\vec{V}_D\|$, A_y et A_z .
4. La dernière étape consiste à choisir quelle est la combinaison de paramètres qui minimise une fonction coût entre une expression de $S4$ asymptotique obtenue sous hypothèse de Rytov et les valeurs de $S4$ calculées pour les différents jeux de paramètres.

Ainsi les paramètres spectraux $C_s L$ (ou plus exactement $C_k L = \left(\frac{10^3}{2\pi}\right)^{p_m} C_s L$ qui en est dérivé et qui est plus classiquement utilisé dans la littérature [Secan et al., 1995]), A_y , A_z et $\|\vec{V}_D\|$ sont finalement obtenus.

Cette procédure d'inversion a été appliquée de façon systématique sur l'ensemble de la base de données SAGAIE. Les paramètres inversés ($C_k L$, A_y , A_z et $\|\vec{V}_D\|$) ont ensuite fait l'objet d'une analyse statistique. Ainsi nous avons observé que la force intégrée de la turbulence, $C_k L$, suit une loi log-normale. Cette observation, illustrée Figure 27.a, est confirmée par la littérature [Secan et al., 1995].

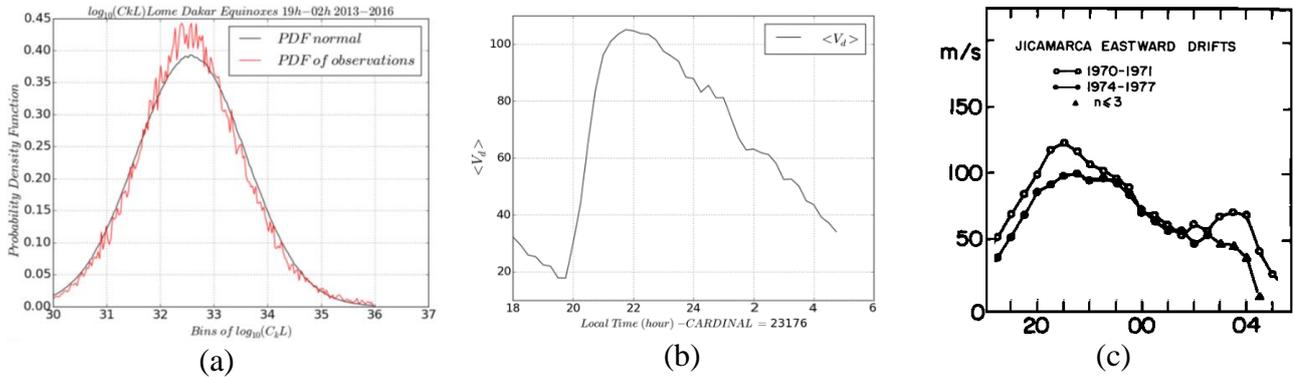


Figure 27 : (a) distribution de $\log(C_k L)$ en période d'équinoxe sur Dakar et Lomé, de 2013 à 2016 [Galmiche, 2019]. (b) vitesse moyenne de déplacement des irrégularités en fonction de l'heure locale, pour les mesures à Dakar entre 18h et 5h, en période d'équinoxe [Galmiche, 2019]. (c) vitesse de dérive dans la couche F mesurée par radar en période de forte activité solaire (1970-1971) et faible activité solaire (1974-1977) à Jicamarca au Pérou [Fejer et al., 1981].

Un autre résultat intéressant concerne la norme de la vitesse de déplacement $\overline{V_D}$ des irrégularités turbulentes obtenue par inversion. Sa valeur moyenne est tracée en fonction de l'heure locale en [Figure 27.b](#). On constate une variabilité importante, avec une augmentation de la vitesse moyenne de ~ 25 m/s à 20h LT (Local Time) à une valeur maximale supérieure à 100 m/s à 22h LT, puis une lente décroissance jusqu'à 4 heures du matin. Ce résultat est conforme au comportement observé à l'équateur par le radar basse fréquence de Jicamarca (Pérou) [[Fejer et al., 1981](#)] reporté [Figure 27.c](#). En particulier, la concordance temporelle avec la [Figure 27.b](#) est claire, avec des vitesses de déplacement des irrégularités comparables, donnant du crédit à la méthode d'inversion développée.

Ces travaux sont très encourageants. Ils sont en cours de publication et se poursuivent en 2021 dans le cadre d'une étude R&T CNES en partenariat avec TAS. L'objectif est l'analyse fine (robustesse, précision, limites) de l'algorithme d'inversion développé puis son optimisation/validation pour une application temps réel de caractérisation des irrégularités ionosphériques.

B.4.4 SCINTILLATION IONOSPHERIQUE : PREDICTION AUX HAUTES LATITUDES

Cette dernière section est dédiée à des travaux de recherche sur la propagation en milieu ionosphérique, connexes aux travaux présentés précédemment. Toujours en cours, ils sont dédiés à la modélisation des perturbations créés par l'ionosphère aux hautes latitudes ($>50^\circ\text{N}$). Une partie de ce travail fait l'objet d'une publication récente [[Fabbro et al., 2021](#)]. Elle concerne la prédiction des événements de scintillation aux latitudes polaires. Ces activités ont été réalisées dans le cadre d'une coopération entre le CNES, la NOSA (Norwegian Space Agency) la NMA (Norwegian Mapping Authority) et l'ONERA.

La NMA a déployé, maintient et monitore un réseau de récepteurs GNSS sur l'ensemble du territoire norvégien. Les récepteurs utilisés dans le cadre de notre étude sont représentés sur la carte [Figure 28.a](#). Ces nombreux récepteurs réalisent des mesures avec une large couverture en latitude (soit de $\sim 55^\circ$ à $\sim 80^\circ\text{N}$). De plus, la NMA opère ces derniers depuis de nombreuses années, définissant une importante base de données. Celle-ci est constituée de signaux GNSS bi-fréquences qui permettent l'extraction du contenu intégré d'électrons (Total Electron Content TEC) sur la liaison radioélectrique GNSS. L'indice ROTI (Rate Of change of TEC Index) caractérisant la fluctuation temporelle du TEC est calculé selon :

$$ROTI = \sqrt{\langle ROT^2 \rangle - \langle ROT \rangle^2} \quad \text{avec} \quad ROT = \frac{\Delta TEC}{\Delta t}, \quad (38)$$

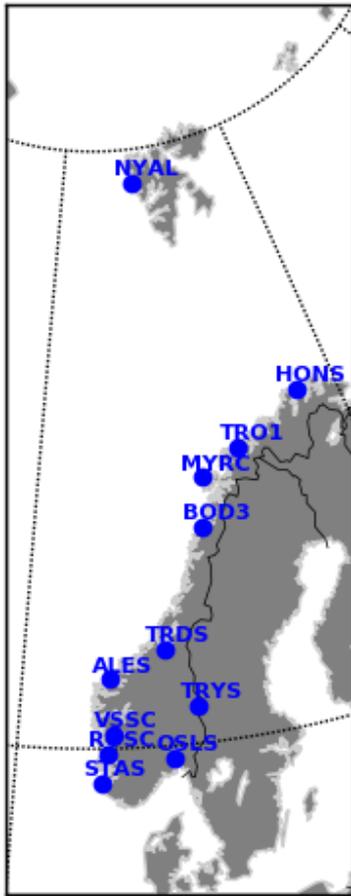
où ΔTEC est la variation de TEC sur l'intervalle temps Δt , classiquement choisi à $\Delta t = 1$ s. La durée pour le calcul de l'indice ROTI (indice moyen) est de 5 mn ; son unité est donc le TECu/mn (soit des unités TEC par minute, ou 10^{16} électrons /m² et par minute). Afin d'étudier les scintillations hautes latitudes, c'est cet indice de variation du TEC qui a été choisi plutôt que la variance d'amplitude, de

phase, ou l'indice S4 présentés dans la section précédente. Ce choix est lié à la base de données NMA qui disposait de cet indice ROTI depuis 2007, contrairement aux autres indices pour lesquels les données ne sont que plus récentes. L'intérêt d'avoir une base de données couvrant une longue période est fondamental pour décrire au mieux l'ensemble du cycle solaire qui a une durée moyenne de 11 ans. Chaque mesure de ROTI correspond à une liaison radioélectrique entre un satellite GNSS et une station de réception au sol. Cette mesure est ramenée à une altitude « générique » de 350 km, classiquement utilisée dans la littérature car correspondant à l'altitude où la densité électronique est (en moyenne) maximale. Cette considération est naturellement discutable mais raisonnable dans la perspective d'un modèle statistique moyen. Ainsi, les mesures de ROTI affichent-elles une variabilité spatiale autour de la station de réception (repérée par ses coordonnées géographiques) à l'altitude de 350km. Considérant l'ensemble des récepteurs du réseau NMA, on obtient ainsi une bonne couverture spatiale autour de la Norvège.

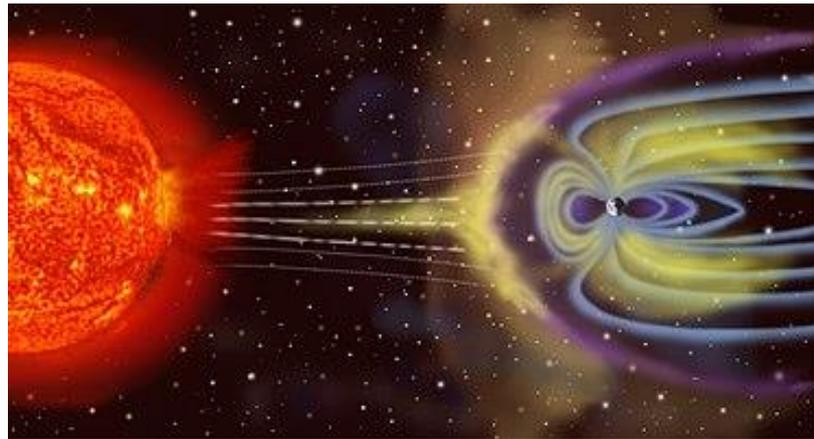
La fluctuation de TEC aux hautes latitudes est créée par un flux de plasma très énergétique émis par le soleil appelé vent solaire. Après éjection du soleil, une partie de ce vent solaire peut se propager jusqu'à la Terre. Cette dernière est protégée par son champ magnétique, la magnétosphère, qui s'oppose alors au vent solaire. Mais le flux de plasma va tout de même se propager le long des lignes du champ magnétique terrestre et entrer dans l'atmosphère terrestre par les pôles (cf. illustration [Figure 28.b](#)). On parle alors d'orage magnétique, et l'ionosphère va être fortement perturbée par ces entrées de plasma très énergétique. Des irrégularités turbulentes se créent et génèrent de la scintillation d'amplitude et de phase lors de la traversée de l'ionosphère par les signaux GNSS, ainsi que des variations rapides de TEC.

Pour prédire ce type d'évènement de scintillation à haute latitude, le prérequis est de disposer d'informations préalables, annonciatrices de l'évènement à venir mesuré par les récepteurs GNSS sur Terre. Aussi, je me suis basé sur des données relatives au vent solaire mesurées à bord d'un satellite placé au point de Lagrange L1, entre la Terre et le soleil ([Figure 28.c](#)). En effet en L1, les satellites ACE ou DSCOVR déployés par la NASA mesurent un ensemble de paramètres caractérisant le vent solaire accessibles en ligne sur le site [OMNIweb \(https://omniweb.gsfc.nasa.gov/\)](https://omniweb.gsfc.nasa.gov/). Ces mesures sont la donnée d'entrée du modèle statistique de prévision de l'indice ROTI que nous avons développé, nommé HAPEE (High Latitude ionospheric disturbances Positioning Error Estimator).

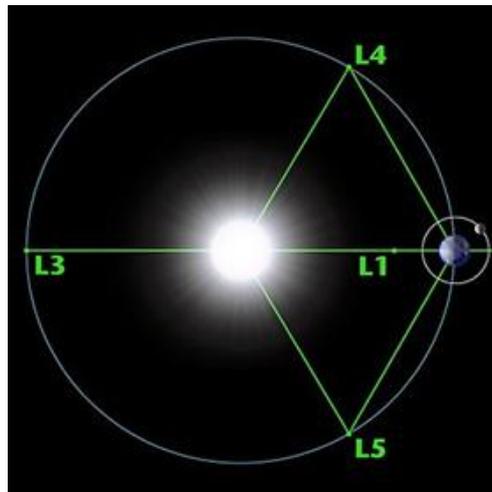
GNSS stations positions for ROTI estimation



(a)



(b)



(c)

Figure 28 : a) Carte de la Norvège avec en bleu la position des stations GNSS utilisées pour le calcul de l'indice ROTI. b) Illustration de l'entrée du vent solaire le long des lignes du champ magnétique terrestre (graphe https://fr.wikipedia.org/wiki/Orage_magn%C3%A9tique). c) Position des points de Lagrange dont le point L1 situé à 1.6 millions de km de la Terre (graphe extrait de <http://www.astronoo.com/fr/articles/points-de-lagrange.html>).

Dans HAPEE, l'ensemble des mesures réalisées au point de Lagrange L1 sont ramenées à une variable unique, nommée fonction de couplage, définie par [Newell et al., 2007] selon :

$$\frac{d\Phi_{MP}}{dt} = v^{\frac{4}{3}} B_T^{2/3} \sin^{8/3}(\theta/2), \quad (39)$$

où $\theta = \tan^{-1}(B_y/B_z)$ est l'angle entre les composantes B_y et B_z du champ magnétique interplanétaire transverse B_T , avec $B_T = \sqrt{B_y^2 + B_z^2}$ (en nT) et v est la vitesse du vent solaire (en km/s). Cette fonction de couplage représente le flux magnétique de plasma atteignant la magnétopause. Si l'on trace ces variations en fonction de B_y et B_z , comme en [Figure 29.a](#), on constate qu'elle est plus grande lorsque B_z est négatif, ce qui correspond à une « reconnexion » optimale entre le champ magnétique interplanétaire et le champ magnétique terrestre. Alors le plasma du vent solaire pénétrera plus facilement par les pôles en suivant les lignes de champ (cf. illustration [Figure 28.a](#)).

La prédiction court terme des événements de scintillation nécessite de mettre en corrélation la fonction de couplage $d\Phi_{MP}/dt$ et les indices ROTI mesurés à partir de stations GNSS sur Terre. Fixons le temps de mesure de la fonction de couplage à t_0 . Suivant la position des stations de réception et l'heure locale de mesure de l'indice ROTI, le temps d'apparition d'une perturbation dans l'ionosphère est très différent. En effet, le plasma du vent solaire, guidé le long des lignes de champ, se propage différemment côté jour ou côté nuit. De plus, le phénomène de perturbation observé est très variable car impliquant de nombreux phénomènes physiques très complexes. Ainsi une approche statistique a été privilégiée, basée sur une régression des distributions de l'indice ROTI, dont les caractéristiques sont différentes dans l'espace et le temps. Pour cela, une découpe de l'espace a été effectuée en intervalles de latitudes magnétiques (nommée Mlat) et temps magnétique (MLT). La grille ainsi obtenue (cf. [Figure 29.b](#)) est constituée de 48 cellules en temps MLT et 34 cellules en latitudes magnétiques Mlat. Le pôle Nord magnétique est au centre de la figure. Pour construire la régression, une classification de différents niveaux de vent solaire est définie selon les valeurs de $d\Phi_{MP}/dt$, soit un premier intervalle $[0, 1000[$ Wb/s], suivi de 9 intervalles de 2000 Wb/s, et un intervalle final $[19 \times 10^3, +\infty[$ Wb/s. On obtient ainsi une série d'intervalles en Mlat, MLT et $d\Phi_{MP}/dt$. Dans chaque cellule, nous avons recueilli toutes les mesures ROTI entre un temps t_0 et $t_0 + \Delta t$. En première approche, Δt a été fixé à 1 heure. Ainsi, la modélisation développée donne une statistique prédictive (horizon $\Delta t = 1h$) de la CDF (Cumulative Distribution Function) de l'indice ROTI .

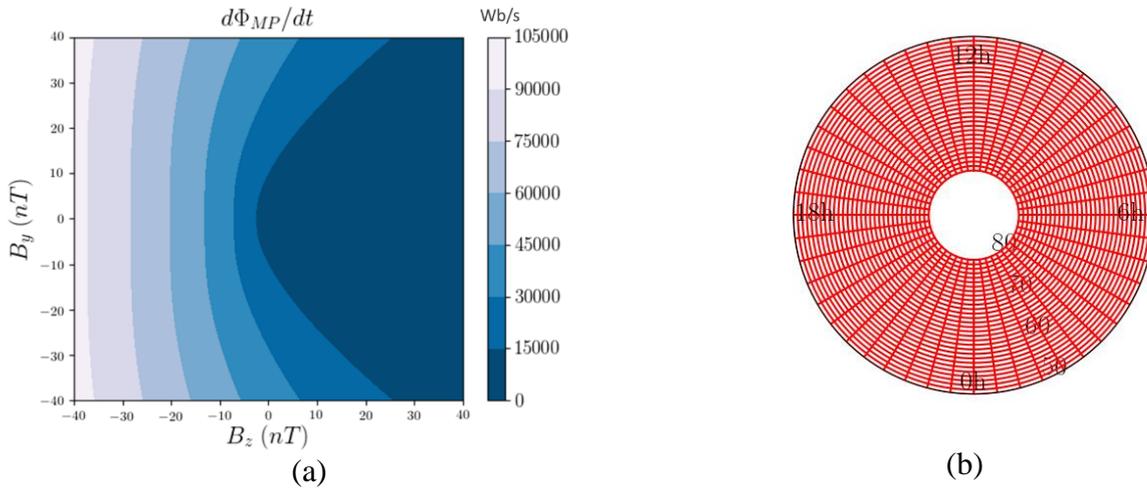


Figure 29 : (a) fonction de couplage $\frac{d\Phi_{MP}}{dt}$ (Wb/s) en fonction des composantes B_y et B_z (en nT) et pour une vitesse $v = 850$ km/s. (b) grille de discrétisation du problème en latitude (de 50 à 80°) et heure MLT (de 0 à 24 h).

Sur la Figure 30 sont représentées différentes CDF (Cumulative Distribution Function) de l'indice ROTI expérimental. Elles sont issues de différentes zones de la grille Mlat et MLT, et conditionnées par un intervalle de $d\Phi_{MP}/dt$. Conformément aux Figure 30.a et Figure 30.b, l'adéquation avec une CDF log-normale (en rouge) est convaincante. Naturellement, la qualité de la régression est conditionnée par le nombre de points disponibles, et un manque de point peut être obtenu pour les valeurs élevées de $d\Phi_{MP}/dt$ élevées comme observé sur le cas Figure 30.c. En effet, les fortes valeurs de $d\Phi_{MP}/dt$ correspondent à des événements plus rares, liés à des orages magnétiques.

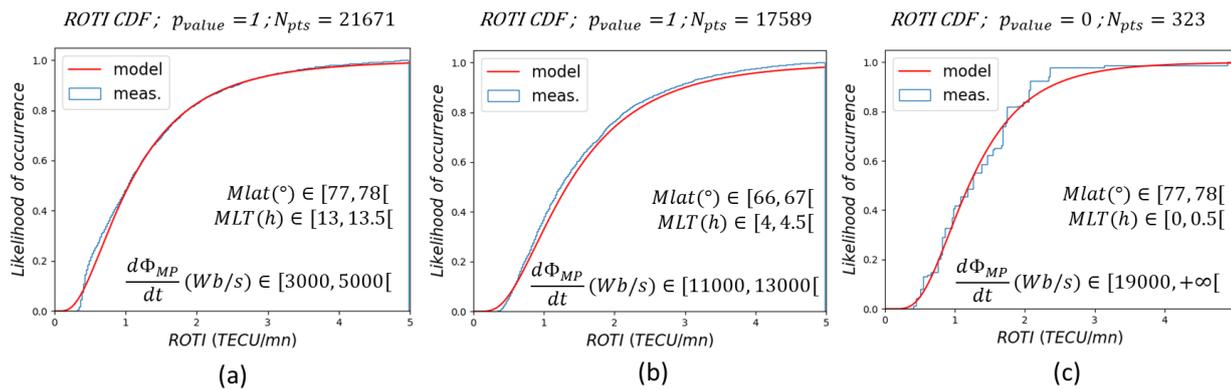


Figure 30 : Exemples de CDF d'indice ROTI mesurées en bleu comparées à leurs modélisation en rouge pour l'année 2014.

Cependant, cet exercice de régression donne globalement de très bons résultats et permet de représenter l'évolution de la distribution de l'indice ROTI en fonction des conditions de vent solaire (à travers $d\Phi_{MP}/dt$) et en fonction de la position du point de percée de l'ionosphère en Mlat et MLT. Cette évolution peut être représentée par la moyenne de l'indice ROTI, comme en [Figure 31](#). On y observe pour 10 intervalles de la fonction de couplage $d\Phi_{MP}/dt$, la répartition de la moyenne $\langle ROTI \rangle$. À titre de comparaison, une modélisation des frontières de l'ovale auroral par le modèle de Feldstein-Starkov est représentée en traits verts [[Starkov, 1994a](#)] [[Starkov, 1994b](#)]. Ce type de modélisation, basée sur des données optiques et très discutée dans la littérature, est reportée ici à titre informatif et ne constitue pas une référence de validation mais plutôt une vérification des tendances de notre modèle de ROTI.

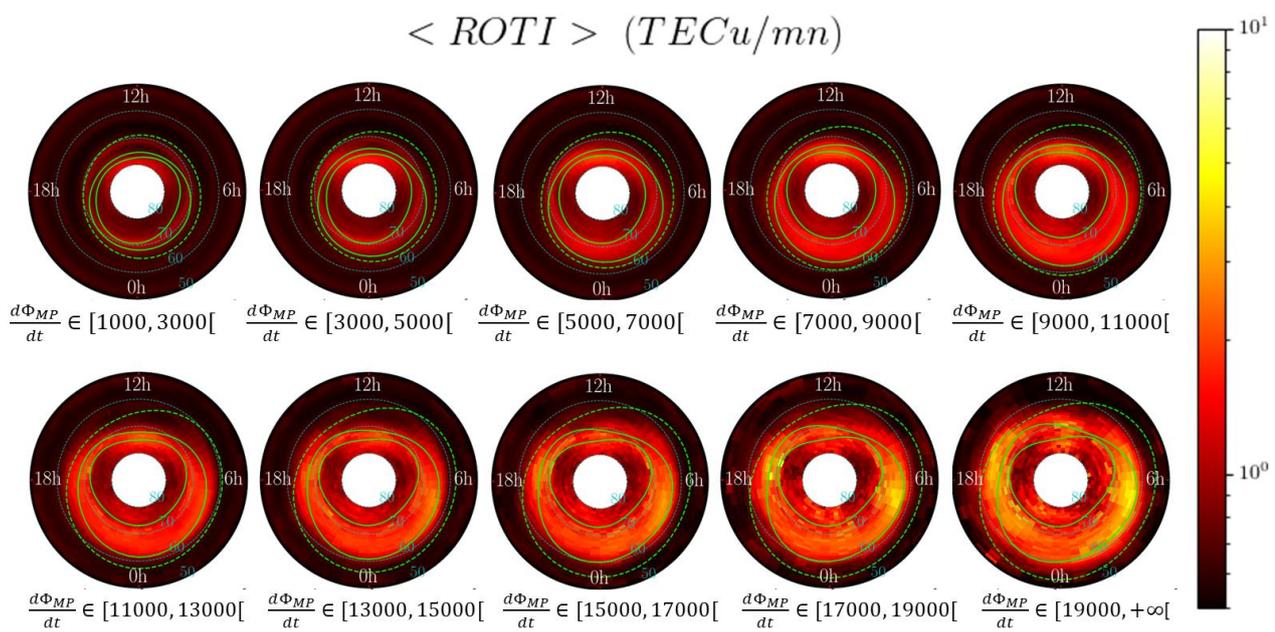


Figure 31 : Moyenne de l'indice ROTI (TECu/mn) régressée en fonction des coordonnées latitude magnétique et heure magnétique locale. Chaque graphe correspond à différents intervalles de valeurs de la fonction de couplage $\frac{d\Phi_{MP}}{dt}$ (en Wb/s).

En analysant la variabilité de $\langle ROTI \rangle$ en fonction de l'augmentation du vent solaire (soit de $d\Phi_{MP}/dt$), il est clair que les variations typiques des perturbations ionosphériques sont retrouvées. Comme le modèle de Feldstein-Starkov, l'indice ROTI trace un ovale auroral très visible dont l'épaisseur et l'asymétrie augmentent avec la fonction de couplage. Les perturbations ionosphériques sont plus intenses pendant la nuit, et restent non négligeables le jour. Pour les faibles valeurs de $d\Phi_{MP}/dt$, l'ovale auroral est difficilement observable sur l'indice ROTI.

Cette trace de l'ovale auroral sur l'indice ROTI, conditionnée par le vent solaire, était attendue mais nous en proposons ici une prédiction statistique dans l'heure qui vient. Les événements de scintillation ionosphérique apparaissent donc (comme les aurores boréales) essentiellement dans l'ovale auroral. À partir de la distribution d'indice ROTI obtenue en chaque point de la grille Mlat et MLT, une prédiction d'occurrence d'un niveau d'indice ROTI peut donc être proposée en fonction des conditions de vent solaire. En [Figure 32](#) sont proposés des exemples de probabilités d'occurrence de l'indice ROTI de dépasser la valeur 1 TECu/mn dans l'heure qui vient, à partir de quatre niveaux différents de la fonction de couplage $d\Phi_{MP}/dt$. Les pourcentages d'occurrence sont représentés en échelle de couleur. On y reconnaît la forme de l'ovale auroral, et la tendance classique d'agrandissement et d'élargissement de l'ovale lorsque les conditions de vent solaires deviennent de plus en plus perturbées (soit une augmentation de la fonction de couplage).

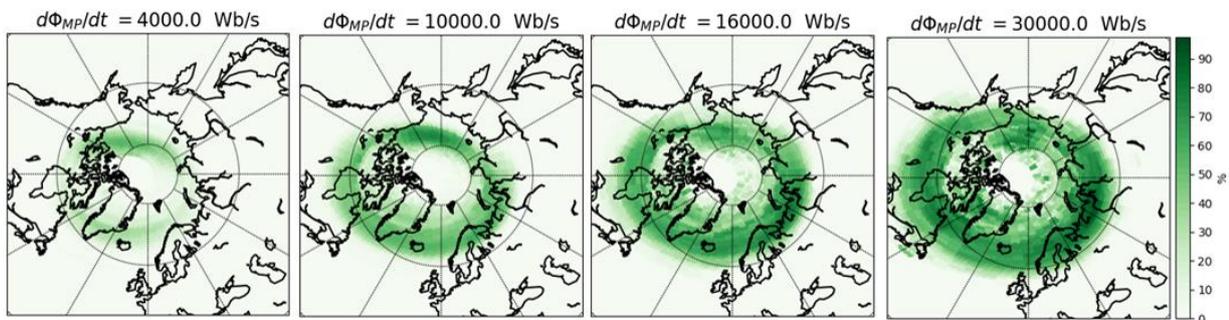


Figure 32 : Exemples de probabilités d'occurrence pour l'indice ROTI de dépasser la valeur 1 TECu/mn, à 0 h UTC, chaque graphe correspond à un niveau différent de fonction de couplage.

Ces travaux se poursuivent aujourd'hui, toujours en coopération avec la NMA, pour le CNES et l'ESA. Une modélisation des erreurs induites par la scintillation sur les systèmes de positionnement a également été proposée, basée sur ce modèle HAPEE : elle est en cours de validation. La communauté reste vivement intéressée par ce type d'approche prédictive car le besoin opérationnel est important, affectant tous les systèmes basés sur le positionnement GNSS et fonctionnant à haute latitude.

L'approche proposée ici est empirique. Toutefois, mes travaux actuels établissent un lien avec la modélisation de la propagation en milieu stochastique. L'objectif est de combiner description semi-empirique du milieu de propagation, obtenue à travers des régressions de données comme pour HAPEE, et modélisation physique de la propagation en milieu stochastique comme nous l'avons développée à travers les travaux sur le modèle STIPEE (cf. §B.4.2). Le CNES me soutient sur ces

développements, et cet effort permettra à terme de disposer d'un modèle statistique toutes latitudes permettant la description des scintillations ionosphériques.

Dans ce contexte, si la description empirique de l'ionosphère constitue une première approche justifiée par notre accès à des bases de données conséquentes, il reste fondamental d'aller au-delà et de se rapprocher de la physique ionosphérique. Pour cela, nous avons initié des travaux en collaboration avec l'IRAP (Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie) à travers la thèse de David Ecoffet, co-encadrée avec Pierre Louis Blelly et Aurélie Marchaudon. L'IRAP développe notamment le modèle IPIM (IRAP Plasmasphere-Ionosphere Model), qui est un modèle numérique de simulation de transport du plasma ionosphérique suivant la géométrie des lignes de champ magnétiques. Nous lançons ici des travaux probablement à plus long terme mais la complémentarité des travaux de l'IRAP sur le milieu ionosphérique avec ceux que nous menons à l'ONERA sur la propagation ionosphérique est parfaitement complémentaire et paraît très prometteuse.

B.4.5 CONCLUSION SUR LES ACTIVITES LIEES A L'ENVIRONNEMENT IONOSPHERIQUE

Cette partie B.4 présente mes travaux les plus récents, centrés sur la propagation des ondes EM en milieu ionosphérique. J'ai abordé cette thématique par le problème de la modélisation de l'effet de scintillation créé par l'ionosphère turbulente sur les signaux GNSS. Ces travaux ont été initiés par le stage de Fabrice Alger et poursuivis dans la thèse d'Hélène Galiègue. Ils ont mené au développement d'outils de calcul pour résoudre le problème de la propagation en milieu stochastique ionosphérique à travers des formulations analytiques basées sur la théorie de Rytov (valide sous approximation de faible perturbation et couche mince) et l'approche numérique PWE-MPS (valide quel que soit le régime de diffusion). Le développement des deux approches (analytique/numérique) a permis, au-delà de leur inter-validation, de proposer des formulations électromagnétiques originales, dans le repère du LOS, et de quantifier l'erreur potentiellement introduite dans les schémas numériques 2D pour la prédiction des effets de scintillation.

En particulier, le formalisme analytique nous a permis d'aborder le problème inverse. Ainsi, dans le cadre de la thèse d'Aurélien Galmiche, nous avons investigué la possibilité d'extraire les caractéristiques turbulentes du milieu ionosphérique à partir de mesures GNSS. Un premier algorithme d'inversion a été développé. Il est en cours d'optimisation avec TAS dans le cadre d'une étude pour le CNES. À terme, nous espérons proposer une utilisation opportuniste des données GNSS pour produire en temps réel des informations sur les irrégularités ionosphériques responsables des effets de scintillation (force de la turbulence, anisotropie et vitesse de déplacement des irrégularités). Ainsi les liaisons GNSS, déjà utilisées pour mesurer le contenu intégré électronique (TEC), pourraient également devenir un moyen de mesure de caractéristiques turbulentes du plasma ionosphérique.

Le dernier volet de mes activités sur l'ionosphère présenté dans ce chapitre couvre la prévision des perturbations ionosphériques à haute Latitude. En effet, les industriels sont très demandeurs d'informations sur la qualité du positionnement et sur la prévision de l'intégrité de leurs systèmes basés sur la localisation GNSS. Le problème de la scintillation ionosphérique à haute latitude est le plus difficile car il s'agit d'évènements plus rares qu'aux latitudes équatoriales et liés plus directement à l'activité du soleil et au vent solaire. Le challenge est de taille, mais avec une approche statistique et une base de données conséquente (couvrant les 11 ans d'un cycle solaire) et de qualité, j'ai pu élaborer une approche présentant des résultats très cohérents et encourageants. Le modèle HAPEE en est la concrétisation. Ces travaux, menés en conjointement avec le NMA pour le CNES, m'ont ouvert de nouvelles collaborations, notamment avec le DLR (Centre de recherche allemand sur l'aéronautique et l'espace) et le DTU (Technical University of Denmark). Des projets pour l'ESA sont en cours, pour d'une part compléter et améliorer ce modèle en y associant une approche Deep Learning, et d'autre part pour diffuser ces résultats sur le portail de l'ESA SSA-SW (Space Situational Awareness- Space Weather service network, <https://swe.ssa.esa.int/expert-centres>).

Je travaille également pour l'ESA sur une activité non décrite dans les paragraphes précédents, il s'agit de l'impact de l'ionosphère sur les Radars à Synthèse d'Ouverture (RSO) embarqués sur satellite. Notre expertise transverse sur la propagation ionosphérique et le SAR nous a permis de gagner deux appels d'offre ESA consécutifs sur ce thème, en collaboration avec l'UPC (Universitat Politècnica de Catalunya). Aujourd'hui, nous n'avons pas publié de travaux majeurs sur ces activités mais il m'apparaît clairement que ce type d'imagerie RSO peut apporter des informations très riches sur la couche ionosphérique traversés. Ainsi, en collaboration avec mon collègue Aymeric Mainvis, nous avons défini un sujet de stage pour développer cette idée.

Les travaux sur la propagation des ondes EM en milieu ionosphérique nécessitent de mieux comprendre le comportement de ce milieu complexe. Il est donc naturel de se rapprocher de spécialistes de la physique du milieu ionosphérique, comme l'IRAP, et créer avec eux une synergie pour progresser ensemble. Dans ce contexte, je co-dirige actuellement la thèse de David Ecoffet dédiée à la caractérisation des turbulences du milieu ionosphérique (co-direction avec Pierre-Louis Blelly de l'IRAP, financement mixte ONERA/CNES). Les collaborations avec les différents instituts proposant des mesures basées sur la réception de signaux GNSS (comme le NMA, ou l'université de New Brunswick au Canada), le sondage HF (comme mes collègues du DEMR à Palaiseau) ou les mesures de l'activité du soleil font également partie de mes démarches actuelles. Je travaille aujourd'hui sur tous ces volets.

De nombreuses perspectives de recherche sont sous-jacentes à tous ces travaux en cours. Les activités pour le CNES se poursuivront très vraisemblablement par différentes études. Par exemple, le modèle direct de calcul de la scintillation ionosphérique STIPEE est déjà en cours d'amélioration, avec pour

objectif de devenir un modèle statistique valide toute latitude avec l'ambition d'être le modèle de référence de l'Union Internationale des Télécommunications (ITU). Il serait alors donné en libre accès à toute la communauté propagation. Par ailleurs, les travaux menés pour le CNES en coopération avec le NMA se poursuivront car le besoin de prévision des phénomènes de scintillation reste central, notre collaboration fonctionne bien et nos travaux sont prometteurs.

Cet ensemble d'activités sur l'ionosphère monte en puissance au sein de notre équipe propagation à l'ONERA, alors que nous ne sommes que deux permanents à y travailler. Ainsi, Aymeric Mainvis et moi seront bientôt rejoint par un (ou une) jeune ingénieur(e) pour pérenniser ces dernières et constituer une petite équipe (recrutement en cours).

B.5 BILAN ET PERSPECTIVES

B.5.1 BILAN PERSONNEL

Les travaux présentés dans ce manuscrit reflètent mon parcours scientifique et humain. Ingénieur à l'ONERA, i.e. dans un établissement de recherche subventionné pour moitié par l'état, mon travail quotidien est lié pour une grande part à des études sur contrats de recherche appliquée. Ainsi mes travaux ont été grandement conditionnés par des études liées à différents besoins industriels ; ceux-ci ont façonné mes champs d'expertise scientifique. C'est donc un mode de fonctionnement à la fois très riche, me positionnant au cœur des problèmes industriels actuels et futurs, mais aussi parfois frustrant lorsque la durée contractuelle limite l'approfondissement des originalités scientifiques soulevées par l'étude. Cela ne m'a pas empêché d'investiguer certains points et d'apporter des originalités reconnues par le milieu académique comme en témoignent mes diverses publications. D'un autre côté, pour mes doctorants, cet environnement est précieux : il me permet de définir des sujets de thèse systématiquement en prise avec les verrous industriels actuels, de leur proposer une direction de thèse efficace dès le commencement grâce aux diverses pistes exploratoires que j'ai ouvertes durant mes contrats de recherche. L'insertion professionnelle de mes anciens doctorants confirme la pertinence de ce positionnement à l'interface de la recherche et de l'industrie :

- ✓ Hélène Galiègue, enseignante/chercheuse ENAC,
- ✓ Rémi Douvenot, enseignant/chercheur ENAC,
- ✓ Florestan Platzer, ingénieur de recherche ONERA,
- ✓ Aurélien Galmiche, ingénieur TAS (Aurélien a récemment rejoint l'office des brevets à Munich),
- ✓ Aymeric Mainvis, ingénieur de recherche (ONERA),
- ✓ Charles Antoine L'Hour, ingénieur de recherche (ONERA),
- ✓ Arnaud Ginestet, Responsable des Programmes Navigation/GNSS & Surveillance de l'Espace chez CS GROUP.

Rétrospectivement, la principale difficulté dans mon parcours s'est révélée lors d'un changement de domaine comme cela m'est arrivé par exemple en passant du domaine de la propagation dans la troposphère au domaine de la propagation dans l'ionosphère. Ces évolutions thématiques nécessitent un investissement et une remise en question importants pour atteindre un bon niveau d'expertise. Mais une fois cet effort effectué, l'expérience acquise est un atout, car elle permet d'embrasser plus largement la thématique de la modélisation de la propagation, de lier les approches et de mieux appréhender la physique de l'interaction micro-ondes/milieus naturels.

Mon parcours a également été guidé par les rencontres, sans lesquelles la trajectoire eut été différente : rencontres avec d'autres chercheurs, desquelles des amitiés se sont créées, et rencontres avec des étudiants, avec qui j'ai également souvent gardé d'excellents contacts. J'ai réalisé mes 10 co-directions de thèse avec des chercheurs du milieu académique : ce sont des expériences particulièrement riches. D'une part, cela optimise la direction de thèse, notamment parce que les co-directeurs de thèse avec lesquels j'ai travaillé ont souvent un champ d'expertise complémentaire au mien (description du milieu, campagne expérimentale, ...). D'autre part, l'équilibre « académique », apporté par ces directeurs de thèse, et « industriel » que j'ai pu amener au travers de mes expériences contractuelles est également un atout pour la valorisation des travaux de mes doctorants. Comme évoqué plus haut, l'avenir des doctorants que j'ai co-encadrés en est la preuve car ils ont trouvé du travail soit en milieu industriel, soit en milieu académique. Enfin la co-direction permet plus de débat sur les travaux, et sur les axes à privilégier, ainsi qu'une gestion humaine du doctorant plus riche. Au travers de ces différentes thèses encadrées, j'ai vécu autant d'aventures humaines différentes. Le sujet, la co-direction et surtout le doctorant lui-même en font toujours des expériences uniques. Avec le recul, j'ai aimé chacune d'elle, même les plus difficiles. Certaines sont un accompagnement, d'autres nécessitent un investissement conséquent, mais le plus important reste l'humain. C'est-à-dire que le doctorant doit en premier lieu vivre au mieux cette expérience qui peut s'avérer une épreuve très difficile pour lui. Les périodes de doute sont fréquentes. Savoir appréhender la personnalité du doctorant (caractère, énergie, motivation, curiosité...) est également un élément fondamental. Cela fait partie de cette aventure, et la codirection, là encore, apporte beaucoup : un bon équilibre entre les deux co-directeurs, lié à une bonne entente et une vision commune, permet de rassurer le candidat et de se répartir les tâches difficiles. Ainsi, pour mes futures directions de thèse, je continuerai à privilégier autant que possible la co-direction, avec des chercheurs académiques ou des ingénieurs, dans ou hors de l'ONERA.

Des différents doctorants que j'ai pu encadrer, beaucoup me sont restés relativement proches. Bien sûr il y a les doctorants qui ont été directement embauchés à l'ONERA dans l'équipe PER (Propagation Environnement et Radiocommunications) : Charles-Antoine L'Hour, Aymeric Mainvis et Florestan Platzer. Ils sont donc devenus de proches collègues. Charles-Antoine poursuit nos travaux sur la propagation en géométrie de radio-occultation. Florestan travaille toujours sur le fouillis de mer et Aymeric a modifié son champ d'activité pour me rejoindre sur les travaux dédiés à l'ionosphère. Ces embauches sont pour moi une satisfaction et une reconnaissance. Mais en dehors de l'ONERA j'ai toujours des collaborations avec Rémi Douvenot aujourd'hui à l'ENAC, sur la radio-occultation. Je n'ai pas d'activité suivie avec Hélène Galiege, elle aussi à l'ENAC, mais je ne doute pas que nos travaux sur l'ionosphère se rapprocheront tôt ou tard. Quant aux autres anciens doctorants, ayant quitté le domaine de la recherche, ils ont pour la plupart rejoint l'industrie.

Cette prise de recul est bénéfique pour mes travaux et encadrements futurs. En rédigeant ce manuscrit j'ai pris conscience d'un nombre important de perspectives potentielles, sur tous les champs que j'ai investis. En voici quelques-unes :

- En **environnement maritime**, pour le problème de la propagation vers l'avant, la prise en compte de la rugosité de la mer pourrait être mieux modélisée. La composante moyenne du signal réfléchi, mais également sa distribution statistique me paraissent accessibles. En effet, ceci pourrait être réalisé en utilisant des méthodes de calculs numériques (Méthode des Moments ou même équation parabolique PWE) par approche Monte Carlo. En parallèle, des travaux pourraient alors être menés sur des développements asymptotiques. Ce challenge pourrait être relevé à l'ONERA car le besoin me paraît toujours présent, notamment pour la DGA, pour la prédiction de couverture de systèmes radar ou de télécommunication en environnement marin. De nouvelles mesures de validation seraient alors nécessaires avec une bonne caractérisation des conditions de rugosité de mer (déploiement de bouée). Charles-Antoine L'Hour, aujourd'hui collègue à l'ONERA et ancien doctorant sur la modélisation de la propagation pour la radio-occultation, reprend progressivement mes activités de modélisation de la propagation troposphérique. Être HDR me permettrait ici de l'accompagner dans sa prise d'activité en co-dirigeant une thèse sur ce sujet. Les activités RFC pourraient également être poursuivies, par exemple en associant certains de mes collègues experts en mesure radar. En effet, pour progresser significativement, la poursuite de ces activités RFC nécessite plus de travaux sur des mesures radar, avec une solide caractérisation des conditions atmosphériques côtières menée en parallèle. La technique RFC reste très pertinente pour la maîtrise de la couverture des systèmes électromagnétiques en environnement maritime, et serait un atout pour les opérationnels. Les activités sur la modélisation du fouillis radar de mer sont aujourd'hui poursuivies à l'ONERA par Florestan Platzter, ayant également été embauché après sa thèse sur cette thématique.
- Sur la **propagation troposphérique**, les activités en modélisation par la méthode PWE 3D sont aujourd'hui poursuivies à l'ENAC avec une méthode de résolution numérique différente, basée sur une décomposition en ondelettes. Nous pourrions confronter cette dernière à la méthode de résolution par Différences Finies que nous avons développée lors de la thèse d'Arnaud Ginestet. Je pense que cette méthode est intéressante et qu'elle pourrait être améliorée notamment au niveau de la prise en compte de la condition limite au sol. Sur la radio-occultation, les travaux se poursuivent aujourd'hui encore à l'ONERA en coopération avec l'ENAC sur financement CNES. Un outil de modélisation du problème direct est en cours de développement et permettra à terme d'étudier le problème inverse et d'optimiser les techniques de mesure des caractéristiques atmosphériques.

Enfin sur la modélisation de la scintillation troposphérique, Laurent Féral (UPS), poursuit les travaux sur le sujet à travers une thèse co-encadrée avec Julien Queyrel de l'ONERA et nous avons encore des travaux communs à valoriser et approfondir : s'agissant des liaisons radioélectriques hautes latitudes, quel est l'impact de la troposphère polaire ? Comment quantifier les effets de réfraction potentiellement prégnant sur ces liaisons basses élévations (quelques degrés d'élévation) ? Quels seraient les apports de l'approche équation parabolique PWE pour quantifier les effets de réfraction, de scintillation, de multi-trajet pour ces liaisons dont le trajet trans-troposphérique est très important (plusieurs dizaines de km) ? Il s'agira aussi de publier nos travaux communs sur la modélisation des scintillations sous un formalisme « ondes sphérique ».

- Sur la **propagation ionosphérique**, les perspectives sont très nombreuses. Elles constituent mon projet de recherche principal pour l'avenir et sont donc présentées plus en détails dans la section suivante.

B.5.3 PROJET DE RECHERCHES : ORIENTATIONS IMMEDIATES

B.5.3.1 INTRODUCTION

Mes activités de recherche futures sont centrées sur l'impact du milieu ionosphérique sur la propagation des ondes électromagnétiques. À travers des études CNES et ESA notamment, mon cheminement scientifique m'emmène à développer des partenariats avec des organismes de recherche d'autres pays européens comme par exemple la NMA (Norvège), ou le DLR (Allemagne), lesquels m'ouvrent des perspectives prometteuses. Ces activités centrées sur la modélisation des effets de l'ionosphère sur la propagation des micro-ondes sont très stimulantes. Tout d'abord, la physique du milieu plasmique ionosphérique est complexe et passionnante, liée au rayonnement solaire, au champ magnétique terrestre et à la constitution chimique de la haute atmosphère. De plus, la propagation des ondes électromagnétiques dans un tel milieu est elle aussi complexe et très dépendante de la fréquence d'émission, impactant la propagation de la bande HF jusqu'à la bande X (pour certains événements extrêmes et certains systèmes). Autant de défis à relever, liés à des besoins opérationnels avérés. En effet, l'avènement des systèmes de positionnement par satellite a entraîné un besoin croissant de précision sur la caractérisation de l'ionosphère dans les domaines civil et militaire. Par ailleurs, les besoins pour la maîtrise des couvertures de systèmes radar et de télécommunication de la bande HF à la bande X subsistent. J'entends donc approfondir mon champ d'expertise dans ce domaine hautement multidisciplinaire, au croisement de l'électromagnétisme, de la physique des plasmas et des géosciences.

Pour répondre à ces besoins, mes perspectives de recherches se décomposent en des travaux sur la modélisation de la propagation des ondes électromagnétiques, complétés par des travaux de caractérisation du milieu ionosphérique. Ces deux aspects du problème sont distingués dans la section suivante. Enfin, ces travaux de recherche doivent être valorisés dans le cadre de partenariat européens ou internationaux. Ce point est développé dans la dernière section de présentation de mon projet de recherches.

B.5.3.2 TRAVAUX ENVISAGES

Travaux sur la modélisation de la propagation

J'ai travaillé sur différentes techniques de modélisation de la propagation en milieu ionosphérique, pour la modélisation de la scintillation ionosphérique en bande L ou la modélisation de la réfraction ionosphérique en bande HF. Certaines de ces modélisations doivent encore être améliorées. Je présente ci-dessous les pistes envisagées.

- Modélisation analytique des perturbations GNSS en régime de forte perturbation.

Le formalisme analytique établi sous hypothèse de Rytov permet de décrire les fluctuations d'amplitude et de phase d'une onde ayant traversé une couche d'ionosphère turbulente. Ce formalisme est très intéressant car il donne accès au problème inverse que nous avons pu mettre en œuvre dans le cadre de la thèse d'Aurélien Galmiche pour l'inversion des signaux GNSS. Cependant, sa validité se limite au régime de diffusion faible (« weak scattering ») par le milieu turbulent ionosphérique. Ainsi, une partie du problème inverse ne peut être résolu, correspondant aux fortes perturbations. Il est indispensable de poursuivre les travaux de modélisation analytique pour couvrir le régime de forte perturbation. Des travaux existent dans la littérature, permettant notamment de calculer l'indice de scintillation d'amplitude S_4 en régime de forte perturbation. Nous avons commencé à investiguer cette approche avec Laurent Féral (UPS), pour laquelle il n'existe notamment aucune formulation analytique du spectre de log-amplitude valide en régime « strong scattering ». Or ce spectre est central pour pouvoir proposer une inversion des signaux GNSS et retrouver des paramètres physiques décrivant les irrégularités turbulentes de la couche ionosphérique (vitesse de drift des inhomogénéités, anisotropies, intensité intégrée de la turbulence, ...). Ces travaux nécessitent des approfondissements : ils sont à notre portée. Les résultats obtenus pourront être validés par la méthode PWE associée à un processus de Monte-Carlo qui sera alors la méthode de référence. Incidemment, je travaille actuellement pour le CNES sur le problème inverse, en faible perturbation, et ce point sera proposé comme perspective pour un potentiel travail doctoral.

- Travaux sur la modélisation de la propagation des ondes réfractées par l'ionosphère.

En basse fréquence (bande HF typiquement), la propagation des ondes émises à partir d'une antenne au sol reçues à grande distance au-dessus de la mer peut avoir deux composantes : une onde se propageant à la surface de la mer (nommée onde de sol) et une onde réfractée par l'ionosphère (nommée onde de ciel). L'onde de ciel est souvent modélisée par une approche de type rayon, où l'on résout les équations d'Haselgrove [Haselgrove, 1960] itérativement pour la propagation avant. Ce type de modélisation permet d'accéder aux caractéristiques des modes ordinaires/extraordinaires composants l'onde de ciel, notamment à leur trajectoire et leur retard de groupe. Une approche différente pour résoudre ce problème est d'utiliser l'équation parabolique PWE. L'intérêt principal est que la méthode PWE permet également de modéliser la propagation de l'onde de sol, en appliquant une condition limite de Leontovitch, et donc de considérer par le même formalisme l'onde de sol et l'onde de ciel. Ce point est particulièrement

important pour la modélisation de la portée d'un système radar côtier HF, lequel émet généralement avec une large ouverture angulaire, excitant simultanément l'onde de sol et l'onde de ciel. La modélisation du problème complet par une méthode unique apporte donc une meilleure cohérence dans la résolution du problème, et permettrait une meilleure interprétation des mesures. Toutefois, la validation de la modélisation de l'onde de ciel par confrontation à des mesures n'est pas aisée car la description du milieu ionosphérique doit également être maîtrisée. Pour cela, les moyens de sondage du milieu par ionogramme paraissent particulièrement intéressants. Ce point fait l'objet d'un autre axe prospectif qui est discuté dans la suite de ce projet de recherches, dans la section sur la caractérisation du milieu ionosphérique.

Travaux sur la caractérisation du milieu ionosphérique

- Sondage de l'ionosphère équatoriale par inversion des signaux GNSS.

Durant les travaux de thèse d'Aurélien Galmiche nous avons développé une méthode de sondage des caractéristiques turbulentes de l'ionosphère à partir de la densité spectrale de puissance de la log-amplitude des signaux GNSS reçus. Dans le cadre de cette thèse, une première application de cette méthode a été réalisée sur la base de données CNES mesurées par le réseau de récepteurs SAGAIE. Nous poursuivons actuellement ces travaux pour le CNES dans le cadre d'une étude R&T en partenariat avec TAS. À terme, après consolidation de la méthode complétée de validations complémentaires, l'algorithme pourra être appliqué sur d'autres données GNSS acquises à latitude équatoriale. Il s'agirait donc maintenant de déployer cet algorithme pour fournir une caractérisation quasi temps réel des inhomogénéités ionosphériques, en l'utilisant de manière plus intensive. Son utilisation systématique sur des données déjà disponibles permettrait une analyse statistique des variations des paramètres descriptifs d'une ionosphère turbulente, sur plusieurs cycles solaires. L'étude de l'évolution de ces paramètres permettrait d'augmenter les connaissances sur la dynamique ionosphérique des turbulences équatoriales, pour ensuite proposer des modèles permettant de la décrire avec plus de précision.

- Modélisation statistique de la climatologie des turbulences ionosphériques.

Avec mon collègue de l'ONERA Aymeric Mainvis nous développons actuellement sur financement CNES un modèle statistique décrivant la climatologie de l'ionosphère turbulente. À terme, ce modèle comportemental proposera une description de l'occurrence des scintillations ionosphériques quelle que soit la position géographique, la date et les conditions solaires. L'approche permettra de mieux renseigner les paramètres descriptifs du spectre turbulent des irrégularités ionosphériques dont la définition est fondamentale pour la génération

des écrans de phase turbulent dans le code numérique 3D-PWE/2D-MPS (ou 2D-PWE/1D-MPS) développé dans le cadre de la thèse d'Hélène Galiègue (nommé STIPEE). Ces paramètres, une fois introduits dans STIPEE, permettront alors la génération de séries temporelles représentatives du champ électromagnétique propagé à travers une ionosphère turbulente. Pour le construire, à haute latitude nous nous basons sur les travaux réalisés lors du développement du modèle HAPEE. Pour les latitudes équatoriales, nous nous appuyons sur des travaux de la littérature publiés par [Alfonsi et al., 2017], qui proposent une description statistique du milieu turbulent basée sur le modèle d'ionosphère moyenne NeQuick [Nava et al., 2008][Radicella, 2009] associé à des régressions de mesures. Nous poserons là les bases d'un modèle ambitieux, global, qui a pour vocation d'être enrichi en considérant de nouvelles mesures, afin de couvrir différentes régions du globe et différents cycles solaires. Par exemple, la description des paramètres du spectre des turbulences de l'ionosphère en région équatoriale pourra être enrichie à partir des données obtenues par inversion des spectres de log-amplitude. Ces travaux prospectifs sont en cours et vont nécessiter de nombreuses validations avant d'être l'objet de publications.

- Couplage à une modélisation physique de l'ionosphère.

Les approches usuellement utilisées pour décrire le milieu moyen ionosphérique (partie stable de l'ionosphère) sont basées sur des régressions de grandes bases de données de type ionosondages par radar HF et mesures de TEC par récepteur GNSS. Les modèles statistiques moyens (comme NeQuick [Nava et al., 2008][Radicella, 2009] ou IRI [Bilitza, 2018]) sont ainsi faciles d'utilisation mais ne décrivent qu'une tendance de variation long terme à l'échelle mondiale. Ils sont fonction du rayonnement solaire (à travers l'indice solaire considéré en entrée), mais ne sont pas sensibles aux événements plus exceptionnels comme les événements liés aux perturbations solaires. Ainsi il semble judicieux de s'intéresser à une modélisation plus fine du milieu, d'une part pour sa compréhension et le rejeu d'événements particuliers, et d'autre part pour sa prévision. Ce milieu étant très complexe, nous avons initié une collaboration avec des experts du domaine : Pierre-Louis Blelly et Aurélie Marchaudon de l'IRAP. Ils développent un modèle physique de description de l'ionosphère nommé IPIM (IRAP Plasmasphère-Ionosphère Model [Marchaudon & Blelly, 2015]). Nous encadrons actuellement ensemble la thèse de David Ecoffet sur l'étude de la scintillation en zone polaire. En parallèle, nous travaillons pour le CNES avec TAS sur une étude dont l'objectif est la modélisation du milieu ionosphérique à l'équateur et son impact sur les systèmes GNSS. Dans ce cadre, l'IRAP étend le modèle IPIM pour la modélisation de l'ionosphère équatoriale. Une fois ce développement réalisé, nous pourrons simuler la propagation à travers le plasma ionosphérique avec les codes de l'ONERA et confronter ces modélisations avec les mesures du

réseau SAGAIE maintenu par TAS. Ainsi nous disposerons à terme d'une modélisation plus fine de l'ionosphère, basée sur une modélisation physique des mécanismes mis en jeu.

- Mesure de l'ionosphère par sondage HF

L'ONERA-DEMR à Palaiseau travaille sur les systèmes radar HF depuis de nombreuses années, avec en particulier la réalisation de grands démonstrateurs comme le radar à onde de ciel NOSTRADAMUS ou le Radar à Onde de Surface ROS. Ils développent actuellement un sondeur HF permettant la mesure d'ionogrammes pour décrire le profil vertical de densité électronique de la basse couche de l'ionosphère en fonction de l'altitude. Mes liens avec le DEMR Palaiseau se resserrent autour de la thématique propagation ionosphérique et des collaborations sont en cours. L'IRAP a été vivement intéressé par ce développement d'ionosondes car la France manque cruellement de moyen de mesure de l'ionosphère. Ainsi, dans le cadre d'un projet ANR mené par l'IRAP, une ionosonde HF devrait être déployée par l'ONERA sur le site du CRA (Centre de Recherche Atmosphérique de Lannemezan). Je participe actuellement à la mise en place de ces activités et les perspectives envisagées sont riches. Dans un premier temps il y aura une phase d'optimisation du système avec des aspects traitement du signal, puis des phases d'exploitation. Ces dernières amèneront donc des travaux de caractérisation de la basse couche ionosphérique, sa variabilité statistique long terme, jusqu'à l'étude d'évènements particuliers. Cet environnement sera particulièrement propice pour l'encadrement de doctorants.

- Mesure de l'ionosphère par sondage Radar à Synthèse d'Ouverture (RSO)

Nous travaillons actuellement pour l'ESA sur la caractérisation des effets de l'ionosphère sur les systèmes RSO. Deux missions futures de l'ESA pourront être impactées. Tout d'abord la mission d'observation de la Terre BIOMASS, opérée en bande P, qui a pour objectif principal la compréhension du cycle du carbone en déterminant la quantité de biomasse et de carbone stockée dans les forêts. Puis la mission ROSE-L, opérée en bande L, qui devra assurer une mission de surveillance des terres, océans et glaces à haute résolution spatiale en utilisant les techniques radar de polarimétrie et d'interférométrie. Les bandes P et L ont la particularité d'être sensibles à l'activité ionosphérique et les acquisitions radar sont susceptibles d'être sévèrement impactées aux hautes latitudes ainsi qu'en zone équatoriale. Ainsi la compréhension des perturbations ionosphériques générées sur ces signaux radar lors de la formation d'une image est déterminante, afin d'envisager la correction des acquisitions d'une part mais également de saisir l'opportunité de caractériser plus fidèlement l'ionosphère terrestre. Aussi, ces perspectives de recherche poursuivent trois principaux objectifs. D'une part, une description physique de

l'impact de la couche ionosphérique inhomogène sur l'imagerie d'un système RSO. Pour cela, un simulateur complet du phénomène (couplage entre l'environnement perturbé et le processus de capture de l'image) est en cours de développement, certaines briques existent déjà à l'ONERA. D'autre part, cette étude nous amène à travailler sur des méthodes permettant de compenser ou corriger les perturbations engendrées par l'ionosphère durant l'acquisition d'une image RSO afin de viser un déploiement opérationnel auprès de l'ESA. Enfin, je pressens un fort potentiel dans les mesures RSO pour la caractérisation du milieu ionosphérique, et souhaiterais proposer une thèse pour développer une méthodologie originale de caractérisation du milieu ionosphérique à l'aide d'imagerie radar satellitaire.

B.5.3.3 PARTENARIATS ET VALORISATION

Je recense ci-dessous des partenaires privilégiés, au niveau national puis international, avec lesquels j'ai eu des travaux communs, ou avec qui je projette des travaux à venir. La plupart ont déjà été nommés dans ce manuscrit, il s'agit ici d'une synthèse, importante dans la perspective du diplôme HDR car elle situe les contextes nationaux et internationaux dans lesquels pourront évoluer mes futurs doctorants.

- **Partenariats nationaux**

J'ai travaillé avec différents partenaires académiques, en particulier j'ai pu co-encadrer des thèses avec les directeurs non toulousains Christophe Bourlier de l'IETR (université de Rennes) et Marc Saillard du MIO (Université du Sud Toulon-Var). Naturellement, ma collaboration avec l'UPS est forte (encadrement avec Paul-François Combes, Jérôme Sokoloff et Laurent Féral). Aujourd'hui, Laurent Féral poursuit une partie de ses activités avec l'ONERA sur la propagation troposphérique et nous sommes fréquemment en contact. Avec Pierre-Louis Blelly et Aurélie Marchaudon de l'IRAP, en collaboration avec TAS, nous avons des activités communes pour le CNES sur la modélisation du milieu ionosphérique et de la scintillation : une thèse en co-encadrement est actuellement en cours (thèse de David Ecoffet). Un autre partenaire local privilégié est l'ENAC, en particulier Rémi Douvenot et Alexandre Chabory, avec lesquels nous avons actuellement des activités pour le CNES sur la radio-occultation. Ces activités sont prometteuses, aujourd'hui axées sur la modélisation du problème direct de la traversée de la troposphère. Dans le futur, il s'agira également de considérer l'ionosphère puis l'inversion de paramètres atmosphériques.

Dans ce manuscrit, je mentionne souvent le CNES comme un partenaire financeur. Un lien de confiance s'est créé au fil des années et aujourd'hui on peut considérer le CNES comme un organisme avec lequel j'ai des collaborations fortes, notamment avec Sébastien Rougerie et

Xavier Boulanger. Il en est de même avec certains experts DGA, comme Yvonick Hurtaud ou Christian Cochin, pour qui j'ai souvent travaillé et avec qui s'est établie une relation de confiance. Ces contacts nationaux sont autant d'opportunités de co-direction et d'obtention de financement de thèse pour les travaux de mes futurs doctorants.

- **Partenariats internationaux**

Collaboration avec la NMA : Nous avons eu une série d'études R&T CNES en collaboration avec la NMA (Norwegian Mapping Authority). Ce partenariat s'est avéré riche et fructueux, et se poursuit aujourd'hui pour l'ESA et le CNES. Ce succès est lié au fait que nous avons des compétences très complémentaires, avec d'un côté la NMA qui déploie, maintient et opère un réseau de récepteurs GNSS sur tout le territoire norvégien, et d'autre part, l'ONERA qui apporte notre expertise sur le développement de modèles de propagation des ondes électromagnétiques en milieu turbulent ionosphérique. Nous avons pour objectif commun de poursuivre les développements des modèles de prévision des scintillations ionosphériques en zone polaire. Un projet est en cours pour l'ESA, qui sera suivi par un autre en 2022 pour le compte du CNES. En complément de ces travaux, nous avons lancé en interne ONERA un stage de fin d'étude ingénieur sur l'utilisation de l'apprentissage profond sur le problème de la prévision de la scintillation ionosphérique à haute latitude. Les résultats sont très prometteurs et ce type d'approche paraît assez complémentaire du modèle statistique HAPEE.

Collaboration avec DTU : dans le cadre de l'étude ESA SWAN (Space Weather impact on Arctic Navigation), nous avons initié une nouvelle collaboration avec le DTU (Denmark Technical University) qui déploie un réseau de récepteurs GNSS au Groenland nommé GNET (Greenland GPS Network) ainsi que des magnétomètres. Ce réseau est particulièrement intéressant car il couvre des latitudes arctiques plus élevées que celles du réseau de la NMA. Ainsi, les mesures effectuées viennent compléter les mesures NMA et nous permettent d'améliorer les modèles à haute latitude. Ces données sont donc aujourd'hui utilisées pour l'amélioration du modèle HAPEE, et elles sont également associées aux données magnétomètres pour nos travaux en apprentissage profond.

Collaboration avec DLR : J'ai commencé à travailler récemment avec le DLR (Centre de recherche allemand sur l'aéronautique et l'espace) dans le cadre de l'étude ESA nommée SWIGPAD (Space Weather Impact on GNSS Performance: Application Development). Cette étude, encore en cours aujourd'hui, vise à développer et opérer des « indicateurs de performances » donnant des informations sur l'impact potentiel de la météorologie de l'espace sur le positionnement GNSS. À titre d'exemple, l'indice ROTI peut être l'un de ces indicateurs,

qui lorsqu'il dépasse un certain seuil, indique que le calcul de positionnement par GNSS est dégradé. Ces informations sont diffusées via le portail internet de l'ESA sur la météorologie de l'espace (<https://swe.ssa.esa.int/ionospheric-weather>). C'est un projet orienté vers les besoins opérationnels qui permet de mieux cerner leurs besoins. Par ailleurs il permet de valoriser nos travaux de prédiction des perturbations ionosphériques aux hautes latitudes.

Collaboration avec UPC : L'UPC (Universitat Politècnica de Catalunya) travaille depuis de nombreuses années sur le traitement de données TEC. Nous nous sommes associés pour travailler sur des études ESA, l'ONERA pour notre expertise sur le RSO et la modélisation de la propagation ionosphérique, et l'UPC pour leur expertise sur les systèmes GNSS et GNSS-R. Nous avons une étude en cours sur la compréhension, l'évaluation et la correction des effets de l'ionosphère sur les systèmes spatiaux d'observation radar basse fréquence.

Collaboration future avec l'université de New Brunswick au Canada : J'ai de bons contacts avec les canadiens de l'Université de New Brunswick avec qui je souhaiterais travailler à l'avenir. Leur réseau de récepteur GNSS et d'ionosondes couvrant le Canada, nommé CHAIN (Canadian High Arctic Ionospheric Network), est très complémentaire du réseau européen et nous avons déjà discuté de potentiels travaux communs. Nos activités en modélisation les intéressent et je pense à l'avenir travailler avec eux. L'inversion des paramètres décrivant l'ionosphère turbulente à haute latitude serait notre thématique de travail.

- **Valorisation**

Nos activités sur la modélisation et la prédiction de la scintillation ionosphérique dans le domaine commencent à être reconnues au niveau international. Je recense ici quelques actions qui, à terme, permettront je l'espère d'élargir encore notre rayonnement international.

Diffusion des résultats de prévision HAPEE : La NMA développe actuellement un site internet mettant en œuvre le modèle de prévision HAPEE des conditions de scintillation en zone polaire. Les résultats seront proposés pour être diffusés sur le portail internet de l'ESA dédié à la météorologie de l'espace.

Diffusion du modèle STIPEE : Le développement de la partie climatologique du modèle STIPEE est en cours. Une fois les résultats publiés, nous avons convenu avec le CNES de partager ce modèle avec la communauté, notamment en le proposant comme modèle de référence à l'ITU (International Telecommunication Union) et en diffusant les codes sources en accès libre. Si cette action aboutit ce serait d'une part une reconnaissance, mais aussi une

manière d'élargir mon réseau et de créer de nouvelles perspectives dont pourront bénéficier mes futurs doctorants.

Groupes d'experts mondiaux sur l'ionosphère : j'espère une reconnaissance de mon expertise sur la propagation, notamment en milieu ionosphérique, au sein de communautés liées à l'ionosphère au niveau international. Ainsi j'ai commencé à intégrer un réseau d'expert ISWAT (International Space Weather Action Teams). Il s'agit d'une communauté supportée par le COSPAR (COmmittee on SPace Research), groupe soutenant la recherche scientifique sur l'espace. Le problème discuté actuellement dans ce groupe concerne la pertinence des indices ionosphériques actuels face à l'impact des perturbations ionosphériques sur les systèmes radio au sol et dans l'espace pour les télécommunications et la navigation.

B.6 RÉFÉRENCES

- [Aarons, 1982] J. Aarons, "Global morphology of ionospheric scintillations," in *Proceedings of the IEEE*, vol. 70, no. 4, pp. 360-378, April 1982, doi: 10.1109/PROC.1982.12314.
- [Alfonsi et al., 2017] L. Alfonsi, A.W. Wernik, M. Materassi, L. Spogli, "Modelling ionospheric scintillation under the crest of the equatorial anomaly," in *Advances in Space Research*, Vol. 60, Issue 8, pp. 1698-1707, 2017, doi: 10.1016/j.asr.2017.05.021.
- [Ament, 1953] W. S. Ament, "Toward a Theory of Reflection by a Rough Surface," in *Proceedings of the IRE*, vol. 41, no. 1, pp. 142-146, Jan. 1953, doi: 10.1109/JRPROC.1953.274171.
- [Barrick, 1998] D. E. Barrick, "Grazing behavior of scatter and propagation above any rough surface," in *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 46, no. 1, pp. 73-83, Jan. 1998, doi: 10.1109/8.655453.
- [Béniguel and Hamel, 2011] Y. Béniguel, P. Hamel, "A global ionosphere scintillation propagation model for equatorial regions". In *Journal of Space Weather and Space Climate*, vol. 1(1, 1), A04, 2011, doi: 10.1051/swsc/2011004.
- [Bilitza, 2018] D. Bilitza, IRI the International Standard for the Ionosphere, *Adv. Radio Sci.*, 16, 1-11, <https://doi.org/10.5194/ars-16-1-2018>, 2018.
- [Bonnafond, 2020] T. Bonnafond « Modélisation de la Propagation Atmosphérique d'Ondes Electromagnétiques sur de Longues Distances en 3D à Partir de la Transformée en Ondelettes », Thèse Université Paul Sabatier - Toulouse III, 26/11/2020.
- [Bourlier et al., 2013] C. Bourlier, N. Pinel, and G. Kubicke, "Method of moments for 2D scattering problems. Basic concepts and applications", London, UK: FOCUS SERIES in WAVES, Ed. WILEY-ISTE, 2013. doi:10.1002/9781118648674
- [Bourlier and Pinel, 2013] C. Bourlier and N. Pinel, "Spatial Green Function of a Constant Medium Overlying a Duct With Linear-Square Refractive Index Profile," in *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 61, no. 6, pp. 3172-3181, June 2013, doi: 10.1109/TAP.2013.2253300.

- [Bourlier et al., 2014] C. Bourlier, H. Li and V. Fabbro, "Radar propagation modeling using the boundary integral equations in a maritime environment with a duct," *2014 International Radar Conference*, Lille, France, pp. 1-5, 2014, doi: 10.1109/RADAR.2014.7060314.
- [Bourlier et al., 2015] C. Bourlier, H. Li and N. Pinel, "Low-Grazing Angle Propagation and Scattering Above the Sea Surface in the Presence of a Duct Jointly Solved by Boundary Integral Equations," in *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 63, no. 2, pp. 667-677, Feb. 2015, doi: 10.1109/TAP.2014.2379945.
- [Cerveny et al., 1982] V. Cerveny, M. M. Popov, and I. Psencik. "Computation of wave fields in inhomogeneous media-Gaussian beam approach". *Geophys. J. Astron. Soc.*, Vol. 3, pp. 508–522, 1982, doi : 10.1111/j.1365-246X.1982.tb06394.x.
- [Davout, 2006] I. DAVOUT, « Modélisation de la propagation par méthode de l'équation parabolique grand angle », stage de fin d'étude, 2006.
- [Danklmayer et al., 2017] A. Danklmayer, P. Colditz, G. Biegel, T. Brehm and J. Förster, "North sea millimeterwave propagation experiment: The Sylt campaign," *2016 17th International Radar Symposium (IRS)*, Krakow, Poland, pp. 1-5, 2016, doi: 10.1109/IRS.2016.7497390.
- [Dargeou, 1997] F. Dargeou, « Application de la méthode équation parabolique à la propagation en milieu urbain, stage de fin d'étude », juin 1997.
- [Dockery and Kuttler, 1996] D. Dockery and J. R. Kuttler, "An improved impedance-boundary algorithm for Fourier split-step solutions of the parabolic wave equation," in *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 44, no. 12, pp. 1592-1599, Dec. 1996, doi: 10.1109/8.546245.
- [Douchin et al., 1994] N. Douchin, , S. Bolioli, F. Christophe, P.F. Combes. "Theoretical study of the evaporationduct effects on the satellite-to ship radio links near the horizon," in *IEE Proc. F* ,141, pp. 272–278, 1994.
- [Douvenot et al., 2008] R. Douvenot, V. Fabbro, P. Gerstoff, C. Bourlier and J. Saillard, "A duct mapping method using least squares support vector machines," in *Radio Science*, vol. 43, no. 06, pp. 1-12, Dec. 2008, doi: 10.1029/2008RS003842.

- [Douvenot et al., 2010a] 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," in *Radio Science*, vol. 45, no. 01, pp. 1-13, Feb. 2010, doi: 10.1029/2009RS004137.
- [Douvenot et al., 2010b] R. Douvenot, V. Fabbro, "On the Knowledge of Radar Coverage at Sea Using Real time refractivity from clutter," in *IET Radar Sonar Navig.* Vol. 4, Iss. 2, pp. 293–301, Special Issue on Radar Clutter, 2010, doi: 10.1049/iet-rsn.2009.0073
- [Douvenot et al., 2014] R. Douvenot, V. Fabbro and K. Elis, "Parameter-Based Rules for the Definition of Detectable Ducts for an RFC System," in *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 62, no. 11, pp. 5696-5705, Nov. 2014, doi: 10.1109/TAP.2014.2354680.
- [Fabbro, 1999] V. Fabbro, "Diffraction d'une onde électromagnétique par un objet plongé en milieu inhomogène. Application à la détection de cible au-dessus de la mer". Thèse de doctorat de l'université Paul Sabatier, 1999.
- [Fabbro et al., 2001] V. Fabbro, P.F. Combes, N. Douchin, "Three-dimensional Backscattering by a target above the sea surface," in *Electromagnetics*, vol. 21, pp.451-466, Aug-sept. 2001. doi: 10.1080/027263401750399534.
- [Fabbro et al., 2005] V. Fabbro, P.F. Combes., N. Guillet, "Apparent Radar Cross Section of a large target illuminated by a surface wave above the sea, " in *Journal of Electromagnetic Waves and Applications, Progress in Electromagnetic Research, Series Book* vol. 50, pp. 41-60, 2005. doi:10.2528/PIER04050502
- [Fabbro et al., 2006] V. Fabbro, C. Bourlier, P.F. Combes, "Forward propagation modelling above rough surfaces by the parabolic wave equation. Introduction of the shadowing effect," in *Journal of Electromagnetic Waves and Applications, Progress in Electromagnetic Research, Series Book* vol. 58, pp. 243-269, 2006. doi:10.2528/PIER05090101
- [Fabbro et al., 2009] V. Fabbro, L. Castanet, S. Croce, C. Riva, "Characterisation and Modelling of Time Diversity statistics for satellite communications from 12 to 50 GHz," in *International Journal of satellite communications and networking*, vol. 2, pp. 87-101, 2009. doi: 10.1002/sat.927.

- [Fabbro and Féral, 2012] V. Fabbro and L. Feral, "Comparison of 2D and 3D Electromagnetic Approaches to Predict Tropospheric Turbulence Effects in Clear Sky Conditions," in *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 60, no. 9, pp. 4398-4407, Sept. 2012, doi: 10.1109/TAP.2012.2207070.
- [Fabbro et al., 2014] V. Fabbro, N. Mathieu, L. Robert, P. Nicolas and B. Christophe, "Propagation modeling using the Split Step Fourier method: Ground boundary conditions analysis and acceleration by GPU," *2014 International Radar Conference*, Lille, France, 2014, pp. 1-6, doi: 10.1109/RADAR.2014.7060311.
- [Fabbro et al., 2017] V. Fabbro, G. Biegel, J. Förster, J.-B Poisson, A. Danklmayer, C. Böhler, J.-P Marcellin, T. Brehm, M. Gallus, L. Castanet, A. Ulland, and Y. Hurtaud, "Measurements of Sea Clutter at Low Grazing Angle in Mediterranean Coastal Environment," in *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, vol. 55, no. 11, pp. 6379-6389, Nov. 2017, doi: 10.1109/TGRS.2017.2727057.
- [Fabbro et al., 2021] V. Fabbro, K. S. Jacobsen, Y. L. Andalsvik, and S. Rougerie, "GNSS positioning error forecasting in the Arctic: ROTI and Precise Point Positioning error forecasting from solar wind measurements", in *Journal of Space Weather and Space Climate*, accepted for publication.
- [Feit and Fleck, 1978] M. D. Feit and J. A. Fleck, Jr., "Light propagation in graded-index optical fibers," in *Appl. Opt.*, vol. 17, pp. 3990–3998, 1978, doi:10.1364/AO.17.003990.
- [Starkov, 1994a] G. V. Starkov, "Mathematical model of the auroral boundaries," in *Geomagnetism and Aeronomy*. Vol. 34(3), pp. 331–336, 1994.
- [Starkov, 1994b] G. V. Starkov, "Statistical dependences between the magnetic activity indices," in *Geomagnetism and Aeronomy*. Vol. 34(1), pp. 101–103, 1994.
- [Fejer et al., 1981] B. G. Fejer, D. T. Farley, C. A. Gonzalez, R. F. Woodman, C. Calderon, "F region east-west drifts at Jicamarca", in *Journal of geophysical research*, vol. 86, no A1, pp. 215-218, 1981, <https://doi.org/10.1029/JA086iA01p00215>
- [Fock, 1965] V. Fock. "Electromagnetic Diffraction and Propagation Problems", Pergamon Press, 1965, <https://doi.org/10.1002/zamm.19660460131>
- [Frasier and Mc Intosh, 1996] S. J. Frasier and R. E. McIntosh, "Observed wavenumber-frequency properties of microwave backscatter from the ocean surface at near-grazing angles",

in *Journal of Geophysical Research : Oceans*, vol. 101(C8), pp. 18391–18407, 1996, doi:10.1029/96JC01685

[Galmiche, 2019] A. Galmiche, « Modélisation de la scintillation ionosphérique en zone équatoriale: application à l'inversion de signaux GNSS pour la caractérisation de la turbulence », Thèse soutenue en février 2019.

[Galiègue, 2015] H. Galiègue, « Prédiction des effets ionosphériques sur la propagation des ondes électromagnétiques en bande L aux latitudes polaires », Thèse soutenue en juillet 2015.

[Galiegue et al., 2016] H. Galiègue, L. Féral, V. Fabbro, “Validity of 2D electromagnetic approaches to estimate log-amplitude and phase variances due to 3D ionospheric irregularities,” in *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, vol. 122, pp. 1410 – 1427, 2016, doi:10.1002/2016JA023233

[Gilbert and Di, 1993] K. E. Gilbert, Di Xiao, “A fast Green's function method for one-way sound propagation in the atmosphere,” in *Journal of Acoustical Society of America*, vol. 94 (4), 1993, doi:10.1121/1.407454

[Ginestet, 2007] A. Ginestet, « Modélisation de la propagation d'une onde électromagnétique sur des scènes de grande taille par résolution de l'équation parabolique 3D vectorielle ». Thèse soutenue en mai 2007.

[Guillet, 2003] N. Guillet, « Diffusion par une cible complexe d'une onde électromagnétique se propageant en milieu hétérogène au-dessus d'une surface irrégulière. » Thèse soutenue en octobre 2003.

[Haselgrove, 1960] C. B. Haselgrove, J. Haselgrove, “Twisted ray paths in the ionosphere,” in *Proc. Phys. Soc.*, vol. 75, pp. 357–363, 1960, doi:10.1088/0370-1328/75/3/304.

[Hardin and Tappert, 1977] R. Hardin and F. Tappert. “Application of the split-step Fourier method to the numerical solution of non linear and variable coefficient wave equations”. In *SIAM Rev.*, Vol. 15, pp. 423, 1973.

[Horst et al., 1978] M. M. Horst, F.B. Dyer, M.T. Tuley, “Radar sea clutter model”. In *International Conference on Antennas and Propagation, London, England, November 28-30, 1978, Proceedings. Part 2. (A80-15812 04-32) London, Institution of Electrical Engineers*, pp. 6-10, 1978.

- [Hurtaud et al., 2008] Y. Hurtaud, J. Claverie, E. Mandine, M. Aïdonidis, « Une préfiguration des futures aides tactiques : le code PREDEM » REE - Revue de l'électricité électronique, SEE, 2008, pp.31-41. (hal-00538426)
- [Ishimaru, 1972] A. Ishimaru, "Temporal frequency spectra of multifrequency waves in turbulent atmosphere," in *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 20, no. 1, pp. 10-19, January 1972, doi: 10.1109/TAP.1972.1140133.
- [ITU-R P.618-13] Recommendation ITU-R P.618-13, "Propagation data and prediction methods required for the design of Earth-space telecommunication systems", P Series, Radiowave propagation, 2017.
- [ITU-R P.527-5] Recommendation ITU-R P.527-5, "Electrical characteristics of the surface of the Earth", P Series, Radiowave propagation, 2019.
- [Janaswamy, 2001] R. Janaswamy, "Radio wave propagation over a nonconstant immittance plane," in *Radio Science*, vol. 36, no. 3, pp. 387-405, May-June 2001, doi: 10.1029/2000RS002338.
- [Janaswamy, 2003] R. Janaswamy, "Path loss predictions in the presence of buildings on flat terrain: a 3-D vector parabolic equation approach," in *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 51, no. 8, pp. 1716-1728, Aug. 2003, doi: 10.1109/TAP.2003.815415.
- [Kolmogorov, 1941] A. N. Kolmogorov, "The Local Structure of Turbulence in Incompressible Viscous Fluid for Very Large Reynolds Numbers." In *Proceedings: Mathematical and Physical Sciences*, vol. 434, no. 1890, pp. 9–13, 1991. *JSTOR*, www.jstor.org/stable/51980.
- [Kurkinski et al., 1997] E.R. Kurkinski, G.A. Hajj, J.T. Schofield, R.P. Linfield, K.R. Hardy, "Observing Earth atmosphere with radio occultation measurements using the Global Positioning System", in *Journal of geophysical research*, vol. 102, no. D19, pp. 23,429-23,465, October 20, 1997. doi:[10.1029/97JD01569](https://doi.org/10.1029/97JD01569).
- [Kuttler, 1999] J. R. Kuttler, "Differences between the narrow-angle and wide-angle propagators in the split-step Fourier solution of the parabolic wave equation," in *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 47, no. 7, pp. 1131-1140, July 1999, doi: 10.1109/8.785743.

- [Kuttler and Janaswamy, 2002] J. R. Kuttler and R. Janaswamy, "Improved Fourier transform methods for solving the parabolic wave equation," in *Radio Science*, vol. 37, no. 2, pp. 1-11, April 2002, doi: 10.1029/2001RS002488.
- [Leontovitch and Fock, 1946] M. Leontovich and V. Fock. "Solution of propagation of electromagnetic waves along the Earth's surface by the method of parabolic equations," in *J. Phys. USSR*, Vol. 10, pp. 13–23, 1946.
- [Levy, 2000] M. Levy "Parabolic equation methods for electromagnetic wave propagation", *IEE electromagnetic series*, vol. 45, 2000.
- [L'Hour, 2017] C. L'Hour, « Modélisation de la propagation en atmosphère inhomogène basée sur les faisceaux gaussiens ». Thèse soutenue en avril 2017.
- [L'Hour et al., 2019a] C. L'Hour, V. Fabbro, A. Chabory and J. Sokoloff, "2-D Propagation Modeling in Inhomogeneous Refractive Atmosphere Based on Gaussian Beams Part I: Propagation Modeling," in *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 67, no. 8, pp. 5477-5486, Aug. 2019, doi: 10.1109/TAP.2019.2911345.
- [L'Hour et al., 2019b] C. L'Hour, V. Fabbro, A. Chabory and J. Sokoloff, "2-D Propagation Modeling in Inhomogeneous Refractive Atmosphere Based on Gaussian Beams Part II: Application to Radio Occultation," in *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 67, no. 8, pp. 5487-5496, Aug. 2019, doi: 10.1109/TAP.2019.2911350.
- [L'hour, 2017] C-A L'Hour, « Modélisation de la propagation en atmosphère inhomogène basée sur les faisceaux gaussiens ». Thèse soutenue en avril 2017.
- [Livingston et al., 1982] R. C. Livingston, C. L. Rino, J. Owen and R. T. Tsunoda, "The anisotropy of high-latitude nighttime F region irregularities", in *J. Geophys. Res.*, vol. 87(A12), pp. 10519– 10526, 1982, doi:10.1029/JA087iA12p10519
- [Marchaudon & Blelly, 2015] A. Marchaudon and P.-L. Blelly. "A new interhemispheric 16-moment model of the plasmasphere-ionosphere system : IPIM". *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 120(7) :5728–5745, 2015. ISSN 2169-9402. doi: 10.1002/2015JA021193.

- [Melief et al., 2006] H. W. Melief, H. Greidanus, P. van Genderen and P. Hoogeboom, "Analysis of sea spikes in radar sea clutter data," in *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, vol. 44, no. 4, pp. 985-993, April 2006, doi: 10.1109/TGRS.2005.862497.
- [Miller et al., 1984] A. R. Miller, R. M. Brown and E. V. Vegh, "New derivation for the rough surface reflection coefficient and for the distribution of sea-wave elevations," in *IEE Proc. H*, Vol. 131, pp. 114–115, 1984, doi: 10.1049/ip-h-1:19840022
- [Nava et al., 2008] B. Nava, P. Coisson and S.M. Radicella "A new version of the NeQuick ionosphere electron density model," in *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 2008, doi:10.1016/j.jastp.2008.01.015.
- [Newell, 2007] P. T. Newell, T. Sotirelis, K. Liou, C. Meng, and F. J. Rich, "A nearly universal solar wind magnetosphere coupling function inferred from 10 magnetospheric state variables," vol. 112, pp. 1–16, 2007, doi:10.1029/2006JA012015
- [Norton, 1937] K.A. Norton, "The propagation of radio waves over the surface of the Earth and in upper atmosphere", Proc. IRE, n° 25, pp. 1203-1236, 1937
- [Pekeris, 1946] C. L. Pekeris, "Accuracy of the Earth-Flattening Approximation in the Theory of Microwave Propagation", in *Phys., Rev.*, vol.70, pp. 518-522, 1946, Doi:10.1103/PhysRev.70.518
- [Platzer, 2019] F. Platzer, « Modélisation du spectre Doppler radar d'une surface de mer en incidence rasante – Validation par confrontation à des mesures en environnement côtier », Thèse soutenue en Mars 2020.
- [Platzer et al., 2019a] F. Platzer, M. Saillard, V. Fabbro, "Two dimensional spectra of radar returns from sea: 2. Analysis of the group line from experimental data", in *Journal of Geophysical Research: Oceans*, vol. 124, pp. 8309– 8323, 31 October 2019, doi: 10.1029/2019JC015123
- [Platzer et al., 2019b] F. Platzer, M. Saillard, V. Fabbro, "Two dimensional spectra of radar returns from sea: 1. Theoretical and numerical study of the group line", in *Journal of Geophysical Research: Oceans*, vol. 124, pp. 8767– 8776, 31 October 2019, doi: 10.1029/2019JC015121
- [Radicella, 2009] Radicella, S. M., "The NeQuick model genesis, uses and evolution". In *Annals of Geophysics*, vol. 52 (3/4), pp. 417–422, 2009. doi: 10.4401/ag-4597

- [Rouseff, 1992] D. Rouseff, "Simulated microwave propagation through tropospheric turbulence," in *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 40, no. 9, pp. 1076-1083, Sept. 1992, doi: 10.1109/8.166533.
- [Rytov et al., 1989] S. M. Rytov, Y. A. Kravtsov, and V. I. Tatarskii, "Principles of Statistical Radiophysics 4: Wave Propagation Through Random Media", in *Springer, Berlin (Germany, F.R.)*, 1989, ISBN 3-540-17828-7.
- [Secan et al., 1995] J. A. Secan, R. M. Bussey, E. J. Fremouw and S. Basu, "An improved model of equatorial scintillation," in *Radio Science*, vol. 30, no. 3, pp. 607-617, May-June 1995, doi: 10.1029/94RS03172.
- [Secretan et al., 2014] H. Secretan, J. Giraud, R. Kamenin, S. Rougerie, L. Ries, M. Monnerat, "SAGAIE : A Network of GNSS stations to investigate the ionosphere behaviour in sub-saharan regions", in *Inside GNSS* September / October 2014, <https://insidegnss.com/sagaie/>
- [Skamarock et al., 2008] W.C. Skamarock, J.B. Klemp, J. Dudhia, D.O. Gill, D.M. Barker, M.G. Duda, X.-Y. Huang, W. Wang, J.G. Powers, "A Description of the Advanced Research WRF Version 3", in *NCAR Technical Note NCAR/TN-475+STR*, vol. 125, 2008, doi:10.5065/D68S4MVH.
- [Smith et al., 1996] M. J. Smith, E. M. Poulter, and J. A. McGrego, "Doppler radar measurements of wave groups and breaking waves", in *Journal of Geophysical Research : Oceans*, vol. 101(C6) , pp. 14269-14282, 1996, doi:10.1029/96JC00766
- [Tappert, 1977] F. D. Tappert. "The parabolic equation method". In *Keller J.B., Papadakis J.S. (eds) Wave Propagation and Underwater Acoustics. Lecture Notes in Physics*, vol 70. Springer, Berlin, Heidelberg. https://doi.org/10.1007/3-540-08527-0_5
- [von Karman, 1948] T. von Karman, "Progress in the statistical theory of turbulence", in *Proceedings of National Academy of Science, U.S.*, vol. 34, pp. 530-539, 1948.
- [Wheelon, 2004a] A. D. Wheelon, "Electromagnetic Scintillation, vol. 1, Geometrical Optics", *Cambridge Univ. Press, Cambridge, U. K.*, 2003, ISBN : 10 0521020123
- [Wheelon, 2004b] A. D. Wheelon, "Electromagnetic Scintillation, vol. 2, Weak Scattering", *Cambridge Univ. Press, Cambridge, U. K.*, 2003. ISBN : 9781139439602

[Zhou, 2018] H. Zhou, “Modeling the Atmospheric Propagation of Electromagnetic waves in 2-D and 3-D using Fourier and Wavelet Transforms”. Thèse Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2018.

PARTIE C : PUBLICATIONS MARQUANTES

TABLE DES PUBLICATIONS MARQUANTES

- R. Douvenot, V. Fabbro**, "On the Knowledge of Radar Coverage at Sea Using Real time refractivity from clutter," in *IET Radar Sonar Navig.* Vol. 4, Iss. 2, pp. 293–301, Special Issue on Radar Clutter, 2010, doi: 10.1049/iet-rsn.2009.0073..... 126
- V. Fabbro and L. Feral**, "Comparison of 2D and 3D Electromagnetic Approaches to Predict Tropospheric Turbulence Effects in Clear Sky Conditions," in *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 60, no. 9, pp. 4398-4407, Sept. 2012, doi: 10.1109/TAP.2012.2207070. 139
- H. Galiègue, L. Féral, V. Fabbro**, "Validity of 2D electromagnetic approaches to estimate log-amplitude and phase variances due to 3D ionospheric irregularities," in *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, vol. 122, pp. 1410 – 1427, 2016, doi:10.1002/2016JA023233..... 149
- V. Fabbro, G. Biegel, J. Förster, J.-B Poisson, A. Danklmayer, C.Böhler, J.-P Marcellin, T. Brehm, M. Gallus, L. Castanet, A. Ulland, and Y. Hurtaud**, "Measurements of Sea Clutter at Low Grazing Angle in Mediterranean Coastal Environment," in *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, vol. 55, no. 11, pp. 6379-6389, Nov. 2017, doi: 10.1109/TGRS.2017.2727057. 166
- C. L'Hour, V. Fabbro, A. Chabory and J. Sokoloff**, "2-D Propagation Modeling in Inhomogeneous Refractive Atmosphere Based on Gaussian Beams Part I: Propagation Modeling," in *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 67, no. 8, pp. 5477-5486, Aug. 2019, doi: 10.1109/TAP.2019.2911345..... 178
- F. Platzer, M. Saillard, V. Fabbro**, "Two dimensional spectra of radar returns from sea: 1. Theoretical and numerical study of the group line", in *Journal of Geophysical Research: Oceans*, Vol. 124, pp. 8767– 8776, 31 October 2019, doi: 10.1029/2019JC015121191. 188



Real time refractivity from clutter using a best fit approach improved with physical information

Rémi Douvenot,^{1,2} Vincent Fabbro,¹ Peter Gerstoft,³ Christophe Bourlier,² and Joseph Saillard²

Received 6 January 2009; revised 25 August 2009; accepted 15 October 2009; published 4 February 2010.

[1] Refractivity from clutter (RFC) retrieves the radio frequency refractive conditions along a propagation path by inverting the measured radar sea clutter return. In this paper, a real-time RFC technique is proposed called “Improved Best Fit” (IBF). It is based on finding the environment with best fit to one of many precomputed, modeled radar returns for different environments in a database. The method is improved by considering the mean slope of the propagation factor, and physical considerations are added: smooth variations of refractive conditions with azimuth and smooth variations of duct height with range. The approach is tested on data from 1998 Wallops Island, Virginia, measurement campaign with good results on most of the data, and questionable results are detected with a confidence criterion. A comparison between the refractivity structures measured during the measurement campaign and the ones retrieved by inversion shows a good match. Radar coverage simulations obtained from these inverted refractivity structures demonstrate the potential utility of IBF.

Citation: Douvenot, R., V. Fabbro, P. Gerstoft, C. Bourlier, and J. Saillard (2010), Real time refractivity from clutter using a best fit approach improved with physical information, *Radio Sci.*, 45, RS1007, doi:10.1029/2009RS004137.

1. Introduction

[2] Efficient algorithms exist to model the radio waves propagation taking into account the refractive conditions. A commonly used propagation model is based on a Split-Step Fourier (SSF) Parabolic Wave Equation (PWE) [Kuttler and Dockery, 1991; Levy, 2000]. These methods are useful to predict the coverage of radars in a maritime environment, where the medium is fluctuating. A problem in predicting radar coverage is the 3-D refractivity structure to be used in a propagation model. When the refractivity structure is unknown, a standard atmosphere is often used in the modeling, which may entail significant errors. If this structure is known, the radar coverage can be well estimated by propagation models for all azimuths.

[3] Abnormal propagation events occur when the atmospheric conditions are different from the standard

atmosphere. These events are caused by the presence of different gradients of temperature, humidity, and pressure [Paulus, 1990]. Four typical kinds of abnormal propagation events can be distinguished: the subrefractive layer, the evaporation duct, the surface-based duct, and the elevated duct. A classical method to measure the refractive index at lower altitudes is the use of an airplane or a helicopter following sawtooth flights, on which a refractometer can directly measure refractivity [Briggs, 2005], or it can be deduced from radiosondes. Combined with buoy measurements, the refractivity for all heights can be deduced. However, these methods require expensive equipment and are not practical for real-time operational use.

[4] RFC exploits the radar itself to predict its coverage [Krolik and Tabrikian, 1997; Rogers et al., 2000; Gerstoft et al., 2003a; Yardim et al., 2008]. The idea is to extract the information contained in the sea clutter. This information allows retrieving the refractivity, which allows modeling the radar coverage. This method is attractive because it only requires an additional signal-processing module linked to the radar. As no equation gives the refractivity from the sea clutter, RFC is an inverse problem.

[5] To perform RFC, the refractive conditions have to be parameterized. The principle of RFC is to retrieve the parameters of the atmospheric ducts. The evaporation

¹Département Electromagnétisme et Radar, ONERA, Toulouse, France.

²Radar Team, IREENA, Polytech’Nantes, Nantes, France.

³Scripps Institution of Oceanography, University of California, San Diego, La Jolla, California, USA.

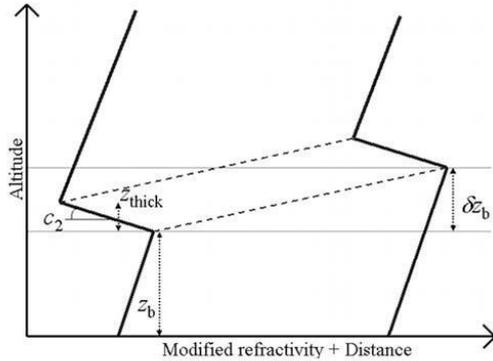


Figure 1. Three-parameter surface-based duct varying with the distance. The parameter δz_b gives the distance variation.

duct is classically modeled using Jeske's description [Jeske, 1973]. The evaporation duct height can be extracted easily using real-time methods quite accurately for simple environments [Rogers *et al.*, 2000; Douvenot *et al.*, 2008b]. For surface-based or elevated ducts, the number of parameters describing the refractivity conditions is larger and the inverse problem is more difficult. This paper focuses on the inversion of clutter to noise ratio (CNR) maps measured in the presence of surface-based ducts during the 1998 Wallops Island, Virginia, measurement campaign [Rogers *et al.*, 2000].

[6] In the last decade, several RFC methods have been proposed [Gerstoff *et al.*, 2000, 2003a, 2003b; Barrios, 2004; Yardim *et al.*, 2006, 2007, 2008]. These are based on accurate Bayesian methods. Actually, the inverse method is nonlinear and ill posed. These methods are computer intensive and do not permit retrieving the refractivity parameters for all azimuths in real time. Yardim *et al.* [2008] used particle filters to extract the refractivity parameters across several azimuths. Here, a less precise but real-time inversion method is preferred as refractivity conditions can significantly change in short time [Stapleton *et al.*, 2003; Douvenot *et al.*, 2008b]. In this context, methods based on learning machines have also been introduced [Douvenot *et al.*, 2008a, 2008b, 2008c]. These methods, based on the Least squares Support Vector Machine (LS-SVM) [Suykens *et al.*, 2002] and on the Multitask Least squares Support Vector Machine (MuLS-SVM) [Argyriou *et al.*, 2006], respectively, have both been validated on simulated data [Douvenot *et al.*, 2008a, 2008c]. MuLS-SVM method has been applied on measured data in the presence of evaporation ducts [Douvenot *et al.*, 2008b].

[7] This paper introduces an RFC method based on finding the environment with best fit to the radar return to one of many precomputed, modeled clutter returns for different environments in a database. Without improvements, this method does not work well for the RFC problem because of the many local optima [Douvenot *et al.*, 2008a]. However, many of these local minima can be removed using physical considerations. The improved technique is called improved best fit (IBF). This method gives real-time information for the radar coverage prediction for all azimuths simultaneously. It takes advantage of the spatial continuity of the refractivity.

2. Physical Modeling

2.1. Modeling of the Atmospheric Conditions

[8] To describe the refractive conditions, the modified refractivity M is preferred to the refractive index n :

$$M = (n - 1) \times 10^6 + 0.157z, \quad (1)$$

where z is the altitude in m. The first term expresses the part per million of the difference of the refractive index with the one of the void (n is close to 1) and the second term takes into account the Earth's curvature.

[9] The data studied here have been measured in the presence of surface-based ducts and very low evaporation ducts, less than 5 m. To simplify the inversion problem, only the surface-based ducts that have a strong impact on propagation are modeled. These ducts are modeled by a trilinear variation in refractivity with respect to the altitude [Douvenot *et al.*, 2008c]. Three parameters z_b , c_2 , and z_{thick} describe the classical trilinear vertical surface-based duct profile. z_b denotes the height of the duct base in m, c_2 denotes the slope of modified refractivity into the duct in M unit/m, and z_{thick} denotes the duct thickness in m. For surface-based ducts in a coastal environment, the most common variation of the modified refractivity is a rising duct height with range [Stapleton *et al.*, 2003]. A parameter δz_b is added to this classical model to express the variation of the height of the duct base from 0 to 60 km, in m, resulting in a four-parameter model (see Figure 1).

2.2. Radar Equation

[10] RFC retrieves the duct parameters from just the received clutter power P_R versus range. These variables are linked through the radar equation in monostatic configuration [Cherniakov and Sizov, 2006] with the sea surface as the target:

$$P_R = \frac{P_E G^2 \lambda^2}{(4\pi)^3 R^4} \sigma F_0^4, \quad (2)$$

where P_E is the power emitted by the radar, G is the antenna gain, F_0 represents the propagation factor, σ is the monostatic radar cross section (RCS) of the sea surface, and λ is the wavelength.

[11] As F_0 takes into account all the refractive effects and is independent of the sea state, the inversion retrieves the refractivity from the propagation factor. The propagation factor is assumed independent of sea state because in the case of very low grazing angles, the rough surface tends to be seen as a flat surface by the radio waves, and only the crests of the sea waves are illuminated. This behavior can be explained studying the forward reflection coefficient of rough surface [Fabbro et al., 2006]. However, note that the surface must be sufficiently rough that enough power is reflected and not too rough to make the signal random. Other dependencies as the spray production due to sea roughness are neglected. The propagation factor must be deduced from the received radar power. The values P_E , G , R , and λ are known. Thus, to obtain F_0 from the received power, the RCS σ of the illuminated sea surface is required. If the received signal is normalized, only the dynamics of σ is required.

[12] The sea state and the wind conditions are assumed constant along the propagation path and the shadowing effect is neglected for the forward propagation and for the RCS computation (a $\theta_g^{0.4}$ dependency due to the shadowing effect is assumed in the GIT model [Horst et al., 1978]). When computed just above the sea surface at altitude z , the propagation factor is expressed as $|F(z, \theta_g)| = |1 - \exp(-2jk_0 z \sin \theta_g)| F_0$ due to multipath. Then, at low grazing angle, $|F(z, \theta_g)| \propto F_0 \theta_g$. This factor models forward propagation and induces a variation with grazing angle θ_g . So the variation of the normalized power at grazing angle is assumed in θ_g^4 . Depending on the author, this variation is taken into account in the NRCS [Barrick, 1998; Tatarskii and Charnotskii, 1998] or in the propagation factor [Rogers et al., 2000]. For the 1998 Wallops Island data, the obtained propagation factor is normalized by its value at 10 km, so the inversion is carried out on the normalized propagation factors F_n^2 , not on the real propagation factors F_0^2 .

3. IBF Inversion Method

[13] This IBF method requires a precomputed database, composed of 30000 pairs “duct parameters/normalized propagation factor” vector. The duct parameters values are chosen using a Latin hypercube sampling [McKay et al., 1979], and then the corresponding elements of the normalized propagation factor vectors are computed using an SSF-PWE propagation method [Barrios, 1992]. The database generation for RFC is optimized by applying a Latin hypercube process [Douvenot et al., 2008c]. This sampling method is a generalization of Euler’s magic square. To compute a N -sized Latin

hypercube, the basic idea is to divide each dimension into N intervals, usually equal. Then, the sample of the data is forced to be more representative than using random sampling by forcing variability: if a Latin hypercube is projected on one of its dimensions, each of the N single points belongs to one single interval. This point is randomly chosen into that interval. This sampling method is a classical one more efficient than regular or random samplings because it simultaneously stratifies on all input dimensions. For more details, see Loh [1996].

[14] Using this precomputed database, the IBF inversion finds the minimum error over all azimuths:

$$\forall j \in \{1, \dots, n_{az}\}, \quad \min_{i=1, \dots, N} e_{ij}, \quad (3)$$

where n_{az} is the total number of azimuths on which the inversion is carried out. e_{ij} denotes the quadratic difference between the measurement on the j th azimuth and the i th normalized propagation factor of the database, defined by:

$$e_{ij} = \sum_{k=1}^P \left((F_{nk \text{ meas}}^2)_j - (F_{nk \text{ DB}}^2)_i \right)^2, \quad (4)$$

where $(F_{nk \text{ meas}}^2)_j$ represents the k th point of the measured (“meas”) normalized propagation factor (F_n^2) to invert on the j th azimuth, and $(F_{nk \text{ DB}}^2)_i$ represents the k th point of the i th normalized propagation factor of the pregenerated database (“DB”). P is the dimension of the propagation factor vectors.

[15] The IBF is very fast and can be implemented in real time, but in order to obtain good inversion results it is necessary to constrain the propagation factors to have similar variations (section 3.1), to constrain the variation in base height (section 3.2), and to smooth the parameters over azimuth (section 3.3).

3.1. Constraining the Propagation Factor Variations

[16] The quadratic distance (4) is not a sufficient criterion to select the best fitting propagation factor. Sometimes two propagation factor vectors will be close with respect to the quadratic distance but will present high differences in their dynamics. In order to select a propagation factor vector with dynamic close to the one to invert, a constraint on the Mean of the Absolute Value of the Derivative (MAVD) is added. The MAVD measures the absolute slope of the propagation factor over the range:

$$\text{MAVD} = \frac{1}{R_{\max} - R_{\min}} \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} \left| \frac{dF_n^2(x)}{dx} \right| dx, \quad (5)$$

where R_{\min} and R_{\max} are the minimum and maximum distances, here 10 km and 60 km, respectively. In practice, the propagation factor is sampled over distance, and the integral is substituted by a sum. By adding the constraint on the MAVD, the system becomes:

$$\forall j \in \{1, \dots, n_{az}\}, \quad \min_{i=1, \dots, N} e_{ij}$$

under the constraint: (6)

$$\forall j \in \{1, \dots, n_{az}\}, \quad |\text{MAVD}_{\text{meas}} - \text{MAVD}_j| < \Delta \text{MAVD},$$

where $\text{MAVD}_{\text{meas}}$ is the MAVD of the measured normalized propagation factor, MAVD_j is the MAVD of the normalized propagation factor that was found to minimize the quadratic error on the j th azimuth. ΔMAVD is a parameter of the inversion system here arbitrarily chosen as 0.05 dB/km.

3.2. Limiting Variations in Duct Height

[17] The second improvement of the method relies on the continuous variation of the refractive ducts with azimuth. If the variations are too disorderly, the inverted profiles can be considered as nonphysical. As the refractivity measurements used for verification have been carried out on one single azimuth during the 1998 Wallops Island campaign (see section 4), this hypothesis only relies on the physical sense of the problem.

[18] A new constraint is added in the inversion. Using (6) for the inversion, it has been observed that the parameter δz_b is highly variable with the azimuth, too much to be physically realistic. The new constraint introduced here forces the variations of the parameter δz_b on all the azimuths to be in a fixed interval $\Delta \delta z_b$. By applying this constraint, the system becomes:

$$\forall j \in \{1, \dots, n_{az}\}, \quad \min_{i=1, \dots, N} e_{ij}$$

under the double constraint: (7)

$$\left\{ \begin{array}{l} \forall j \in \{1, \dots, n_{az}\}, \quad |\text{MAVD}_{\text{meas}} - \text{MAVD}_j| < \Delta \text{MAVD} \\ \delta z_{b \max} - \delta z_{b \min} < \Delta \delta z_b \end{array} \right.$$

where $\delta z_{b \max}$ and $\delta z_{b \min}$ denote the maximum and minimum values of δz_b on all the azimuths. $\Delta \delta z_b$ is a parameter of the inversion system arbitrarily chosen as 25 m. The best fitting propagation factors on each azimuth fulfilling (7) are searched for in the database, and the corresponding refractivity parameters are obtained. Note that the inversion is carried out on all azimuths at once.

3.3. Azimuthal Smoothing

[19] The inverted parameters are smoothed over the azimuth to reduce the effect of choosing incorrect parameters. The coefficients α_i are introduced which quantify

the fit of an inverted result from the corresponding normalized propagation factor. An inverted profile is considered as accurate ($\alpha_i = 1$) if the mean quadratic error \bar{e} between the inverted and the measured normalized propagation factor is inferior to 5 dB², and inaccurate ($\alpha_i = 0$) if this value is superior to 24 dB². Between these two extreme values, the coefficient α_i varies linearly with the mean quadratic error:

$$\begin{aligned} \bar{e} \leq 5 \text{ dB}^2 &\Rightarrow \alpha_i = 1 \quad (\text{accurate}) \\ \bar{e} \geq 24 \text{ dB}^2 &\Rightarrow \alpha_i = 0 \quad (\text{inaccurate}) \\ 5 \text{ dB}^2 \leq \bar{e} \leq 24 \text{ dB}^2 &\Rightarrow \alpha_i = \frac{24 - \bar{e}}{24 - 5}. \end{aligned} \quad (8)$$

[20] The limits 5 dB² and 24 dB² are arbitrarily chosen. The limits to describe an accurate or an inaccurate propagation factor comparison can vary from one application to another.

[21] For one inversion, \mathbf{M} is the vector giving one of the four parameters describing the atmospheric duct (Figure 1) with respect to all the azimuths. Once \mathbf{M} is obtained from (7) it is smoothed with respect to the azimuth considering the continuity of the refractivity. The smoothing gives less importance to the less well determined ducts, characterized by a larger quadratic error as quantified by the coefficients α_i (8). The smoothed value of the inverted parameter \hat{M}_i at the i th azimuth is calculated as:

$$\hat{M}_i = \frac{\alpha_{i-1} M_{i-1} + 2\alpha_1 M_i + \alpha_{i+1} M_{i+1}}{\alpha_{i-1} + 2\alpha_1 + \alpha_{i+1}}. \quad (9)$$

[22] Notice that when the three adjacent refractivity profiles are considered as accurate ($\alpha_i = \alpha_{i-1} = \alpha_{i+1} = 1$), the smoothing is equivalent to a low-pass triangular filter.

[23] The IBF technique consists in solving (7) and then applying the smoothing as described in (9). The system constants are empirically chosen. This point is one of the further improvements to be studied for the IBF method.

4. The 1998 Wallops Island, Virginia, Data

[24] The 1998 Wallops Island measurement campaign was conducted by the Naval Surface Warfare Center, Dahlgren Division and took place in the Wallops Island, Virginia. The CNR signals were measured using the Space Range Radar (SPANDAR) [Ingwersen and Lemnios, 2000]. The radar works at 2.84 GHz with beam width 0.4°, height 30.78 m, and maximum range 267 km. The data were measured on 2 April 1998, in the presence of surface-based ducts [Gerstoft et al., 2003a] and very low evaporation ducts. To keep the CNR above zero, only

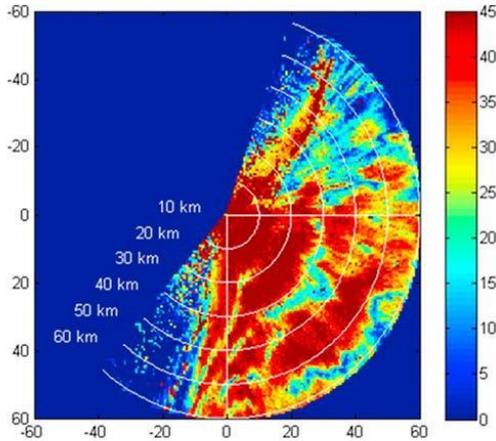


Figure 2. SPANDAR Clutter to Noise Ratio (CNR) map (1653 UTC) from the 1998 Wallops Island campaign.

data from 10 to 60 km are used. Figure 2 shows an example of measured CNR data.

[25] During the radar measurements, a helicopter equipped with meteorological instrumentation from The Johns Hopkins University Applied Physics Laboratory (JHU/APL) was used to measure air temperature, relative

humidity, and atmospheric pressure. It was flying along azimuth 150° in a vertical sawtooth trajectory to characterize the atmospheric medium on the first 60 km. Each atmospheric measurement lasted about 30 min. Five flights were carried out during the measurement of the studied CNR data. A buoy on this azimuth was used to measure the meteorological parameters to characterize the evaporation duct. Then the refractivity was obtained by postprocessing the data. Figure 3 displays an example of the postprocessed refractivity profiles along the 150° azimuth, which includes the appended evaporation duct profile derived from the buoy measurements. As the refractive conditions can change in the 30 min it took to collect the vertical profiles, the actual conditions during the SPANDAR data collection were likely to be different from the measured one, but they give an idea of the ducting.

5. Validation of the IBF Method for RFC

[26] During the measurement campaign, CNR signals were measured on several azimuths. The inversions using IBF has been applied simultaneously on all the azimuths not covered by land ($85-170^\circ$). The inversions is carried out for three CNR maps measured at 1810 UTC (Figure 4), 2110 UTC (Figures 5 and 6), and 1832 UTC (Figure 7).

[27] The results are displayed: the measured CNR data (Figures 4a, 5a, 6a, and 7a), the inverted normalized propagation factor F_n^2 is displayed with respect to the

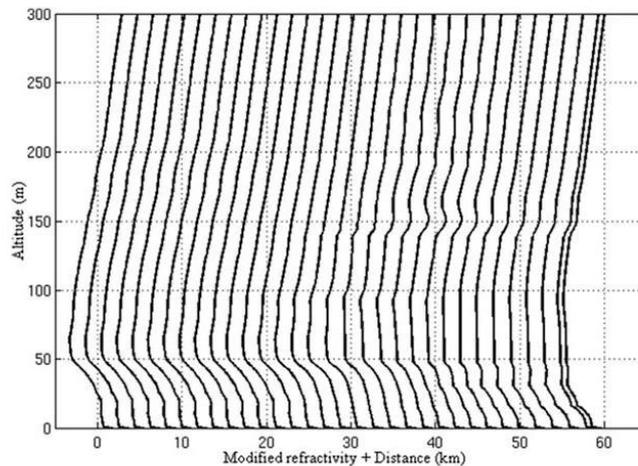


Figure 3. Refractivity profiles derived from processed measurements from the 1998 Wallops Island campaign (2110 UTC).

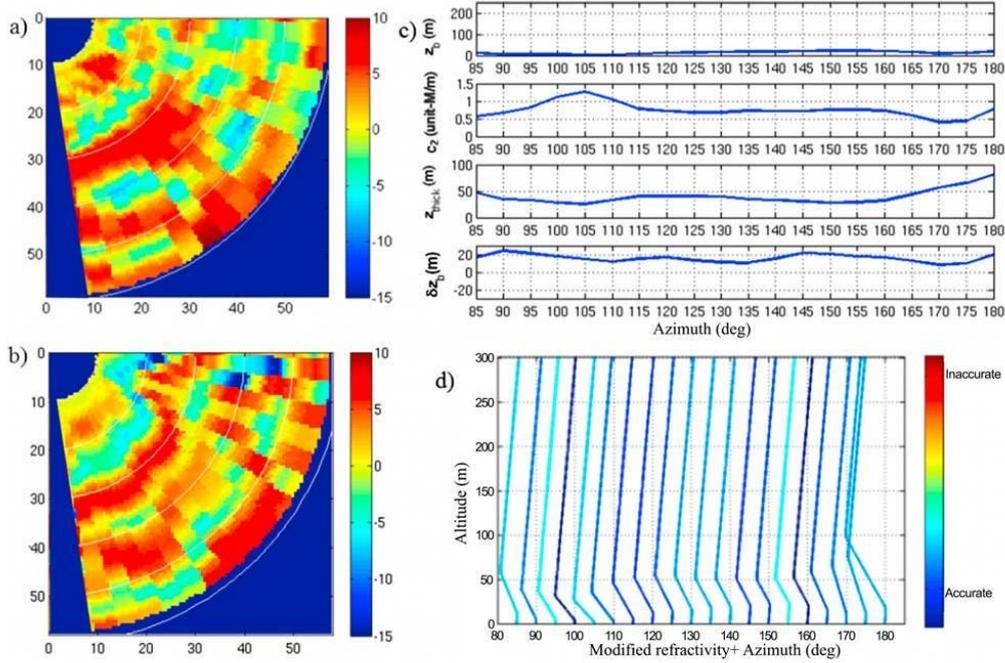


Figure 4. Inversion by IBF (1810 UTC). The constraints on the MAVD and on the variations of the parameter $\Delta\delta z_b$ are applied, and the inverted parameter values are smoothed. (a) Measured F_n^2 , (b) inverted F_n^2 , (c) inverted parameters with respect to the azimuth, and (d) modified refractivity profiles with respect to the azimuth.

same azimuths (Figures 4b, 5b, 6b, and 7b), the values of the parameters retrieved by inversion are plotted with respect to the azimuth, from 85 to 170° (Figures 4c, 5c, 6c, and 7c), and the inverted refractivity profiles are plotted with respect to the azimuth (Figures 4d, 5d, 6d, and 7d). As the ducts vary with distance, the refractivity profiles at the antenna are displayed. The parameter δz_b controls the duct variation with range. The color of each profile corresponds to its accuracy on the propagation factor, defined by a quadratic error following equation (8). Accurate profiles ($\alpha_i = 1$) are in blue, and inaccurate ones ($\alpha_i = 0$) are in red.

[28] The profiles at the antenna should be all the same as they are on the same physical point. However, the four-parameter profile is an approximation of the real refractivity structure and the inversion does only use information from range 10 km. If the profiles were all equal at the antenna, the parameter δz_b would be the only one to vary with azimuth. This constraint is not included

to keep sufficient degrees of freedom in the inverted refractivity structures. Applying this constraint could be useful if dealing with more complex refractivity duct models. The method gives the equivalent four-parameter profiles for each azimuth that fits best to the NRCS.

[29] The result in Figure 4 represents a good fit. The retrieved normalized propagation factor is close to the one obtained from the measurements, and the continuity in azimuth of the inverted duct parameters gives confidence in the result.

[30] The importance of the constraint on the parameter δz_b is illustrated in Figures 5 and 6. Figure 5 depicts a result of the IBF technique on second data without applying the constraint on the parameter δz_b . The result when applying this constraint is shown in Figure 6. The improvement can be observed in two ways. First, the inverted F_n^2 map (Figure 6b) is much closer to the measured F_n^2 (Figure 6a) when the constraint is applied. Second, the inverted parameters (Figure 6c) are smoother

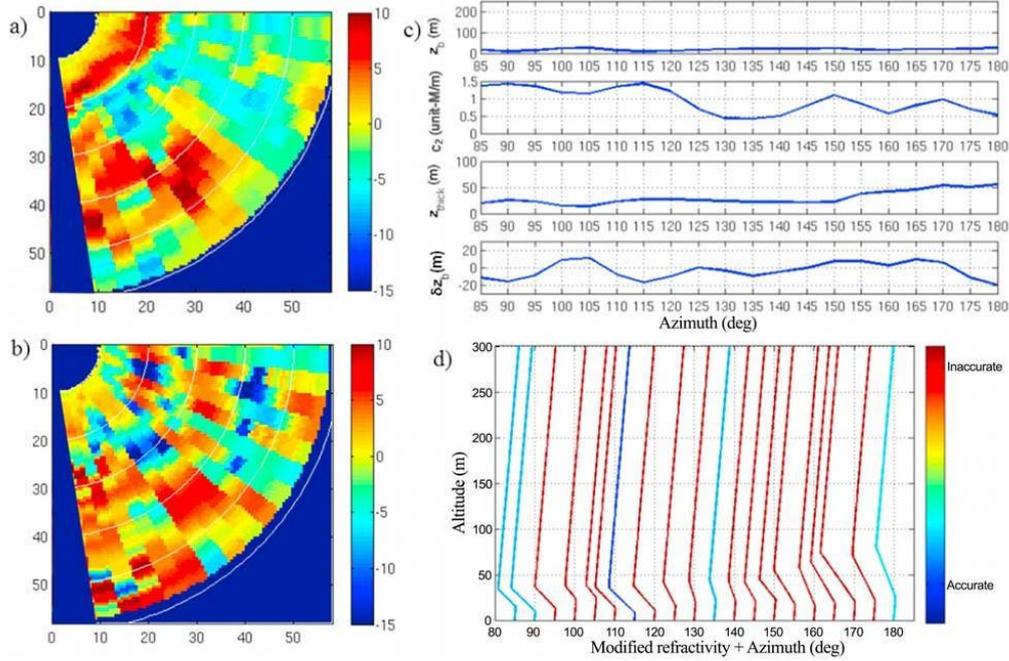


Figure 5. Inversion by IBF (2110 UTC). The constraint on the MAVD only is applied, and the inverted parameter values are smoothed. The constraint on the variations of the parameter $\Delta\delta z_b$ is not applied. See Figure 4 for descriptions of Figures 5a–5d.

with respect to the azimuth. When δz_b is smoothed over azimuth, all the parameters tend to be smoothed as well. Actually, the ill-posedness of the problem is very pronounced on the parameter δz_b . Constraining this parameter significantly reduces the ill-posedness for all the parameters and makes the inverse results smoother. Last, in Figure 6d, according to the color scale, the retrieved CRM gives much more accurate normalized propagation factors when the constraint on δz_b is applied.

[31] When a new constraint is applied the parameters often becomes more stable due to smoothing. If the inversion finds very different parameter values from one azimuth to the next, the smoothing highlights incorrect results, and the smoothed refractivity conditions gives an inaccurate F_n^2 value. The parameter values in Figure 6 are continuous with respect to the azimuth. When these values are smoothed, the accuracy on the propagation factor is good. Around 120–125°, the parameter c_2 changes fast. Due to the smoothing, this change is

gradual in the inversion (Figure 6c) and the propagation factor is inaccurate on these two azimuths (Figure 6b). This is, however, a little loss compared to the efficiency of the smoothing, and these two inaccurate azimuths can be easily identified from Figure 6c. On other hand, the parameters obtained without the constraint on δz_b (Figure 5) are uneven with respect to the azimuth. In such cases, the parameters after smoothing give wrong ducts, and the propagation factor in Figure 5b is inaccurate. This smoothing method gives a confidence criterion: if the normalized propagation map is accurate, it implies that the inversion gives realistic parameter values for that azimuth.

[32] Another example in Figure 7 illustrates the efficiency of the IBF RFC technique. The inverted normalized propagation factor obtained in Figure 7b is close to the measured represented in Figure 7a and the continuity in azimuth of the inverted parameters (Figure 7a) is strong. This result gives confidence in the IBF RFC technique.

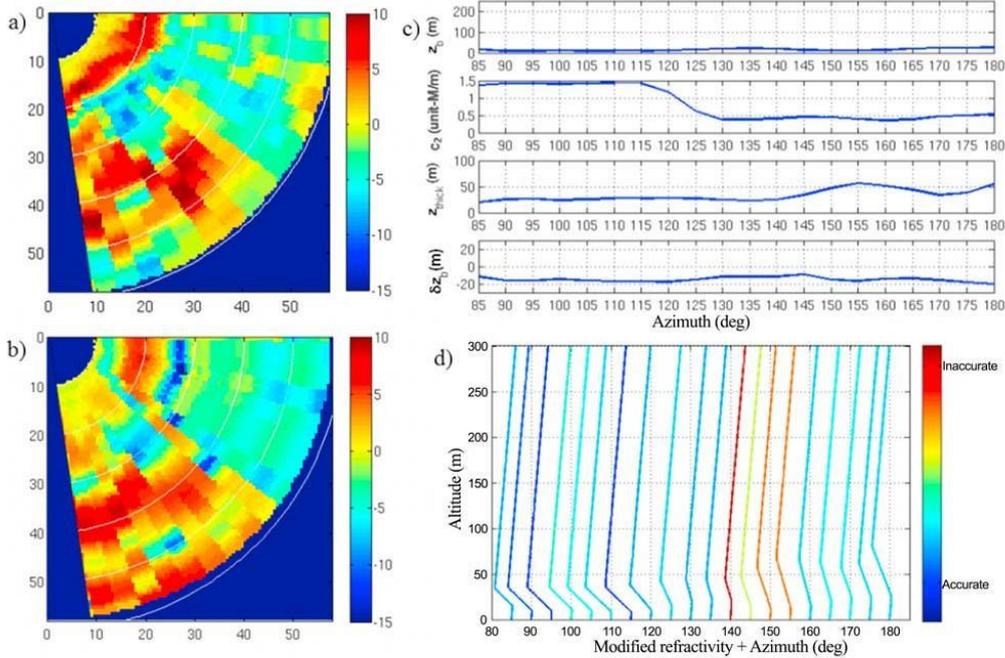


Figure 6. Inversion by IBF (2110 UTC). The constraints on the MAVD and on the variations of the parameter Δz_b are applied, and the inverted parameter values are smoothed. See Figure 4 for descriptions of Figures 6a–6d.

[33] The differences between the measured and inverted propagation factors are plotted for the three cases studied in Figure 8. For the 1810 data, the error occurs mainly between 90 and 115°. When compared to Figure 4c, one can suppose that c_2 is overestimated for azimuth 105°. The other errors mainly correspond to overestimated interference patterns. There are few errors for the 1832 data. One can notice few discrepancies around 150° as the interferences patterns in the simulated data are too pronounced. There are more errors on the 2110 data. Between 90 and 100° around 28 km, the error is due to an overestimated interference pattern. The errors on the two following azimuths are due to the smoothing as explained above. In general, for these three cases, the error is below 5 dB. Making the duct model more complex could increase the accuracy, but it would also decrease the resolution of the parameters.

[34] During the CNR measurements, five refractivity maps with respect to the distance and the altitude have been deduced from atmospheric measurements carried out by a buoy and a helicopter along the azimuth 150°

and merged using specialized postprocessing software tools at JHU/APL. The inverted and measured modified refractivity with respect to the distance on this azimuth are compared on these five data, see Figure 9. The inversion is somewhat reasonable for a method giving an approximation of the refractivity in real time on all the azimuths visible by the radar. The retrieved ducts are close to the measured ones and give a good idea of the surface-based duct that is important for the radar coverage prediction at low altitude.

[35] Using the extracted refractivity profiles the radar coverage can be obtained. In Figure 10, the one-way propagation losses are simulated for two measured refractivity conditions and for the associate inverted ducts. The case at 1832 UTC is shown in Figure 10a. It corresponds to the less successful case (see Figure 9) and however implies a reasonable approximation of the propagation losses. The mean error is 4.8 dB with a standard deviation of 1.9 dB for the overall coverage. The error exceeds 20 dB only in the domain around 100 m of height and 50 km of range. For the case at 2110 UTC in

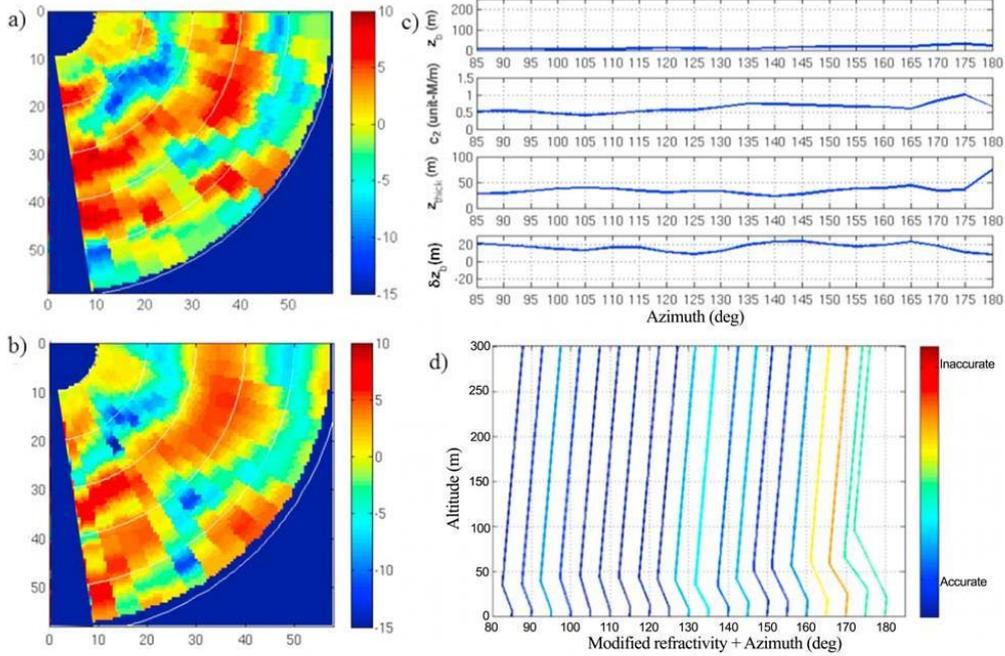


Figure 7. Inversion by IBF (1832 UTC). The constraints on the MAVD and on the variations of the parameter $\Delta\delta z_b$ are applied, and the inverted parameter values are smoothed. See Figure 4 for descriptions of Figures 7a–7d.

Figure 10b, the mean error is also 4.8 dB with a standard deviation of 0.6 dB. Notice that the approximate refractivity is good for this case but small discrepancies still remain for the radar coverage propagation. For this case,

the error is localized on narrow peaks. If the coverage obtained with the inverted ducts is not exactly as the ones from the measured refractivity, these are convenient approximations. One must keep in mind that this inver-

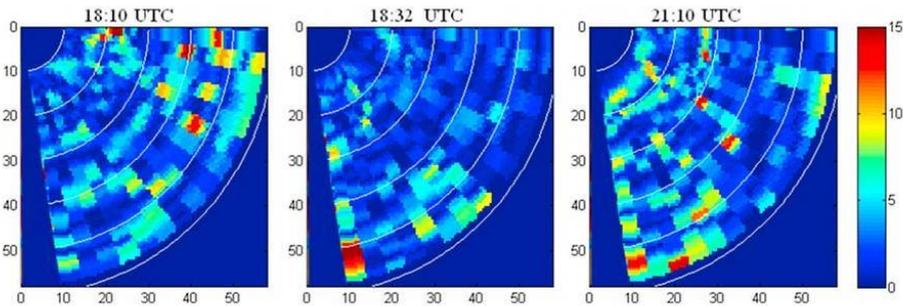


Figure 8. Inversion by IBF. Differences between the measured and inverted normalized propagation factors in dB for times 1810, 1832, and 2110 UTC.

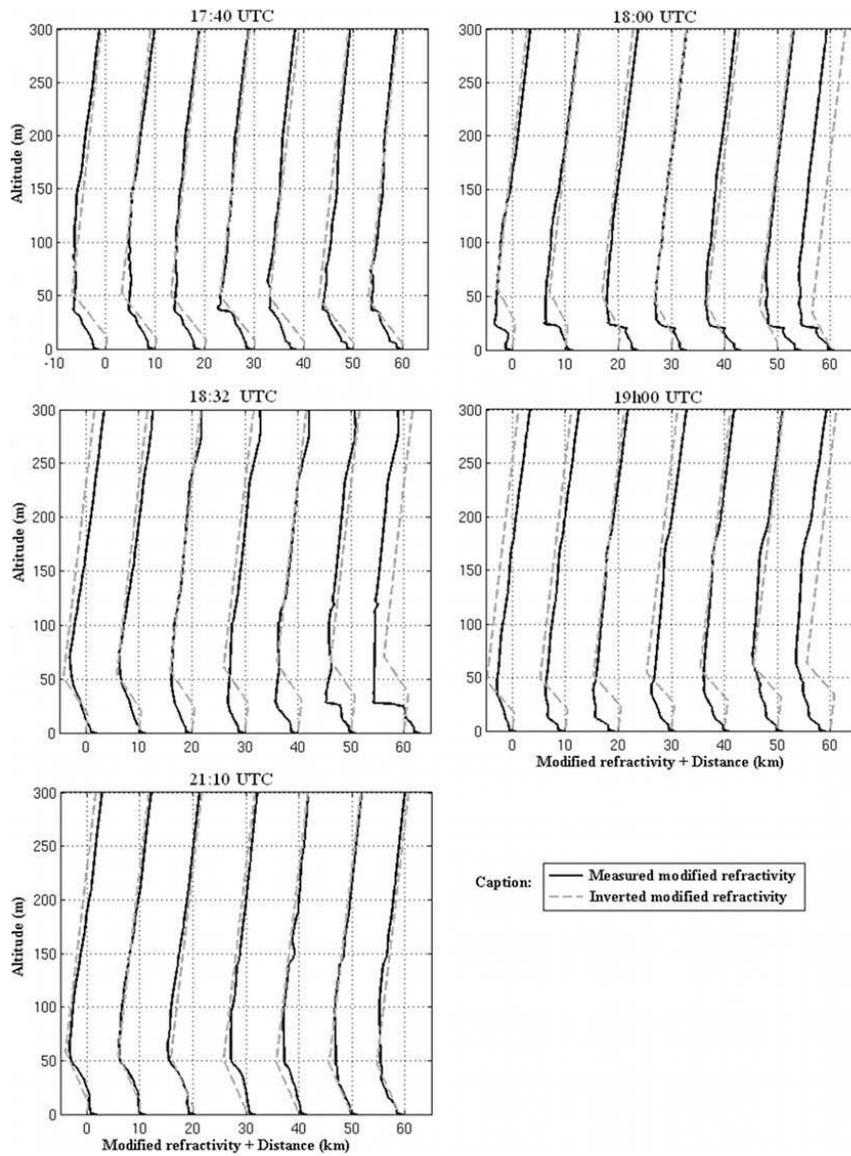


Figure 9. Modified refractivity extracted from five data sets (1740, 1800, 1832, 1900, and 2110 UTC). Inversions (dashed gray) accompanied by the refractivity measurements (solid).

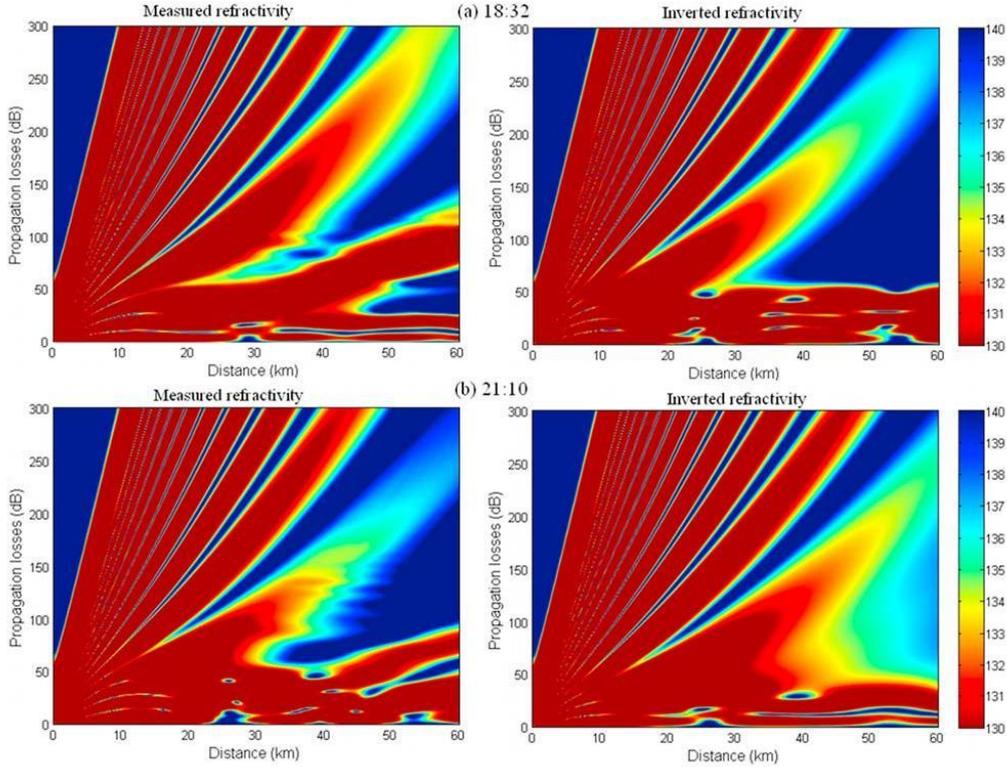


Figure 10. One-way propagation losses computed with the measured and inverted profiles at 150° for times (a) 1832 and (b) 2110 UTC.

sion is real time and could be improved considering the time evolution of the data.

6. Conclusion

[36] Previous RFC methods have focused on using the information along a single azimuth. The RFC method presented here explores a new approach: the results are rough approximations obtained in real time on all the radar azimuths, as previous developed methods give more precise results with higher computational times. The information from all azimuths is combined, i.e., the whole clutter map is used at once to obtain a solution. In order to use all azimuths at once a simple algorithm is used augmented with physical constrains.

[37] A real-time RFC method based on finding the best fit from a precomputed database is introduced. This method is improved using physical considerations: the

mean dynamics of signal to be inverted and continuity in azimuth of refractivity. It is named improved best fit method (IBF). It can be applied in real time on all the azimuths visible by the radar. This method was applied on data from 1998 Wallops Island measurement campaign. The normalized propagation factor maps retrieved after inversion are close to the ones obtained from the measurements, and the retrieved refractivity structures give acceptable radar coverage.

[38] Some physical parameters were chosen empirically (the limits of $\Delta\delta z_b$ and ΔMAVD , and the limits of the definition of α_i). They are related to physical properties of the problem but also to the 1998 Wallops Island data. Therefore, this method should be tested and tuned for other measurements in different conditions with other radar band and antenna, refractivity conditions, and sea states. In conclusion, this work demonstrates that azimuthal information improves an RFC system.

[39] **Acknowledgments.** This work was sponsored by DGA-CNRS (Direction Générale de l'Armement–Centre National de la Recherche Scientifique), and the authors would like to thank Yvonick Hurtaud from DGA, Célar (Centre d'Electronique de l'Armement), for his support.

References

- Argyriou, A., T. Evgeniou, and M. Pontil (2006), Multitask feature learning, in *Proceedings of Conference on Advances in Neural Information Processing Systems*, vol. 19, pp. 41–48, MIT Press, Cambridge, Mass.
- Barrick, D. E. (1998), Grazing behavior of scatter and propagation above any rough surface, *IEEE Trans. Antennas Propag.*, 40, 73–83, doi:10.1109/8.655453.
- Barrios, A. (1992), Parabolic equation modeling in horizontally inhomogeneous environments, *IEEE Trans. Antennas Propag.*, 40, 791–797, doi:10.1109/8.155744.
- Barrios, A. (2004), Estimation of surface-based duct parameters from surface clutter using a ray trace approach, *Radio Sci.*, 39, RS6013, doi:10.1029/2003RS002930.
- Briggs, J. N. (2005), *Target Detection by Marine Radar*, vol. 16, Inst. of Electr. Eng., London, U. K.
- Chemiakov, M., and V. Sizov (2006), Netted forward scattering micro radars for ground targets, paper presented at DTC Conference, Scot. Enterprise, Edinburgh, U. K.
- Douvenot, R., V. Fabbro, C. Bourlier, and J. Saillard (2008a), Inversion methods for refractivity from clutter, paper presented at Radar 2008, Inst. of Electr. and Electron. Eng., Adelaide, South Aust., Australia.
- Douvenot, R., V. Fabbro, C. Bourlier, J. Saillard, H.-H. Fuchs, and H. Essen (2008b), Refractivity from sea clutter applied on VAMPIRA and Wallops '98 data, paper presented at Radar 2008, Inst. of Electr. and Electron. Eng., Adelaide, South Aust., Australia.
- Douvenot, R., V. Fabbro, P. Gerstoft, C. Bourlier, and J. Saillard (2008c), A duct mapping method using least squares support vector machines, *Radio Sci.*, 43, RS6005, doi:10.1029/2008RS003842.
- Fabbro, V., C. Bourlier, and P. F. Combes (2006), Forward propagation modelling above Gaussian rough surfaces by the PWE: Introduction of the shadowing effect, *Prog. Electromagn. Res.*, 58, 243–269, doi:10.2528/PIER05090101.
- Gerstoft, P., D. F. Gingras, L. T. Rogers, and W. S. Hodgkiss (2000), Estimation of radio refractivity structure using matched-field array processing, *IEEE Trans. Antennas Propag.*, 48, 345–356, doi:10.1109/8.841895.
- Gerstoft, P., L. T. Rogers, J. L. Krolik, and W. S. Hodgkiss (2003a), Inversion for refractivity parameters from radar sea clutter, *Radio Sci.*, 38(3), 8053, doi:10.1029/2002RS002640.
- Gerstoft, P., L. T. Rogers, W. S. Hodgkiss, and L. J. Wagner (2003b), Refractivity estimation using multiple elevation angles, *IEEE J. Oceanic Eng.*, 28, 513–525, doi:10.1109/JOE.2003.816680.
- Horst, M. M., F. B. Dyer, and M. T. Tuley (1978), Radar sea clutter oceanography, with distinction, from the Naval model, paper presented at International Conference on Antennas and Propagation, Inst. of Electr. and Electron. Eng., Monterey, Calif.
- Ingwersen, P. A., and W. Z. Lemnios (2000), Radars for ballistic missile defense research, *Lincoln Lab. J.*, 12, 245–266.
- Jeske, H. (1973), State and limits of prediction methods of radar wave propagation predictions over the sea, in *Modern Topics in Microwave Propagation and Air-Sea Interaction*, edited by A. Zanca, pp. 131–148, D. Reidel, Norwell, Mass.
- Krolik, J., and J. Tabrikian (1997), Tropospheric refractivity estimation using radar clutter from the sea surface, paper presented at Battlespace Atmospheric Conference, Nav. Res. and Dev., San Diego, Calif.
- Kuttler, J. R., and G. D. Dockery (1991), Theoretical description of the parabolic approximation/Fourier split-step method of representing electromagnetic propagation in the troposphere, *Radio Sci.*, 26(2), 381–393, doi:10.1029/91RS00109.
- Levy, M. (2000), *Parabolic Equation Methods for Electromagnetic Wave Propagation*, IEE Electromagn. Wave Ser., vol. 45, Inst. of Electr. Eng., London, U. K.
- Loh, W.-L. (1996), On Latin hypercube sampling, *Ann. Stat.*, 24, 2058–2080, doi:10.1214/aos/1069362310.
- McKay, M. D., R. J. Beckman, and W. J. Conover (1979), A comparison of three methods for selecting values of input variables in the analysis of output from a computer code, *Technometrics*, 21, 239–245, doi:10.2307/1268522.
- Paulus, R. (1990), Evaporation duct effects on sea clutter, *IEEE Trans. Antennas Propag.*, 38, 241–248, doi:10.1109/8.102737.
- Rogers, L. T., C. P. Hattan, and J. K. Stapleton (2000), Estimating evaporation duct heights from radar sea echo, *Radio Sci.*, 35, 955–966, doi:10.1029/1999RS002275.
- Stapleton, J. K., V. R. Wiss, and R. E. Marshall (2003), Measured anomalous radar propagation and ocean backscatter in the Virginia coastal region, paper presented at 31st International Conference on Radar Meteorology, Am. Meteorol. Soc., Seattle, Wash.
- Suykens, J. A. K., T. Van Gestel, J. De Brabanter, B. De Moor, and J. Vandewalle (2002), *Least Squares Support Vector Machines*, World Sci., Singapore.
- Tatarskii, V. I., and M. I. Charnotskii (1998), On the universal behavior of scattering from a rough surface for small grazing angles, *IEEE Trans. Antennas Propag.*, 46, 67–72, doi:10.1109/8.655452.
- Yardim, C., P. Gerstoft, and W. S. Hodgkiss (2006), Estimation of radio refractivity from radar clutter using Bayesian Monte Carlo analysis, *IEEE Trans. Antennas Propag.*, 54, 1318–1327, doi:10.1109/TAP.2006.872673.
- Yardim, C., P. Gerstoft, and W. S. Hodgkiss (2007), Statistical maritime radar duct estimation using hybrid genetic algorithm–Markov chain Monte Carlo method, *Radio Sci.*, 42, RS3014, doi:10.1029/2006RS003561.
- Yardim, C., P. Gerstoft, and W. S. Hodgkiss (2008), Tracking refractivity from clutter using Kalman and particle

filters, *IEEE Trans. Antennas Propag.*, 56, 1058–1070, doi:10.1109/TAP.2008.919205.

V. Fabbro, Département Electromagnétisme et Radar, ONERA, BP 4025, 2 avenue Edouard Belin, F-31055 Toulouse CEDEX 4, France. (vincent.fabbro@onera.fr)

C. Bourlier, R. Douvenot, and J. Saillard, Radar Team, IREENA, Polytech Nantes, rue Christian Pauc, F-44306 Nantes, France.

P. Gerstoft, Scripps Institution of Oceanography, University of California, San Diego, La Jolla, CA 92093-0238, USA.

Comparison of 2D and 3D Electromagnetic Approaches to Predict Tropospheric Turbulence Effects in Clear Sky Conditions

Vincent Fabbro and Laurent Féral

Abstract—Two-dimensional electromagnetic simulations are often used to evaluate the atmospheric turbulence effects on radiowave propagation in clear sky conditions. However, turbulence is clearly a three-dimensional atmospheric process. Therefore, errors potentially introduced by 2D propagation schemes to predict 3D scintillation effects have to be quantitatively assessed. On the one hand, as part of an analytical approach and starting from the Kolmogorov-von Karman turbulent spectrum, 2D formulations for log-amplitude and phase variances and for log-amplitude and phase temporal power spectra are derived from the 2D scalar propagation equation. They are compared asymptotically to their classical 3D counterparts. On the other hand, as part of a numerical approach, the scintillation effects are evaluated from 3D and 2D parabolic wave equation (PWE) approaches associated with 2D and 1D multiple phase screen (MPS), respectively. It is then shown that 2D propagation schemes underestimate by a factor 1.86 the log-amplitude variances in Fresnel regime and can lead to significant errors in predicting log-amplitude and phase temporal spectra at low frequencies. It is then suggested that the dimensional reduction should be limited to the prediction of log-amplitude and phase variances in Fraunhofer configurations, or to the evaluation of log-amplitude and phase power spectra at high frequencies.

Index Terms—Multiple phase screen (MPS), parabolic wave equation (PWE), radiowave propagation, scintillation, weak scattering.

I. INTRODUCTION

THE scintillation effect corresponds to fast fluctuations of the amplitude and phase of an electromagnetic wave propagating in the atmosphere. It is related to small-scale turbulent fluctuations of the refractive index that are likely to develop in tropospheric and ionospheric layers [1], [2]. Scintillation intensity depends on the radio link frequency [3]. Nevertheless, even though these perturbations may be small in magnitude, they can have a significant cumulative effect on the wavefront at distant ranges [4]. Particularly, tropospheric scintillation becomes sig-

nificant at Ka frequency band and above, where it dominates propagation effects in clear sky conditions and limits the performances of electromagnetic systems (earth-satellite telecommunication links, satellite to satellite link in occultation geometry, spaceborne synthetic aperture radar, terrestrial radio links at low elevation angle, . . .). It is therefore necessary to estimate amplitude and phase fluctuations whatever the geometry and the radioelectric characteristics of the link. Since the size of the turbulent eddies responsible for the scintillation effects can reach a few millimeters, it is clear that environmental measurements are impossible with sufficient resolution to completely characterize a highly chaotic medium that might extend for many kilometers. Therefore, only a statistical description of the propagation medium is reasonable. The latter should then be coupled with a propagation model to finally derive the statistical information (primarily amplitude and phase variances of the signal) required for the design of an electromagnetic system.

The parabolic wave equation method (PWE, [5]) is a powerful numerical technique to study wave propagation in realistic environments. Assuming a paraxial approximation and a forward propagation, the PWE allows introducing boundary conditions to account for the presence of relief (reflection and diffraction effects for low elevation links, [6], [7]), accounts for ray bending due to large scale refraction effects that may vary both in altitude and range, and, when combined with multiple phase screen (MPS) techniques, allows studying wave propagation in inhomogeneous/random media (scintillation effects, [4]). The emitting or receiving antenna pattern can also be easily introduced in the PWE formalism. For these reasons, the PWE has become very popular to simulate electromagnetic system coverage while accounting for realistic propagation conditions.

Concerning the evaluation of scintillation effects, the two-dimensional PWE (2D-PWE) has been extensively used to evaluate the impact of ionospheric turbulence on wave propagation. It is then combined with one-dimensional phase screens (1D-MPS) which account for the turbulent characteristics of the random propagation medium [8]–[11], defining a 2D-PWE/1D-MPS scheme. Ever since, the results represent the propagation in a longitudinal cross section of the true three-dimensional geometry. As discussed in Section IV, this dimensional reduction is justified whenever the propagation medium varies on a large scale along one of the transverse dimensions. It is typically the case for the ionosphere, where highly elongated (i.e., anisotropic) turbulent structures occur. Nevertheless, it is not clear whether this two-dimensional reduction remains valid in the troposphere, where isotropic eddies

Manuscript received December 05, 2011; revised February 07, 2012; accepted March 23, 2012. Date of publication July 27, 2012; date of current version August 30, 2012. This work was supported in part by the European Space Agency.

V. Fabbro is with the Office National d'Études et de Recherches Aéronautiques (ONERA), Département Electromagnétisme et Radar (DEMR), Toulouse, France (e-mail: Vincent.Fabbro@onera.fr).

L. Féral is with the Laboratoire LAPLACE, Groupe de Recherche en Electromagnétisme (GRE), Université Paul Sabatier, Toulouse, France (e-mail: lferal@laplace.univ-tlse.fr).

Digital Object Identifier 10.1109/TAP.2012.2207070

are likely to develop. Comparing 2D-PWE/1D-MPS simulation results with 3D analytical formulations, [4] concluded that “the use of two-dimensional simulations to calculate the three-dimensional log-amplitude fluctuations must be viewed sceptically.”

The objective of the present paper is to quantitatively assess Rouseff’s assertion not only in terms of log-amplitude and phase variances but also in terms of log-amplitude and phase power spectra, i.e., the four main parameters of interest for system designers. To do it, 3D-PWE/2D-MPS and 2D-PWE/1D-MPS simulations are conducted and compared with 3D and 2D analytical formulations. To make the mathematical derivations easier but without loss of generality, the scintillation effects endured by a terrestrial link (horizontal propagation path) will be evaluated.

The paper is organized as follow. In Section II, the statistical description of the tropospheric turbulence is presented. Then, starting from the random wave equation and the Rytov transformation, analytical formulations for the three-dimensional problem are recalled in Section III. An effort is then made in Section IV to derive the same analytical quantities for the two-dimensional formulation of the problem. For the sake of conciseness, the mathematical derivations are reported in the Appendixes. In Section V, the PWE-MPS approach is presented. It allows defining the 2D and 1D transverse phase spectra that have to be considered for 3D-PWE/2D-MPS and 2D-PWE/1D-MPS numerical schemes, respectively. From realistic propagation scenarios, Section VI quantitatively assesses the scintillation prediction errors introduced by 2D propagation schemes. Particularly, amplitude and phase variances derived from 3D-PWE/2D-MPS and 2D-PWE/1D-MPS are compared with 3D and 2D asymptotic formulations. Comparisons are also conducted in terms of amplitude and phase power spectra.

II. STATISTICAL DESCRIPTION OF THE TROPOSPHERIC TURBULENCE

In the troposphere, the refractive index $n(\vec{r}, t)$ is a stochastic function of position $\vec{r} \equiv (x, y, z)$ and time t . It is classically decomposed as $n(\vec{r}, t) = \langle n_0 \rangle [1 + n_1(\vec{r}, t)]$ where $\langle n_0 \rangle$ is the average component responsible for large scale refraction effects and $n_1(\vec{r}, t)$ the random turbulent component responsible for scintillation effects. Large scale refraction effects are not studied here so that $\langle n_0 \rangle$ is equal to 1 and $n(\vec{r}, t) = 1 + n_1(\vec{r}, t)$. Second, $n_1(\vec{r}, t)$ is assumed to be centred so that $\langle n_1(\vec{r}, t) \rangle = 0$ where $\langle \cdot \rangle$ denotes ensemble average. Third, the turbulent random medium is assumed to be homogeneous which implies that the 3D spatial covariance function $\langle n_1(\vec{r}, t) n_1(\vec{r}', t) \rangle = B_{n_1}^{3D}(\vec{r}, \vec{r}')$ reduces to $B_{n_1}^{3D}(\vec{r} - \vec{r}')$ and is related by Fourier transform to the 3D spatial spectrum $S_{n_1}^{3D}(\vec{k} \equiv k_x, k_y, k_z)$:

$$\begin{aligned} \langle n_1(\vec{r}, t) n_1(\vec{r}', t) \rangle &= B_{n_1}^{3D}(\vec{r} - \vec{r}') \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} d^3 k \cdot S_{n_1}^{3D}(\vec{k}) e^{i\vec{k} \cdot (\vec{r} - \vec{r}')}. \end{aligned} \quad (1)$$

Note that the Fourier convention used in (1) implies that

$$S_{n_1}^{3D}(\vec{k}) = (2\pi)^{-3} \int_{-\infty}^{+\infty} d^3 r \cdot B_{n_1}^{3D}(\vec{r}) e^{-i\vec{k} \cdot \vec{r}}.$$

For fully developed turbulence, $S_{n_1}^{3D}(\vec{k})$ is classically represented by the Kolmogorov spectrum [12]. Ever since, the 3D spatial spectrum is also isotropic and $S_{n_1}^{3D}(\vec{k})$ reduces to $S_{n_1}^{3D}(|\vec{k}|)$. As the Kolmogorov spectrum describes the turbulence only in the inertial subrange (i.e., for $K_{os} = 2\pi/L_{os} \leq |\vec{k}| = 2\pi/l \leq K_{is} = 2\pi/l_{is}$ where l is the turbulent eddy size, l_{is} and L_{os} are the inner and outer scales of turbulence, respectively), the Kolmogorov-von Karman turbulent spectrum is assumed [13]. It assigns a reasonable spectral shape to the input regime ($|\vec{k}| \leq K_{os}$) and is consistent with Kolmogorov in the inertial subrange ($K_{os} \leq |\vec{k}| \leq K_{is}$) [3]. In such conditions, $S_{n_1}^{3D}(\vec{k})$ is given by:

$$S_{n_1}^{3D}(\vec{k}) = S_{n_1}^{3D}(|\vec{k}|) = 0.033 C_n^2 \left(|\vec{k}|^2 + K_{os}^2 \right)^{-11/6} \quad (2)$$

where C_n^2 is the turbulent structure constant that accounts for the turbulence strength. C_n^2 ranges typically between $10^{-18} \text{ m}^{-1/3}$ and $10^{-12} \text{ m}^{-1/3}$ for weak and strong turbulence, respectively. In the present paper, C_n^2 is assumed to be constant which is reasonable insofar as a horizontal propagation path is considered.

As the present paper focuses on scintillation effect modelling from 3D and 2D propagation models, two-dimensional formulation of the turbulent power spectrum $S_{n_1}^{2D}(\vec{k})$ is also required. We assume that the dimensional reduction in the plane (xy) results in a horizontal cross section of the real medium so that $S_{n_1}^{2D}(\vec{k}) = S_{n_1}^{2D}(k_x, k_y)$ is related to the three-dimensional spectrum $S_{n_1}^{3D}(\vec{k})$ by:

$$S_{n_1}^{2D}(\vec{k}) = S_{n_1}^{2D}(k_x, k_y) = \int_{-\infty}^{+\infty} dk_z S_{n_1}^{3D}(k_x, k_y, k_z). \quad (3)$$

Considering the 2D counterpart of (1), (3) implies in terms of 2D and 3D covariance functions:

$$\begin{aligned} B_{n_1}^{2D}(x, y) &= \int_{-\infty}^{+\infty} dk_x \int_{-\infty}^{+\infty} dk_y S_{n_1}^{2D}(k_x, k_y) e^{i(k_x x + k_y y)} \\ &= B_{n_1}^{3D}(x, y, 0). \end{aligned} \quad (4)$$

III. 3D ANALYTIC FORMULATIONS UNDER WEAK SCATTERING ASSUMPTION

Neglecting polarization effects that are far below the measurement threshold for line-of-sight transmissions under clear sky conditions and considering a harmonic dependency with respect to time, the vector wave equation reduces to the well-known scalar differential equation [14]:

$$\nabla^2 E(\vec{R}) + k_0^2 [1 + 2n_1(\vec{R}, t)] E(\vec{R}) = 0 \quad (5)$$

where $\mathbf{k}_0 = 2\pi/\lambda$ is the wavenumber in free space (λ the wavelength) and $E(\vec{R})$ one of the component of the electric-field vector.

Equation (5) is solved applying Rytov approximation (or method of smooth perturbations) [16], [15]. It consists in expressing the unknown solution as the product of the field strength $E_o(\vec{R})$ that would be measured at \vec{R} in the absence of turbulent irregularities with a correction term $\psi(\vec{R}, t)$ so that $E(\vec{R}) = E(\vec{R}, t) = E_o(\vec{R})e^{\psi(\vec{R}, t)}$. The complex function $\psi(\vec{R}, t)$ is then expanded into a series $\psi(\vec{R}, t) = \sum_{i=1}^{+\infty} \psi_i(\vec{R}, t)$. Under weak scattering assumption, the first term of the series is sufficient to accurately describe the propagation [15] so that:

$$E(\vec{R}, t) \approx E_o(\vec{R})e^{\psi_1(\vec{R}, t)} \quad (6)$$

$$\psi_1(\vec{R}, t) = -2k_o^2 \int d^3\vec{r} G^{3D}(\vec{R}, \vec{r}) n_1(\vec{r}, t) \frac{E_o(\vec{r})}{E_o(\vec{R})}. \quad (7)$$

In (7), $G^{3D}(\vec{R}, \vec{r})$ is the free space three-dimensional Green's function while $\vec{R} \equiv (R, 0, 0)$ and $\vec{r} \equiv (x, y, z)$ represent the receiver location and the scattering eddy position, respectively. From (6), the log-amplitude fluctuation $\chi(\vec{R}, t) = \ln(|E(\vec{R}, t)|/|E_o(\vec{R})|)$ reduces to the real part $\Re[\psi_1(\vec{R}, t)]$ while the signal phase fluctuation $\varphi(\vec{R}, t)$ is given by the imaginary part $\Im[\psi_1(\vec{R}, t)]$.

A. 3D Log-Amplitude and Phase Variances for Plane Waves

Starting from (7), the classical three-dimensional expressions for log-amplitude and phase variances can be derived ([3], [15]):

$$\langle \chi^2 \rangle^{3D} = 2\pi k_o^2 R \int_{-\infty}^{+\infty} dk_y \int_{-\infty}^{+\infty} dk_x \times S_{n_1}^{3D}(0, k_y, k_x) F_\chi(k_y, k_x) \quad (8)$$

$$\langle \varphi^2 \rangle^{3D} = 2\pi k_o^2 R \int_{-\infty}^{+\infty} dk_y \int_{-\infty}^{+\infty} dk_x \times S_{n_1}^{3D}(0, k_y, k_x) F_\varphi(k_y, k_x). \quad (9)$$

In (8) and (9), R is the horizontal path length of the terrestrial link under consideration while $F_\chi(k_y, k_x)$ and $F_\varphi(k_y, k_x)$ are the spectral weighting function for amplitude and phase, respectively, given by:

$$F_\chi(k_y, k_x) = 0.5 (1 - \text{sinc} [R(k_y^2 + k_x^2)/k_o]) \quad (10)$$

$$F_\varphi(k_y, k_x) = 0.5 (1 + \text{sinc} [R(k_y^2 + k_x^2)/k_o]) \quad (11)$$

where $\text{sinc}(x) = \sin x/x$.

From the asymptotic behaviour of the spectral weighting functions, two scattering regimes are usually defined. When the maximum size of the turbulent eddies (or outer scale) L_{os} is negligible with respect to the Fresnel length $\sqrt{\lambda R}$ (i.e., $L_{os} \ll \sqrt{\lambda R}$ or equivalently $RK_{os}^2/k_o \gg 1$) then Fraunhofer (or far field) regime is established: $F_\chi(k_y, k_x)$ and $F_\varphi(k_y, k_x)$ are constant and tend toward 0.5. To the contrary, when $\sqrt{\lambda R} \ll L_{os}$ (i.e., $RK_{os}^2/k_o \ll 1$), Fresnel (or diffraction) regime is established and the spectral weighting functions depend on the variable eddy size l in the turbulence hierarchy. Note that geometrical optics regime is additionally defined whenever $\sqrt{\lambda R} \ll l_{is}$, where l_{is} is the minimum size of

the turbulent eddies (inner scale). As l_{is} is a few millimeters in the troposphere, this regime is safely disregarded for our microwave applications.

Considering the Kolmogorov-von Karman turbulent spectrum driven by (2) and recalling that $K_{os} = 2\pi/L_{os}$, the classical asymptotic expressions emerge [15]:

✓ Fraunhofer regime ($L_{os} \ll \sqrt{\lambda R}$):

$$\langle \chi^2 \rangle_{\text{Fraunhofer}}^{3D} = 0.391 C_n^2 k_o^2 K_{os}^{-5/3} R, \quad [\text{Np}^2] \quad (12a)$$

$$\langle \varphi^2 \rangle_{\text{Fraunhofer}}^{3D} = \langle \chi^2 \rangle_{\text{Fraunhofer}}, \quad [\text{rad}^2] \quad (12b)$$

✓ Fresnel regime ($l_{is} \ll \sqrt{\lambda R} \ll L_{os}$):

$$\langle \chi^2 \rangle_{\text{Fresnel}}^{3D} = 0.307 C_n^2 k_o^{7/6} R^{11/6}, \quad [\text{Np}^2] \quad (12c)$$

$$\langle \varphi^2 \rangle_{\text{Fresnel}}^{3D} = 2 \langle \varphi^2 \rangle_{\text{Fraunhofer}}^{3D} \cdot [1 - 0.393 (RK_{os}^2/k_o)^{5/6}]. \quad [\text{rad}^2] \quad (12d)$$

B. 3D Log-Amplitude and Phase Power Spectra for Plane Waves

The 3D log-amplitude power spectrum $W_\chi^{3D}(\omega)$ is the Fourier transform of the (3D) log-amplitude temporal covariance $\langle \chi(\vec{R}, t)\chi(\vec{R}, t + \tau) \rangle^{3D}$ where τ is the lag-time:

$$W_\chi^{3D}(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} d\tau \langle \chi(\vec{R}, t)\chi(\vec{R}, t + \tau) \rangle^{3D} e^{-i\omega\tau}. \quad (13)$$

Under Taylor's hypothesis, the random medium is frozen and advected with a constant horizontal wind vector $\vec{v} \equiv (v_x, v_y, 0)$. In such conditions, it can be shown that ([17], [15]):

$$W_\chi^{3D}(\omega) = \frac{4\pi^2 k_o^2 R}{v_y} \int_{-\infty}^{+\infty} dk_x \times S_{n_1}^{3D}\left(0, \frac{\omega}{v_y}, k_x\right) F_\chi\left(\frac{\omega}{v_y}, k_x\right). \quad (14)$$

Similarly, the 3D phase power spectrum $W_\varphi^{3D}(\omega)$ is given by ([17], [15]):

$$W_\varphi^{3D}(\omega) = \frac{4\pi^2 k_o^2 R}{v_y} \int_{-\infty}^{+\infty} dk_x \times S_{n_1}^{3D}\left(0, \frac{\omega}{v_y}, k_x\right) F_\varphi\left(\frac{\omega}{v_y}, k_x\right). \quad (15)$$

From (2) and depending on whether Fraunhofer or Fresnel regime is established, the asymptotic behaviors $\lim_{\omega \rightarrow 0} W_{\chi, \varphi}^{3D}(\omega) = W_{\chi, \varphi}^{3D}(0)$ and $\lim_{\omega \rightarrow +\infty} W_{\chi, \varphi}^{3D}(\omega) = W_{\chi, \varphi}^{3D}(+\infty)$ of (14) and (15) are given by:

✓ Fraunhofer regime ($L_{os} \ll \sqrt{\lambda R}$):

$$W_\chi^{3D}(0) = 1.096 C_n^2 k_o^2 R K_{os}^{-8/3} v_y^{-1}, \quad [\text{Np}^2 \cdot \text{Hz}^{-1}] \quad (16a)$$

$$W_\varphi^{3D}(0) = W_\chi^{3D}(0), \quad [\text{rad}^2 \cdot \text{Hz}^{-1}] \quad (16b)$$

✓ Fresnel regime ($l_{is} \ll \sqrt{\lambda R} \ll L_{os}$):

$$W_\chi^{3D}(0) = 0.425 C_n^2 k_o^{2/3} R^{7/3} v_y^{-1}, \quad [\text{Np}^2 \cdot \text{Hz}^{-1}] \quad (16c)$$

$$W_{\varphi}^{3D}(0) = 2.192C_n^2 k_o^2 R v_y^{5/3} [\omega^2 + K_{os}^2 v_y^2]^{-4/3}, \quad [\text{rad}^2 \cdot \text{Hz}^{-1}] \quad (16d)$$

✓ Whatever the regime:

$$W_x^{3D}(+\infty) = 1.096C_n^2 k_o^2 R v_y^{5/3} \omega^{-8/3}, \quad [\text{Np}^2 \cdot \text{Hz}^{-1}] \quad (16e)$$

$$W_{\varphi}^{3D}(+\infty) = W_x^{3D}(+\infty). \quad [\text{rad}^2 \cdot \text{Hz}^{-1}]. \quad (16f)$$

IV. 2D ANALYTIC FORMULATIONS UNDER WEAK SCATTERING ASSUMPTION

Atmospheric turbulence is obviously a three-dimensional process. Nevertheless, and as mentioned in the introduction, two-dimensional Parabolic Wave Equation (2D-PWE) is classically used to predict tropospheric and ionospheric scintillation effects. To quantitatively assess the scintillation prediction errors potentially introduced by 2D propagation schemes, which is central to the present paper, 2D counterparts of 3D classical formulations recalled in Section III are required. Therefore, the scalar differential equation (5) has now to be solved in a horizontal plane (Oxy) so that $\vec{r} \equiv (x, y)$, $\mathbf{n}_1(\vec{r}, t) \equiv \mathbf{n}_1(x, y, t)$, $\vec{k} \equiv (k_x, k_y)$ and (7) becomes:

$$\psi_1(\vec{R}, t) = -2k_o^2 \int d^2\tau G^{2D}(\vec{R}, \vec{r}) \mathbf{n}_1(\vec{r}, t) \frac{E_o(\vec{r})}{E_o(\vec{R})}. \quad (17)$$

In (17), $G^{2D}(\vec{R}, \vec{r}) = (i/4) \times H_o^{(1)}[k_o \cdot |\vec{R} - \vec{r}|]$ is the free space 2D Green's function where $H_o^{(1)}$ is the first kind, zero order Hankel function. Starting from (17), the 2D derivation of the scintillation effects is detailed in Appendix A and B.

A. Log-Amplitude and Phase Variances for Plane Waves

In compliance with Appendix A, the log-amplitude and phase variances for the two-dimensional problem are given by:

$$\begin{aligned} \langle \chi^2(\vec{R}, t) \rangle^{2D} &= 2\pi k_o^2 R \int_{-\infty}^{+\infty} dk_y F_{\chi}(k_y, 0) \\ &\times \int_{-\infty}^{+\infty} dk_x S_{n_1}^{3D}(0, k_y, k_x) \end{aligned} \quad (18)$$

$$\begin{aligned} \langle \varphi^2(\vec{R}, t) \rangle^{2D} &= 2\pi k_o^2 R \int_{-\infty}^{+\infty} dk_y F_{\varphi}(k_y, 0) \\ &\times \int_{-\infty}^{+\infty} dk_x S_{n_1}^{3D}(0, k_y, k_x). \end{aligned} \quad (19)$$

Importantly, when compared to their 3D counterparts (8) and (9), (18) and (19) show that for Fraunhofer regime (i.e., where the spectral weighting functions are constant), two-dimensional and three-dimensional approaches give the same results. To the contrary, differences are expected whenever Fresnel regime is established.

In other respects, for highly anisotropic medium such can be the ionosphere, the turbulent irregularities are likely to be very elongated along the terrestrial magnetic field (here assumed to coincide with the z axis). In such conditions, the transverse turbulent wavenumber k_x that is inversely proportional to the turbulent eddy size l_x becomes negligible with respect to the transverse wavenumber k_y . Therefore, for such highly anisotropic configurations, the dimensional reduction holds and the log-amplitude and phase variances can be derived from a two-dimensional electromagnetic approach in the longitudinal plane (Oxy).

Asymptotically, considering (2) and after some manipulations, one finally gets:

✓ Fraunhofer regime ($L_{os} \ll \sqrt{\lambda R}$):

$$\langle \chi^2 \rangle_{\text{Fraunhofer}}^{2D} = \langle \chi^2 \rangle_{\text{Fraunhofer}}^{3D} \quad (20a)$$

$$\langle \varphi^2 \rangle_{\text{Fraunhofer}}^{2D} = \langle \varphi^2 \rangle_{\text{Fraunhofer}}^{3D}. \quad (20b)$$

✓ Fresnel regime ($l_{is} \ll \sqrt{\lambda R} \ll L_{os}$):

$$\langle \chi^2 \rangle_{\text{Fresnel}}^{2D} = \frac{\langle \chi^2 \rangle_{\text{Fresnel}}^{3D}}{1.86} \quad (20c)$$

$$\langle \varphi^2 \rangle_{\text{Fresnel}}^{2D} = 2 \langle \varphi^2 \rangle_{\text{Fraunhofer}}^{3D} \left[1 - 0.210 (RK_{os}^2/k_o)^{5/6} \right]. \quad (20d)$$

B. Log-Amplitude and Phase Power Spectra for Plane Waves

In compliance with Appendix B, the log-amplitude and phase power spectra for the two-dimensional problem are given by:

$$\begin{aligned} W_x^{2D}(\omega) &= \frac{4\pi^2 k_o^2 R}{v_y} F_{\chi} \left(\frac{\omega}{v_y}, 0 \right) \\ &\times \int_{-\infty}^{+\infty} dk_x S_{n_1}^{3D} \left(0, \frac{\omega}{v_y}, k_x \right) \end{aligned} \quad (21)$$

$$\begin{aligned} W_{\varphi}^{2D}(\omega) &= \frac{4\pi^2 k_o^2 R}{v_y} F_{\varphi} \left(\frac{\omega}{v_y}, 0 \right) \\ &\times \int_{-\infty}^{+\infty} dk_x S_{n_1}^{3D} \left(0, \frac{\omega}{v_y}, k_x \right) \end{aligned} \quad (22)$$

where v_y is the horizontal wind component along the transverse direction (Oy).

When compared to their 3D counterparts (14) and (15), (21) and (22) show that, whatever the regime, two-dimensional and three-dimensional approaches coincide for high frequencies. To the contrary, differences are expected whenever low frequencies are considered.

Asymptotically, considering (2) and after some manipulations, one finally gets:

$$W_x^{2D}(0) = 0.183C_n^2 R^3 v_y^{-7/3} \omega^4 (\omega^2 + v_y^2 K_{os}^2)^{-4/3} \quad (23a)$$

$$W_x^{2D}(+\infty) = W_x^{3D}(+\infty) \quad (23b)$$

$$W_{\varphi}^{2D}(0) = 2.192C_n^2 k_o^2 R v_y^{5/3} [\omega^2 + K_{os}^2 v_y^2]^{-4/3} \quad (23c)$$

$$W_{\varphi}^{2D}(+\infty) = W_{\varphi}^{3D}(+\infty). \quad (23d)$$

Note that (23) hold whatever the regime (Fresnel or Fraunhofer).

V. PARABOLIC WAVE EQUATION WITH MULTIPLE PHASE SCREENS

A. PWE/MPS Theory: Three-Dimensional Formulation

Considering forward propagation only and using a paraxial approximation, the 3D scalar wave equation (5) can be rewritten as a 3D Parabolic Wave Equation (3D-PWE) so that [18]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} E(x, y, z) &= ik_0 \left(\sqrt{1 + \frac{1}{k_0^2} \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right)} + n_1(x, y, z, t) \right) \\ &\cdot E(x, y, z) \end{aligned} \quad (24)$$

where, as in Section III, x is the horizontal propagation direction, and (y, z) the transverse dimensions.

Equation (24) holds whatever the magnitude of the turbulent refractive index n_1 , which means that (24) holds for weak and strong scattering regimes. It can be solved iteratively applying Fast Fourier Transform with respect to the dimensions transverse to the propagation direction. This is the Split-Step Fourier resolution [5] that separates the propagation effects from the ones of the medium so that (24) becomes:

$$\begin{aligned} E(x_0 + \delta x, y, z) &= e^{ik_0 \phi(y, z, t)} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} dk_y dk_z e^{i\sqrt{k_0^2 - k_y^2 - k_z^2} \delta x} \\ &\times \left[\frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} dy dz E(x_0, y, z) e^{-i(k_y y + k_z z)} \right] \\ &\times e^{i(k_y y + k_z z)} \end{aligned} \quad (25)$$

where δx is the propagation step and $\phi(y, z, t) = \int_{x_0}^{x_0 + \delta x} n_1(\xi, y, z, t) d\xi$ the transverse turbulent phase screen. Recalling that $\langle n_1(\vec{r}, t) \rangle = 0$, it follows that $\phi(y, z, t)$ is a centred 2D random variable which 2D spatial covariance function $B_\phi^{2D}(y, z) = \langle \phi(y', z', t) \phi(y' + y, z' + z, t) \rangle$ is given by:

$$\begin{aligned} B_\phi^{2D}(y, z) &= \int_{x_0}^{x_0 + \delta x} dx_1 \int_{x_0}^{x_0 + \delta x} dx_2 \\ &\times \langle n_1(x_1, y', z', t) n_1(x_2, y + y', z + z', t) \rangle \\ &= \int_0^{+\delta x} dx_1 \int_0^{+\delta x} dx_2 B_{n_1}^{3D}(x_1 - x_2, y, z). \end{aligned} \quad (26)$$

Changing the integration variables to sum and difference, (26) can be rewritten:

$$B_\phi^{2D}(y, z) = \delta x \int_{-\delta x}^{+\delta x} \left(1 - \frac{|\alpha|}{\delta x} \right) B_{n_1}^{3D}(\alpha, y, z) d\alpha. \quad (27)$$

If δx is large with respect to the correlation distance of the turbulent refractive index, the integration can be extended to infinity so that:

$$B_\phi^{2D}(y, z) \approx \delta x \int_{-\infty}^{+\infty} B_{n_1}^{3D}(\alpha, y, z) d\alpha. \quad (28)$$

Considering 2D counterpart of (1), (28) leads by Fourier transform to:

$$\begin{aligned} S_\phi^{2D}(k_y, k_z) &= \frac{\delta x}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} dy dz e^{-i(k_y y + k_z z)} \\ &\times \int_{-\infty}^{+\infty} B_{n_1}^{3D}(x, y, z) dx \\ &= 2\pi \delta x S_{n_1}^{3D}(k_x = 0, k_y, k_z). \end{aligned} \quad (29)$$

Equation (29) is fundamental for 3D-PWE/2D-MPS scheme: it defines the 2D transverse spectrum $S_\phi^{2D}(k_y, k_z)$ that must be considered to generate the turbulent random phase screen $\phi(y, z, t)$. With an eye toward numerical implementation, random realizations of $\phi(y, z, t)$ consistent with (29) are easily obtained from the filtering of a Gaussian white noise by $\sqrt{S_\phi^{2D}(k_y, k_z)}$ [19]. Successive realizations of $\phi(y, z, t)$ are then introduced iteratively in the SSF resolution of the 3D problem driven by (25), defining a 3D-PWE/2D-MPS iterative scheme.

When implementing (25), the propagating step δx must be properly defined. Particularly, for an incident plane wave, the Fresnel diameter is $2\sqrt{\lambda R}$. The maximum correlation length L_c of the turbulent eddies has to be limited to $L_c = \min(2\sqrt{\lambda R}, L_{os})$. It follows that δx must be large with respect to L_c so that phase screens at adjacent range steps are essentially uncorrelated and can be generated independently.

B. PWE/MPS Theory: Two-Dimensional Formulation

If the variations with respect to the transverse dimension z are neglected, then the scalar wave equation as to be solved in a horizontal plane (xy). Ever since, the 3D-PWE defined in (24) reduces to a 2D-PWE [18] and the phase screen spectrum $S_\phi^{2D}(k_y, k_z)$ that must be considered becomes mono-dimensional. From the 2D counterpart of (25) and recalling (3), the one-dimensional formulation of [4] is retrieved:

$$\begin{aligned} S_\phi^{1D}(k_y) &= 2\pi \delta x S_{n_1}^{2D}(k_x = 0, k_y) \\ &= 2\pi \delta x \int_{-\infty}^{+\infty} dk_x S_{n_1}^{3D}(k_x = 0, k_y, k_z). \end{aligned} \quad (30)$$

For the Kolmogorov-von Karman formulation (2), (30) leads to:

$$\begin{aligned} S_\phi^{1D}(k_y) &= 2\pi \delta x \times \frac{\sqrt{\pi} \Gamma(4/3)}{\Gamma(11/6)} 0.033 C_n^2 (k_y^2 + K_{os}^2)^{-4/3} \\ &\approx 2\pi \delta x \times 0.055 C_n^2 (k_y^2 + K_{os}^2)^{-4/3} \end{aligned} \quad (31)$$

where Γ is the Gamma function.

The 2D-PWE/1D-MPS numerical scheme defined by 2D counterpart of (25) allows considering turbulence dependency with range through successive realizations of the 1D random phase screen $\phi(\mathbf{y})$ consistent with $S_{\phi}^{1D}(\mathbf{k}_y)$. It is now expected that scintillation effects derived from 3D-PWE/2D-MPS and 2D-PWE/1D-MPS numerical simulations compare satisfactorily with 3D and 2D analytical formulations developed in Sections III and IV. This point is verified in the following section where scintillation prediction errors potentially introduced by 2D propagation schemes will be quantitatively assessed.

VI. COMPARISON OF 3D AND 2D APPROACHES TO PREDICT SCINTILLATION EFFECTS

A. Prediction of Log-Amplitude and Phase Variances

At microwave frequencies, Fraunhofer and Fresnel regimes are likely to be established and propagation scenarios have to be defined accordingly. We initially consider a terrestrial link with length $\mathbf{R} = 10$ km. The radio link frequency varies from 1 to 20 GHz. Besides, variations of the scattering parameter $\sqrt{\lambda R}/L_{oe}$ in the range 0.1–10 are considered, which finally implies that the turbulence outer scale L_{oe} varies from ~ 1 m to ~ 550 m.

3D-PWE/2D-MPS simulations are then conducted in compliance with the numerical scheme described in Section V-A. Log-amplitude and phase variances of the electric field $\vec{E}(\mathbf{R}, \mathbf{y}, \mathbf{z})$ are derived from the receiver transverse plane (Ryz) located at range $\mathbf{x} = \mathbf{R} = 10$ km (one simulation takes a few minutes on a standard personal computer with 1 Go RAM and 2.13 GHz processor).

The same approach applies for 2D-PWE/1D-MPS numerical simulations but now, in compliance with Section V-B, the resolution scheme is one-dimensional so that log-amplitude and phase variances of the electric field $\vec{E}(\mathbf{R}, \mathbf{y})$ are now computed along the receiver transverse direction (Ry). Obviously, the statistics of interest are not inferred from the same number of realizations depending on whether 3D-PWE/2D-MPS or 2D-PWE/1D-MPS scheme is considered. Therefore, a Monte-Carlo approach is added for 2D-PWE/1D-MPS scheme so that estimates of log-amplitude and phase variances derived from 3D and 2D numerical approaches finally rely on the same number of realizations of \vec{E} . From a computational point of view, 1024 Monte-Carlo iterations are sufficient to insure a reasonable convergence of the process.

Fig. 1 shows the normalised log-amplitude variances derived from 3D-PWE/2D-MPS and 2D-PWE/1D-MPS numerical simulations. The corresponding 3D and 2D analytical formulations driven by (8) and (18), respectively, are also plotted, as well as their asymptotic behaviour driven by (12a), (12c) and (20a), (20c). As expected, Fig. 1 shows that the log-amplitude variances derived from 3D-PWE/2D-MPS and 2D-PWE/1D-MPS numerical simulations match perfectly (8) and (18), confirming that way the validity of the 2D and 1D transverse spectra (29) and (30) used in the 3D and 2D PWE/MPS schemes. But more importantly, Fig. 1 underlines the prediction errors introduced by 2D propagation schemes. Indeed, though in Fraunhofer regime 3D and 2D approaches tend to coincide, 2D approaches clearly underestimate the log-amplitude variance as Fresnel regime establishes. Particularly, whenever Fresnel regime is

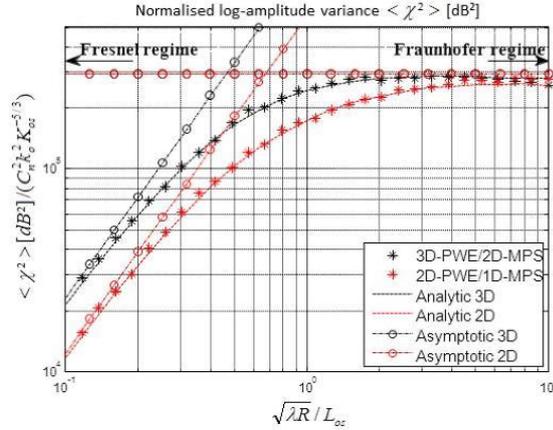


Fig. 1. Log-amplitude variances derived from 3D-PWE/2D-MPS and 2D-PWE/1D-MPS numerical simulations compared with 3D and 2D analytical formulations (8) and (18). 3D and 2D asymptotic expressions ((12a), (12c) and (20a), (20c)) in Fresnel and Fraunhofer regimes are also plotted. The results are normalised to $C_n^2 k_o^2 K_{on}^{-5/3}$.

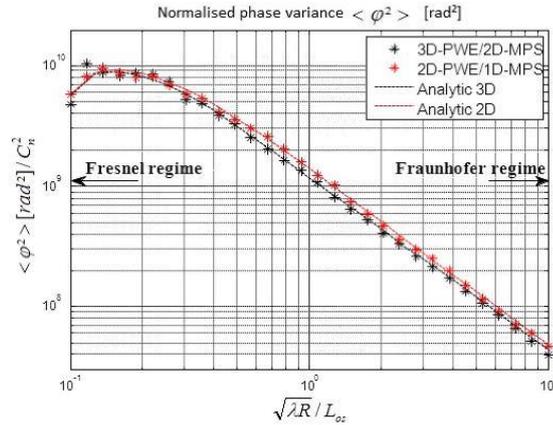
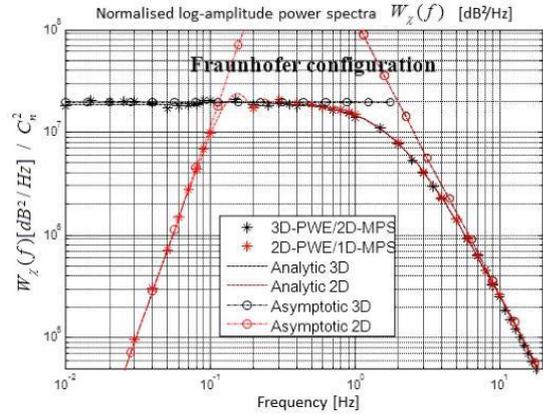


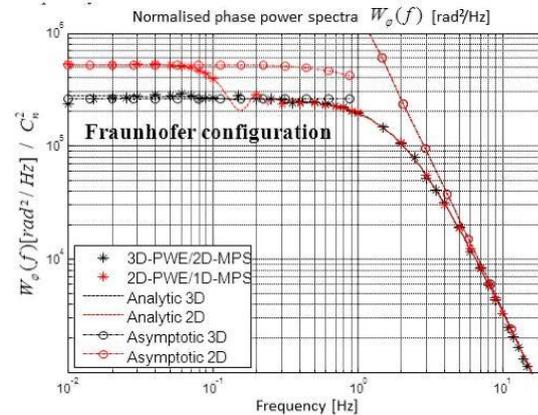
Fig. 2. Phase variances derived from 3D-PWE/2D-MPS and 2D-PWE/1D-MPS numerical simulations compared with 3D and 2D analytical formulations (9) and (19). The results are normalised to C_n^2 .

fully established, 2D propagation schemes underestimate by a factor 1.86 the log-amplitude variance in compliance with the asymptotic formulation (20c).

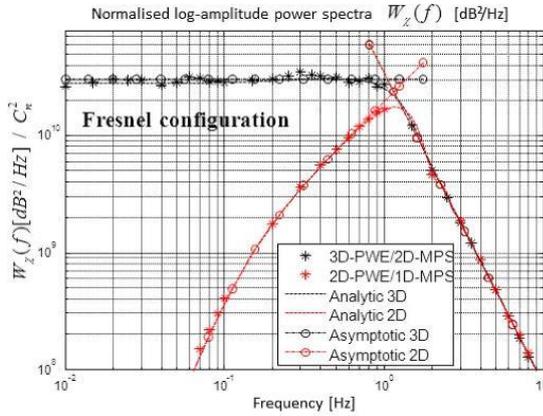
Similarly to Fig. 1, Fig. 2 shows the normalised phase variances derived from 3D-PWE/2D-MPS and 2D-PWE/1D-MPS numerical simulations. As in Fig. 1, the corresponding 3D and 2D analytical formulations driven by (9) and (19), respectively, are also plotted. For the sake of clarity, 2D and 3D asymptotic representations (12b), (12d) and (20b), (20d) are not added in Fig. 2. As expected, 3D-PWE/2D-MPS and 2D-PWE/1D-MPS predictions of phase variance perfectly match (9) and (19), respectively, confirming the validity of (29) and (30). On the other hand, Fig. 2 shows that 2D approaches lead to a slight overestimation of the phase variance. This tendency complies in Fresnel regime with the 3D and 2D asymptotic expressions of phase variance (12d) and (20d).



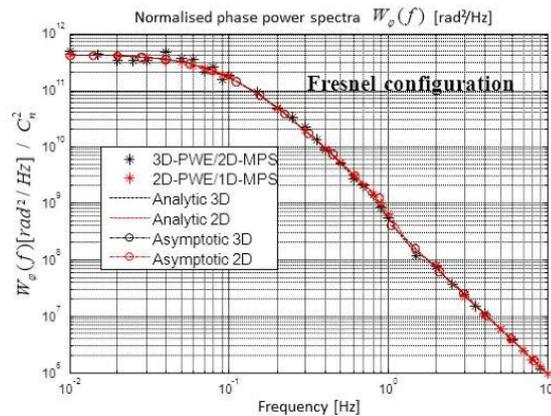
(a)



(a)



(b)



(b)

Fig. 3. Log-amplitude power spectra derived from 3D-PWE/2D-MPS and 2D-PWE/1D-MPS numerical simulations for (a) Fraunhofer configuration and (b) Fresnel configuration compared with 3D and 2D analytical formulations (14) and (21). 3D and 2D asymptotic expressions are also plotted, i.e., (16a), (16e) and (23a), (23b) for Fig. 3(a), (16c), (16e) and (23a), (23b) for Fig. 3(b). The results are normalised to C_n^2 .

Fig. 4. Phase power spectra derived from 3D-PWE/2D-MPS and 2D-PWE/1D-MPS numerical simulations for (a) Fraunhofer configuration and (b) Fresnel configuration compared with 3D and 2D analytical formulations (15) and (22). 3D and 2D asymptotic expressions are also plotted, i.e., (16b), (16f) and (23c), (23d) for Fig. 4(a), (16d), (16f) and (23c), (23d) for Fig. 4(b). The results are normalised to C_n^2 .

B. Prediction of Log-Amplitude and Phase Power Spectra

So as to quantitatively assess the potential errors introduced by 2D propagation schemes in the prediction of log-amplitude and phase power spectra, two radio link configurations are defined. The first one typically defines a Fraunhofer configuration: the radio link frequency is 1 GHz, the terrestrial path length is $R = 10$ km and the outer scale length is set to $L_{os} = 5$ m so that $L_{os} \ll \sqrt{\lambda R}$. For the second configuration, Fresnel regime is established: the frequency is 30 GHz, $R = 3$ km, $L_{os} = 100$ m and now $\sqrt{\lambda R} \ll L_{os}$. In both configuration, the horizontal wind speed is set to $v_y = 10$ m.s $^{-1}$.

Fig. 3 shows the normalised log-amplitude power spectra derived from 3D-PWE/2D-MPS and 2D-PWE/1D-MPS numerical simulations for (a) the Fraunhofer configuration and (b) the Fresnel configuration. The results are systematically compared with 3D and 2D analytical formulations (14) and (21), respectively. Moreover, depending on whether Fraunhofer or Fresnel

regime is established, the associated 3D and 2D asymptotic expressions are also plotted, i.e., (16a), (16e) and (23a), (23b) for Fig. 3(a), (16c), (16e) and (23a), (23b) for Fig. 3(b).

As expected, Fig. 3(a) and (b) show that 3D-PWE/2D-MPS and 2D-PWE/1D-MPS predictions of log-amplitude spectra match perfectly analytical formulations (14) and (21), respectively. More importantly, whatever Fraunhofer or Fresnel regime is established, Fig. 3(a) and (b) show that the dimensional reduction introduces significant errors for low frequencies so that prediction of log-amplitude spectrum from 2D electromagnetic approaches must be limited to high frequencies, i.e., for $f \gg f_{min}$. From the asymptotic formulations (23), one finds $f_{min} = \max(f_o, f_{Fresnel})$ where $f_o = v_y K_{os} / 2\pi$ is the threshold frequency and $f_{Fresnel} = v_y k_o^{0.5} R^{-0.5} / 2\pi$ is the Fresnel frequency.

As shown in Fig. 4(a), the same conclusion holds for the prediction of phase power spectrum from 2D approaches whenever

Fraunhofer regime is established. To the contrary, for Fresnel regime, Fig. 4(b) shows that, whatever the frequency, the dimensional reduction gives a correct prediction of the phase power spectrum. These results were fully predicted by asymptotic expressions (16) and (23). Particularly, (23c) and (16d) show that $W_{\varphi}^{2D}(0) = W_{\varphi}^{3D}(0)$ in Fresnel regime only.

VII. CONCLUSION

Errors potentially introduced by 2D propagation schemes to predict 3D scintillation effects have been quantitatively assessed.

On the one hand, starting from the 3D scalar propagation equation, the 3D classical formulations for log-amplitude and phase variances and for log-amplitude and phase temporal power spectra have been recalled. Their 2D counterparts have then been derived from the 2D scalar propagation equation.

On the other hand, as part of a numerical approach, the scintillation effects have been evaluated from 3D and 2D parabolic wave equation (PWE) approaches associated with 2D and 1D multiple phase screen (MPS), respectively. To do it, the formulations of the 2D and 1D transverse phase spectrum that must be considered to generate the successive turbulent random phase screens have been derived.

Defining realistic microwave propagation scenarios, comparisons of 3D and 2D approaches to predict scintillation effects have been conducted.

It has then been shown that scintillation effects derived from 3D-PWE/2D-MPS and 2D-PWE/1D-MPS numerical schemes match perfectly the corresponding 3D or 2D analytical formulations, confirming that way the validity of the 2D and 1D transverse phase spectrum formulations used in the 3D and 2D PWE/MPS numerical schemes.

Concerning the prediction of log-amplitude variances, an asymptotic development has shown that 2D approaches lead to an underestimation by a factor 1.86 whenever Fresnel regime is established. For Fraunhofer configurations, the spectral weighting functions are constant and the dimensional reduction holds. 2D approaches can also be used to predict phase variances whatever the regime, even if they introduce a slight overestimation.

Concerning the log-amplitude and phase power spectra, the dimensional reduction is justified for high frequencies. At low frequencies, 2D approaches introduce significant errors except for the prediction of phase power spectra in Fresnel configurations.

As some consequences of the dimensional reduction on the prediction of scintillation effects have been quantified, 3D-PWE/2D-MPS or 2D-PWE/1D-MPS numerical schemes should now be used advisedly to study more complex configurations (slant links where L_{os} and C_n^2 vary along the path, anisotropic turbulent spectrum, presence of relief, ...), for which analytical derivations are not always possible.

APPENDIX A

TWO-DIMENSIONAL FORMULATIONS OF LOG-AMPLITUDE AND PHASE VARIANCES FOR PLANE WAVES

In compliance with Section IV, the random wave equation (5) has to be solved in the horizontal plane (Oxy). Ox coincides with the line-of-sight axis. In such conditions, $\vec{r} \equiv (x, y)$, $\vec{R} \equiv (R, 0)$ is the receiver location and $\vec{k} \equiv (k_x, k_y)$.

For centimetric or millimetric waves travelling over many kilometers, it is clear that $k_o \cdot |\vec{R} - \vec{r}| \gg 1$. Moreover, small scattering-angle approximation makes R-x much greater than the transverse dimension y so that the 2D Green's function $G^{2D}(\vec{R}, \vec{r}) = (i/4) \times H_o^{(1)}[k_o \cdot |\vec{R} - \vec{r}|]$ becomes:

$$G^{2D}(\vec{R}, \vec{r}) = e^{i\pi/4} e^{ik_o(R-x)} \frac{1}{\sqrt{2(R-x)}} \sqrt{\sqrt{8\pi k_o(R-x)}}. \quad (A1)$$

Considering (17) and recalling that $\chi(\vec{R}, t) = \Re[\psi_1(\vec{R}, t)]$, one gets:

$$\chi(\vec{R}, t) = -2k_o^2 \int d^2\vec{r} \cdot n_1(\vec{r}, t) \cdot A(\vec{R}, \vec{r}) \quad (A2)$$

where $A(\vec{R}, \vec{r}) = \Re[G^{2D}(\vec{R}, \vec{r})E_o(\vec{r})/E_o(\vec{R})]$.

The two-dimensional expression for log-amplitude variance is then given by:

$$\begin{aligned} \langle \chi^2(\vec{R}, t) \rangle^{2D} &= 4k_o^4 \int d^2\vec{r} \cdot A(\vec{R}, \vec{r}) \int d^2\vec{r}' \\ &\quad \cdot A(\vec{R}, \vec{r}') \langle n_1(\vec{r}, t) n_1(\vec{r}', t) \rangle \\ &= 4 \int d^2\vec{k} \cdot S_{n_1}^{2D}(\vec{k}) C^{2D}(\vec{k}) C^{2D}(-\vec{k}) \end{aligned} \quad (A3)$$

where

$$C^{2D}(\vec{k}) = k_o^2 \int d^2\vec{r} \cdot A(\vec{R}, \vec{r}) e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}}. \quad (A4)$$

Similarly, from (17) and recalling that $\varphi(\vec{R}, t) = \Im[\psi_1(\vec{R}, t)]$, one gets:

$$\varphi(\vec{R}, t) = -2k_o^2 \int d^2\vec{r} \cdot n_1(\vec{r}, t) \cdot B(\vec{R}, \vec{r}) \quad (A5)$$

where $B(\vec{R}, \vec{r}) = \Im[G^{2D}(\vec{R}, \vec{r})E_o(\vec{r})/E_o(\vec{R})]$.

The two-dimensional expression for phase variance then emerges:

$$\langle \varphi^2(\vec{R}, t) \rangle^{2D} = 4 \int d^2\vec{k} \cdot S_{n_1}^{2D}(\vec{k}) D^{2D}(\vec{k}) D^{2D}(-\vec{k}) \quad (A6)$$

where

$$D^{2D}(\vec{k}) = k_o^2 \int d^2\vec{r} \cdot B(\vec{R}, \vec{r}) e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}}. \quad (A7)$$

To go further, the products $C^{2D}(\vec{k})C^{2D}(-\vec{k})$ and $D^{2D}(\vec{k})D^{2D}(-\vec{k})$ have to be evaluated. It is then useful introducing $\Lambda^{2D}(\vec{k})$:

$$\begin{aligned}\Lambda^{2D}(\vec{k}) &= C^{2D}(\vec{k}) + iD^{2D}(\vec{k}) \\ &= k_o^2 \int d^2r G^{2D}(\vec{R}, \vec{r}) \frac{E_o(\vec{r})}{E_o(\vec{R})} e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}.\end{aligned}\quad (\text{A8})$$

For plane-wave propagation, $E_o(\vec{r}) = E_o e^{i\vec{k}_o\cdot\vec{r}}$. Considering (A1), (A8) then becomes:

$$\begin{aligned}\Lambda^{2D}(\vec{k}) &= \Lambda^{2D}(k_x, k_y) \\ &= \frac{k_o^{3/2} e^{i\pi/4}}{\sqrt{8\pi}} \int_0^R dx \cdot \frac{e^{ik_x x}}{\sqrt{(R-x)}} \int_{-\infty}^{+\infty} dy \\ &\quad \cdot e^{ik_y y} e^{i\frac{k_x^2 y^2}{2(R-x)}}.\end{aligned}\quad (\text{A9})$$

Now, it can be verified that:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} du \cdot e^{iau} \cdot e^{ibu^2} = \sqrt{\frac{\pi}{b}} i \times e^{-i\frac{a^2}{2b}} \quad (\text{A10})$$

so that (A9) finally reduces to:

$$\Lambda^{2D}(k_x, k_y) = 0.5ik_o \int_0^R dx e^{ik_x x} e^{-i\frac{k_x^2}{2k_o}(R-x)}. \quad (\text{A11})$$

Ever since, from (A8) and with an obvious change of variable:

$$\begin{aligned}C^{2D}(\vec{k}) &= [\Lambda^{2D}(\vec{k}) + \Lambda^{2D*}(-\vec{k})]/2 \\ &= 0.5k_o e^{ik_x R} \int_0^R dx e^{-ik_x x} \sin\left(\frac{xk_y^2}{2k_o}\right)\end{aligned}\quad (\text{A12})$$

$$\begin{aligned}D^{2D}(\vec{k}) &= [\Lambda^{2D}(\vec{k}) - \Lambda^{2D*}(-\vec{k})]/2i \\ &= 0.5k_o e^{ik_x R} \int_0^R dx e^{-ik_x x} \cos\left(\frac{xk_y^2}{2k_o}\right)\end{aligned}\quad (\text{A13})$$

where * is the complex conjugate. In such conditions,

$$\begin{aligned}C^{2D}(\vec{k})C^{2D}(-\vec{k}) &= \frac{k_o^2}{4} \int_0^R dx_1 \int_0^R dx_2 e^{ik_x(x_2-x_1)} \\ &\quad \times \sin\left(\frac{x_1 k_y^2}{2k_o}\right) \sin\left(\frac{x_2 k_y^2}{2k_o}\right)\end{aligned}\quad (\text{A14})$$

$$\begin{aligned}D^{2D}(\vec{k})D^{2D}(-\vec{k}) &= \frac{k_o^2}{4} \int_0^R dx_1 \int_0^R dx_2 e^{ik_x(x_2-x_1)} \\ &\quad \times \cos\left(\frac{x_1 k_y^2}{2k_o}\right) \cos\left(\frac{x_2 k_y^2}{2k_o}\right)\end{aligned}\quad (\text{A15})$$

which reduce to ([15], pp. 43–44 and p. 216):

$$C^{2D}(\vec{k})C^{2D}(-\vec{k}) = 0.5\pi k_o^2 R \delta(k_x) F_\chi(k_y, 0) \quad (\text{A16})$$

$$D^{2D}(\vec{k})D^{2D}(-\vec{k}) = 0.5\pi k_o^2 R \delta(k_x) F_\varphi(k_y, 0) \quad (\text{A17})$$

where $\delta(x - x_o) = (1/\pi) \lim_{\epsilon \rightarrow 0} ((\sin[(x - x_o)\epsilon^{-1}]) / ((x - x_o)))$ is the dirac distribution and $F_\chi(k_y, k_z)$, $F_\varphi(k_y, k_z)$ the spectral weighting function for amplitude and phase given by (10) and (11), respectively.

Recalling the basic property of Dirac's distribution:

$$f(x_o) = \int_a^b \delta(x - x_o) f(x) dx \quad (\text{A18})$$

which holds for $a < x_o < b$, (A3), (A6), (A16), (A17) and the dimensional reduction (3) finally lead to:

$$\begin{aligned}\langle \chi^2(\vec{R}, t) \rangle^{2D} &= 2\pi k_o^2 R \int_{-\infty}^{+\infty} dk_y \int_{-\infty}^{+\infty} dk_z S_{n_1}^{3D}(0, k_y, k_z) F_\chi(k_y, 0)\end{aligned}\quad (\text{A19})$$

$$\begin{aligned}\langle \varphi^2(\vec{R}, t) \rangle^{2D} &= 2\pi k_o^2 R \int_{-\infty}^{+\infty} dk_y \int_{-\infty}^{+\infty} dk_z S_{n_1}^{3D}(0, k_y, k_z) F_\varphi(k_y, 0).\end{aligned}\quad (\text{A20})$$

APPENDIX B

TWO-DIMENSIONAL FORMULATIONS OF LOG-AMPLITUDE AND PHASE POWER SPECTRA FOR PLANE WAVES

The 2D log-amplitude power spectrum $W_\chi^{2D}(\omega)$ is the Fourier transform of the (2D) log-amplitude temporal covariance $\langle \chi(\vec{R}, t) \chi(\vec{R}, t + \tau) \rangle^{2D}$:

$$W_\chi^{2D}(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} d\tau \langle \chi(\vec{R}, t) \chi(\vec{R}, t + \tau) \rangle^{2D} e^{-i\omega\tau}. \quad (\text{B1})$$

Considering (A2), it follows that:

$$\begin{aligned}\langle \chi(\vec{R}, t) \chi(\vec{R}, t + \tau) \rangle^{2D} &= 4k_o^4 \int d^2r \cdot A(\vec{R}, \vec{r}) \\ &\quad \cdot \int d^2r' \cdot A(\vec{R}, \vec{r}') \langle n_1(\vec{r}, t) n_1(\vec{r}', t + \tau) \rangle.\end{aligned}\quad (\text{B2})$$

Under Taylor's hypothesis, the random medium is frozen and advected with a constant horizontal wind vector $\vec{v} \equiv (v_x, v_y)$ so that $\langle n_1(\vec{r}, t) n_1(\vec{r}', t + \tau) \rangle = \langle n_1(\vec{r}, t) n_1(\vec{r}' + \vec{v}\tau, t) \rangle$. Considering the 2D counterpart of (1) and (A4), (B2) becomes:

$$\begin{aligned}\langle \chi(\vec{R}, t) \chi(\vec{R}, t + \tau) \rangle &= 4k_o^4 \int d^2r \cdot A(\vec{R}, \vec{r}) \int d^2r' \\ &\quad \cdot A(\vec{R}, \vec{r}') \langle n_1(\vec{r}, t) n_1(\vec{r}' + \vec{v}\tau, t) \rangle \\ &= 4k_o^4 \int d^2k \cdot S_{n_1}^{2D}(\vec{k}) e^{i\vec{k}\cdot\vec{v}\tau} \int d^2r \\ &\quad \cdot A(\vec{R}, \vec{r}) e^{-i\vec{k}\cdot\vec{r}} \int d^2r' \cdot A(\vec{R}, \vec{r}') e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}'} \\ &= 4 \int d^2k \cdot S_{n_1}^{2D}(\vec{k}) e^{i\vec{k}\cdot\vec{v}\tau} C^{2D}(-\vec{k}) C^{2D}(\vec{k}).\end{aligned}\quad (\text{B3})$$

Considering (A16) and (A18), (B3) can be rewritten:

$$\begin{aligned} & \langle \chi(\vec{R}, t) \chi(\vec{R}, t + \tau) \rangle \\ &= 2\pi k_o^2 R \int_{-\infty}^{+\infty} dk_y S_{n_1}^{2D}(0, k_y) e^{ik_y v_y \tau} F_\chi(k_y, 0). \end{aligned} \quad (\text{B4})$$

Recalling that $\delta(x - x_o) = (2\pi)^{-1} \int_{-\infty}^{+\infty} d\tau e^{i\tau(x-x_o)}$, (B4) in (B1) leads to:

$$\begin{aligned} W_\chi^{2D}(\omega) &= 4\pi^2 k_o^2 R \\ &\times \int_{-\infty}^{+\infty} dk_y S_{n_1}^{2D}(0, k_y) F_\chi(k_y, 0) \delta(k_y v_y - \omega). \end{aligned} \quad (\text{B5})$$

With an obvious change of variable, (A18) and (3) are used to finally obtain:

$$W_\chi^{2D}(\omega) = \frac{4\pi^2 k_o^2 R}{v_y} F_\chi\left(\frac{\omega}{v_y}, 0\right) \int_{-\infty}^{+\infty} dk_x S_{n_1}^{3D}\left(0, \frac{\omega}{v_y}, k_x\right). \quad (\text{B6})$$

The same methodology applies for the derivation of the 2D phase power spectrum $W_\varphi^{2D}(\omega)$ and one finally gets:

$$W_\varphi^{2D}(\omega) = \frac{4\pi^2 k_o^2 R}{v_y} F_\varphi\left(\frac{\omega}{v_y}, 0\right) \int_{-\infty}^{+\infty} dk_x S_{n_1}^{3D}\left(0, \frac{\omega}{v_y}, k_x\right). \quad (\text{B7})$$

REFERENCES

- [1] V. I. Tatarskii, *Wave Propagation in a Turbulent Media*. New York: McGraw-Hill, 1961.
- [2] V. I. Tatarskii, *The Effects of the Turbulent Atmosphere on Wave Propagation*. Jerusalem: Israel Program for Scientific Translations, 1971, p. 472.
- [3] A. Ishimaru, *Wave Propagation and Scattering in Random Media*. New York: Academic Press, 1978, vol. 2, p. 572.
- [4] D. Rouseff, "Simulated microwave propagation through tropospheric turbulence," *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 40, no. 9, pp. 1076–1083, 1992.
- [5] F. D. Tappert, "The parabolic approximation method," in *Wave Propagation and Underwater Acoustics*, J. B. Keller and J. S. Papadalos, Eds. New York: Springer-Verlag, 1977.
- [6] J. R. Kuttler and G. D. Dockery, "Theoretical description of the parabolic approximation/Fourier split-step method of representing electromagnetic propagation in the troposphere," *Radio Sci.*, vol. 26, pp. 381–393, 1991, doi: 10.1029/91RS00109.
- [7] D. Dockery and J. R. Kuttler, "An improved impedance-boundary algorithm for Fourier split-step solutions of the parabolic wave equation," *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 44, no. 12, pp. 1592–1599, 1996.
- [8] D. L. Knepp, "Multiple phase screen calculation of the temporal behaviour of stochastic waves," *Proc. IEEE*, vol. 71, no. 6, pp. 722–737, 1983.
- [9] D. L. Knepp and L. J. Nickisch, "Multiple phase screen calculation of wide bandwidth propagation," *Radio Sci.*, vol. 44, 2009, RS0A09, doi:10.1029/2008RS004054.
- [10] C. L. Rino, "A power law phase screen model for ionospheric scintillation 2. Strong scatter," *Radio Sci.*, vol. 14, no. 6, pp. 1147–1155, 1979.
- [11] C. L. Rino and C. S. Carrano, "The application of numerical simulations in Beacon scintillation analysis and modeling," *Radio Sci.*, vol. 46, 2011, RS0D02.
- [12] A. N. Kolmogorov, "The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynolds' numbers," *Comptes Rendus (Doklady) de l'Académie des Sciences de l'URSS*, vol. 30, pp. 301–305, 1941, (this journal has an English-language version).
- [13] Th. von Karman, "Progress in the statistical theory of turbulence," in *Proc. Nat. Academy of Science, U.S.*, 1948, vol. 34, pp. 530–539.
- [14] A. D. Wheelon, *Electromagnetic Scintillation. Part I. Geometrical Optics*. Cambridge, U.K.: Cambridge Univ. Press, 2001, p. 455.
- [15] A. D. Wheelon, *Electromagnetic Scintillation. Part II. Weak Scattering*. Cambridge, U.K.: Cambridge Univ. Press, 2003, p. 440.
- [16] S. M. Rytov, Y. A. Kravtsov, and V. I. Tatarskii, *Principles of Statistical Radiophysics 4: Wave Propagation Through Random Media*. Berlin, Germany: Springer, 1989, ISBN 3-540-17828-7.
- [17] A. Ishimaru, "Temporal frequency spectra of multifrequency waves in turbulent atmosphere," *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 20, no. 1, pp. 10–19, 1972.
- [18] M. Levy, *Parabolic Equation Methods for Electromagnetic Wave Propagation* The Inst. Elect. Eng.. London, 2000, p. 336.
- [19] C. Macaskill and T. E. Ewart, "Computer simulation of two-dimensional random wave propagation," *IMA J. Appl. Math.*, vol. 33, pp. 1–15, 1984.

Vincent Fabbro, photograph and biography not available at the time of publication.

Laurent Féral, photograph and biography not available at the time of publication.

REVIEW PAPER

10.1002/2016JA023233

Special Section:

Geospace system responses to the St. Patrick's Day storms in 2013 and 2015

Key Points:

- Comparison of numerical and asymptotic approaches to estimate ionospheric scintillation effects on radio propagation
- Validity of 2-D multiple phase screen numerical approaches and consequences of dimensional reduction
- 2-D analytical derivations in the LOS coordinate system

Correspondence to:

H. Galiègue,
helene.galiegue@enac.fr

Citation:

Galiègue, H., L. Féral, and V. Fabbro (2017), Validity of 2-D electromagnetic approaches to estimate log-amplitude and phase variances due to 3-D ionospheric irregularities, *J. Geophys. Res. Space Physics*, 122, 1410–1427, doi:10.1002/2016JA023233.

Received 26 JUL 2016
Accepted 23 NOV 2016
Accepted article online 10 DEC 2016
Published online 30 JAN 2017

©2016. American Geophysical Union.
All Rights Reserved.

Validity of 2-D electromagnetic approaches to estimate log-amplitude and phase variances due to 3-D ionospheric irregularities

Hélène Galiègue^{1,2}, Laurent Féral³, and Vincent Fabbro²

¹Electromagnetism and Antennas Laboratory, ENAC, Toulouse, France, ²Electromagnetism and Radar Department, ONERA, Toulouse, France, ³Laboratoire Laplace, Université de Toulouse, UPS, Toulouse, France

Abstract To limit the computation time and the computer resource, 2-D numerical approaches such as 2-D parabolic wave equation (2-D PWE) associated with 1-D multiple phase screens (1-D MPS) are classically used to estimate ionospheric scintillation effects on radio wave propagation. However, in the ionosphere, the turbulent fluctuations of the electron density responsible for the scintillation effects are clearly a three-dimensional process. This paper quantitatively assesses the errors potentially induced by the 3-D to 2-D dimensional reduction to predict ionospheric effects in terms of log-amplitude and phase variances. To that purpose, the ionospheric electron density fluctuations are described by an anisotropic turbulent spectrum with three axes of anisotropy. On the one hand, considering four typical configurations (two equatorial and two polar radio links), scintillation effects are evaluated numerically, using 3-D and 2-D PWE-MPS numerical techniques. Some consequences of the dimensional reduction are then qualitatively discussed. On the other hand, an analytical framework that solves the 3-D and 2-D propagation equations in the line-of-sight coordinate system is proposed. Under weak scattering assumption, it allows assessing analytically the consequences of the dimensional reduction whatever the geometry of the transionospheric radio link and, finally, allows 2-D numerical schemes to be used advisedly for the prediction of ionospheric scintillation effects.

1. Introduction

Plasma instabilities lead to electron-density irregularities in the ionosphere that induce variations of the refractive index [Hunsucker and Hargreaves, 2003]. Particularly, small-scale turbulent fluctuations of the electronic content cause fast fluctuations of the amplitude and phase (i.e., scintillations) of an electromagnetic wave crossing the ionospheric plasma for frequencies up to ~12 GHz [ITU Recommendation, 2012]. To understand the development of various types of instabilities, ionosphere turbulence trend has been studied introducing artificial ionospheric turbulence in the *F* region by HF heating [Norin et al., 2008; Erukhimov et al., 1988]. These amplitude and phase scintillations limit the performances of electromagnetic systems (Earth-satellite telecommunication links, satellite to satellite link in occultation geometry, spaceborne synthetic aperture radar, Global Navigation Satellite Systems (GNSS) applications...). It is therefore necessary for system designers to quantitatively assess such ionospheric effects whatever the geometry and the radioelectric characteristics of the link. Because the ionosphere can be a highly fluctuating medium, its effects on propagation are usually quantified statistically, primarily in terms of log-amplitude and phase variances of the signal [Wheelon, 2004a].

The parabolic wave equation (PWE) combined with multiple phase screens (MPS) that account for the turbulent characteristics of the random propagation medium is a numerical approach that has been extensively used in the literature to evaluate the impact of atmospheric turbulences on wave propagation [Fremouw and Secan, 1984; Knepp, 1983; Deshpande et al., 2014]. Particularly, two-dimensional PWE (2-D PWE) combined with one-dimensional phase screens (1-D MPS) is classically used to estimate the ionospheric scintillation effects, defining a 2-D PWE/1-D MPS scheme [Béniguel, 2002; Carrano et al., 2011]. The results represent the propagation in a longitudinal cross section: they are thus derived from an approximation of the true three-dimensional geometry.

On the one hand, depending on the radio link configuration, this dimensional reduction proves to be necessary to limit the duration and the computer resource required by the numerical simulations. This is particularly true for transionospheric links in radio occultation geometry, where the path length through

the ionosphere is about some hundreds of kilometers, while the size of the ionospheric turbulent irregularities responsible for the scintillation effects can reach several kilometers, leading to prohibitive dimensions for the implementation of a three-dimensional 3-D PWE/2-D MPS numerical scheme.

On the other hand, turbulence is clearly a three-dimensional atmospheric process. Therefore, errors potentially introduced by the dimensional reduction 2-D PWE/1-D MPS have to be quantified. This issue was partially addressed by *Fabbro and Féral* [2012] for the prediction of tropospheric scintillation effects for terrestrial links. The authors have shown that in the troposphere, for isotropic turbulent eddies, the dimensional reduction leads to an underestimation of the log-amplitude variance in Fresnel regime. But in the ionosphere, the situation changes considerably. First, the spectral description of the irregularities no longer follows the Kolmogorov spectrum. Second, electromagnetic scintillations in the ionosphere are often induced in the *E* or *F* region, at an altitude of a few hundreds of kilometers. Therefore, the slab model used by *Fabbro and Féral* [2012] no longer holds and must be replaced by an elevated-layer turbulent model. Third and more importantly, the shape of ionospheric irregularities varies: plasma bubbles, polar cap patches, or sheet-like irregularities have been mapped at different latitudes and are due to complicated electromagnetic interactions between electrons in motion and the Earth's magnetic field [Aarons, 1982]. While the dimensional reduction might be justified for specific configurations (highly anisotropic irregularities in the plane transverse to the line of sight, LOS hereinafter), its consequences on the prediction of the ionospheric scintillation effects for any radio link configuration must be carefully investigated, taking into account not only the local magnetic field orientation with respect to the LOS but also the morphology of the ionospheric structures. This is precisely what is addressed in the present paper, first numerically from 3-D PWE/2-D MPS and 2-D PWE/1-D MPS Monte Carlo simulations and, second, analytically from the 3-D and 2-D stochastic resolution of the Helmholtz equation.

The paper is organized as follows. In section 2, the statistical description of the ionospheric turbulent medium is presented. Then, in section 3, 3-D PWE/2-D MPS and 2-D PWE/1-D MPS numerical techniques are recalled. The consequences of the dimensional reduction on the numerical prediction of the log-amplitude and phase variances are then illustrated from four specific configurations. To go further, an analytical framework is required. It is derived in section 4, where under weak scattering assumption, 3-D and 2-D analytical formulations of log-amplitude and phase variances are developed. While 3-D formulations have been classically proposed in the geomagnetic coordinate system [Rino, 1979; Yeh and Liu, 1982], they are here derived in the LOS coordinate system. Regarding the 2-D analytical framework, it is fully original. It allows discussing in section 5 the validity of the 3-D to 2-D reduction whatever the radioelectric configuration, under weak scattering assumption.

2. Statistical Description of Ionospheric Irregularities

In the ionosphere, the refractive index $n(\vec{r}, t)$ is a function of position \vec{r} and time t . It is related to the plasma frequency ω_p by the Appleton-Hartree's formula which at first order (i.e., when ω_p is small with respect to the signal frequency ω) reduces to

$$n^2(\vec{r}, t) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} = 1 - \frac{e^2 N_e(\vec{r}, t)}{\epsilon_0 m \omega^2}. \quad (1)$$

In (1), $\omega_p^2 = e^2 N_e(\vec{r}, t) / \epsilon_0 m$, where $N_e(\vec{r}, t)$ is the total number of electrons per unit volume, ϵ_0 is the permittivity in free space, and e and m are the charge and the mass of the electron, respectively.

On the other hand, as the electron density in the ionosphere can become highly complex and irregular, only a stochastic description of $n(\vec{r}, t)$ is reasonable. Disregarding the large-scale refraction effects, the ionospheric refractive index is then classically decomposed as $n(\vec{r}, t) = 1 + \Delta n(\vec{r}, t)$, where $\Delta n(\vec{r}, t)$ is the random turbulent component responsible for scintillation effects [Wheelon, 2004a].

For microwave applications $\omega_p \ll \omega$ holds so that, at first order, taking differentials of the basic relation (1), it comes

$$\Delta n(\vec{r}, t) = -\frac{e^2 \Delta N_e(\vec{r}, t)}{2\epsilon_0 m \omega^2} = -\frac{r_e \lambda}{k_0} \Delta N_e(\vec{r}, t), \quad (2)$$

where $r_e = e^2 / (4\pi\epsilon_0 m c^2)$ is the classical electron radius, λ is the signal wavelength, and $k_0 = 2\pi / \lambda$ is the free space wave number.

It is then classically assumed that the electron-density fluctuation $\Delta N_e(\vec{r}, t)$ is a homogeneous random field with zero mean and variance $\sigma_{\Delta N_e}^2$ which value typically lies in the range 10^{18} to $10^{24} \text{ e}^2 \text{ m}^{-6}$ [Lilensten and Blelly, 1999; Wemik and Liu, 1974]. Obviously, it follows from (2) that $\langle \Delta n(\vec{r}, t) \rangle = \langle \Delta N_e(\vec{r}, t) \rangle = 0$, where $\langle \rangle$ denotes ensemble average. Homogeneity implies that the 3-D covariance function $\langle \Delta N_e(\vec{r}, t) \Delta N_e(\vec{r}', t) \rangle = B_{\Delta N_e}^{3D}(\vec{r}, \vec{r}')$ reduces to $B_{\Delta N_e}^{3D}(\vec{r} - \vec{r}')$. It is related by Fourier transform to the 3-D spatial spectrum $S_{\Delta N_e}^{3D}(\vec{K})$ through the pair

$$B_{\Delta N_e}^{3D}(\vec{r} - \vec{r}') = \iiint_{-\infty}^{+\infty} d^3K S_{\Delta N_e}^{3D}(\vec{K}) e^{i\vec{K} \cdot (\vec{r} - \vec{r}')}, \quad (3a)$$

$$S_{\Delta N_e}^{3D}(\vec{K}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \iiint_{-\infty}^{+\infty} d^3r B_{\Delta N_e}^{3D}(\vec{r}) e^{i\vec{K} \cdot \vec{r}}. \quad (3b)$$

To go further, the spectrum of electron-density fluctuations $S_{\Delta N_e}^{3D}(\vec{K})$ has to be properly defined. Assuming isotropic irregularities, probe measurements on board several satellites suggested a three-dimensional power law spectrum $S_{\Delta N_e}^{3D}(\vec{K}) = S_{\Delta N_e}^{3D}(|\vec{K}|) = S_{\Delta N_e}^{3D}(K)$ of the form [Yeh and Liu, 1982; Gola et al., 1992]

$$S_{\Delta N_e}^{3D}(K) = \Lambda K^{-p}, \quad (4)$$

where Λ is a normalisation constant and p is the spectral index which value typically ranges between 3.6 and 4.2 depending on the latitude and the solar activity [Yeh and Liu, 1982; Béniguel and Hamel, 2011]. The spectrum $S_{\Delta N_e}^{3D}(K)$ maintains its power law form for wave numbers K between $K_{os} = 2\pi/L_{os}$ and $K_{is} = 2\pi/l_{is}$, where L_{os} and l_{is} are the maximum and minimum size of the ionospheric irregularities that might be related to some outer and inner scales of turbulence, respectively. In the ionosphere, typical ranges of values are $2 \text{ km} \leq L_{os} \leq 20 \text{ km}$ and $2 \text{ m} \leq l_{is} \leq 5 \text{ m}$ [Yeh and Liu, 1982; Wheelon, 2004a; Wernik et al., 2007].

Little is known about the spectral behavior in the energy input region, i.e., for $K \leq K_{os}$. For mathematical convenience and by analogy with the von Karman extension of the Kolmogorov spectrum that describes the turbulence in the troposphere, the spectrum of electron-density fluctuations (4) is rewritten as [Shkarofsky, 1968; Yeh and Liu, 1982; Wheelon, 2004a]

$$S_{\Delta N_e}^{3D}(K) = \Lambda(K^2 + K_{os}^2)^{-p/2}. \quad (5)$$

Equation (5) assigns a reasonable spectral shape to the input regime $K \leq K_{os}$ and is consistent with (4) in the inertial subrange (i.e., for $K_{os} \leq K \leq K_{is}$).

As suggested in section 1, the anisotropy of the ionospheric irregularities is expected to play a central role in the validity of the dimensional reduction. Therefore, (5) must account for this parameter. From a morphological point of view, experimental evidences show that plasma irregularities are elongated and aligned along the terrestrial magnetic field \vec{H}_0 [Livingston et al., 1982; Aarons, 1982; Wheelon, 2004a]. These observations suggest ellipsoidal ionospheric irregularities with dimensionless scaling factors a_x , a_y , and a_z ($a_x \leq a_y \leq a_z$) along the X , Y , and Z axes, respectively, of a Cartesian coordinate system where the Z axis coincides with the terrestrial magnetic field \vec{H}_0 in compliance with Figure 1. In this figure, the normalized quantities $A_x = a_x/a_x = 1$, $A_y = a_y/a_x \geq 1$, and $A_z = a_z/a_x \geq 1$ define the axial ratios (or anisotropy ratios) along the axis X , Y , and Z , respectively.

In such conditions, the anisotropy is introduced in the covariance function $B_{\Delta N_e}^{3D}(\vec{r} - \vec{r}') = B_{\Delta N_e}^{3D}(X, Y, Z)$ by replacing (X, Y, Z) by $(X/a_x, Y/a_y, Z/a_z)$. Equation (3b) then implies that the spectrum of electron-density fluctuations (5) becomes

$$S_{\Delta N_e}^{3D}(\vec{K}) = S_{\Delta N_e}^{3D}(K_x, K_y, K_z) = a_x^{-3-p} A_y A_z \Lambda \left(K_x^2 + A_y^2 K_y^2 + A_z^2 K_z^2 + \frac{K_{os}^2}{a_x^2} \right)^{-p/2}. \quad (6)$$

The normalization factor Λ has now to be properly defined. From (6), recalling that $\sigma_{\Delta N_e}^2 = B_{\Delta N_e}^{3D}(\vec{0}) = \iiint_{-\infty}^{+\infty} d^3K S_{\Delta N_e}^{3D}(\vec{K})$ and using 3 times the identity $\int_0^{+\infty} (x^2 + a^2)^{-\mu} dx = a^{1-2\mu} \frac{\sqrt{\pi} \Gamma(\mu-1)}{2\Gamma(\mu)}$, which holds for $\mu > \frac{1}{2}$ (Γ is the

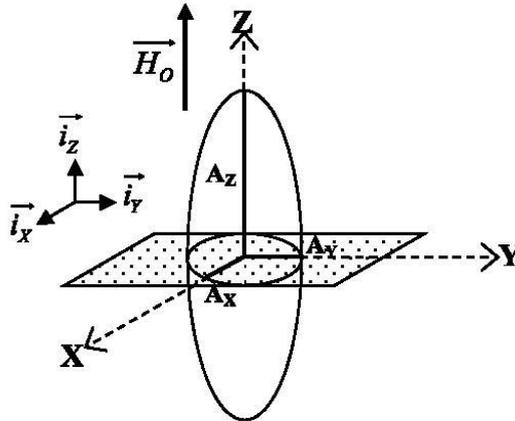


Figure 1. Ellipsoidal ionospheric irregularities with axial ratios (or anisotropy ratios) $A_x = 1$, A_y , and A_z elongated along the terrestrial magnetic field \vec{H}_0 . $(\vec{i}_x, \vec{i}_y, \vec{i}_z)$ are the unitary vectors along X, Y, and Z, respectively.

Gamma function), one finally gets for $p > 3$ $\Lambda = \sigma_{\Delta N_e}^2 \frac{\Gamma(\frac{p}{2})}{\Gamma(\frac{p-3}{2})} \pi^{-3/2} K_{os}^{p-3} = C_s$, with C_s the strength of ionospheric turbulence [Rino, 1979], a definition consistent with that of Shkarofsky [1968].

As the present paper questions the validity of the dimensional reduction 3-D/2-D to predict ionospheric scintillation effects, the two-dimensional counterpart $S_{\Delta N_e}^{2D}(\vec{K})$ of the 3-D spectrum of electron-density fluctuations $S_{\Delta N_e}^{3D}(\vec{K})$ is required. The classical assumption is then to consider that the dimensional reduction lies in a cross section of the real medium along the longitudinal plane φ . From a spectral point of view, this leads to define $S_{\Delta N_e}^{2D}(\vec{K})$ as the integral of $S_{\Delta N_e}^{3D}(\vec{K})$ along the dimension transverse to φ , i.e., the dimension disregarded by the reduction 3-D/2-D [Fabbro and Féral, 2012]. As an illustration but without loss of generality, if the dimensional reduction is conducted along the plane $\varphi = (X, Z)$ defined in Figure 1, then $S_{\Delta N_e}^{2D}(\vec{K}) = S_{\Delta N_e}^{2D}(K_X, K_Z)$ is given by

$$S_{\Delta N_e}^{2D}(K_X, K_Z) = \int_{-\infty}^{+\infty} dK_Y S_{\Delta N_e}^{3D}(K_X, K_Y, K_Z). \tag{7}$$

3. 3-D and 2-D Numerical Derivations of Log-Amplitude and Phase Variances

Whatever the approach may be (numerical or analytical), the derivation of the log-amplitude and phase variances always starts with the resolution of the Helmholtz vector equation. Neglecting depolarization effects, considering a harmonic dependency with respect to time, and recalling the decomposition $n(\vec{r}, t) = 1 + \Delta n(\vec{r}, t)$ of the ionospheric refractive index introduced in section 2, the vector wave equation reduces to the well-known scalar differential equation [Wheelon, 2004b]:

$$\nabla^2 E(\vec{r}) + k_0^2 [1 + 2\Delta n(\vec{r}, t)] E(\vec{r}) = 0, \tag{8}$$

where $E(\vec{r})$ is one of the components of the electric-field vector at \vec{r} and $k_0 = 2\pi/\lambda$ is the wave number in free space. Equation (8) is solved in the line of sight (LOS) coordinate system $\vec{r} = (u, v, s)$ with s along the propagation direction. In compliance with Figure 2, the LOS direction s makes a zenith angle ϑ with the local vertical z_t of the terrestrial coordinate system (x_t, y_t, z_t) , where x_t and y_t are oriented southward and eastward, respectively. As mentioned in section 1, the ionospheric irregularities develop in an elevated turbulent layer of thickness ΔH at height H above the ground. According to Figure 2, note that the rotundity of both the Earth and the ionospheric layer is not taken into account.

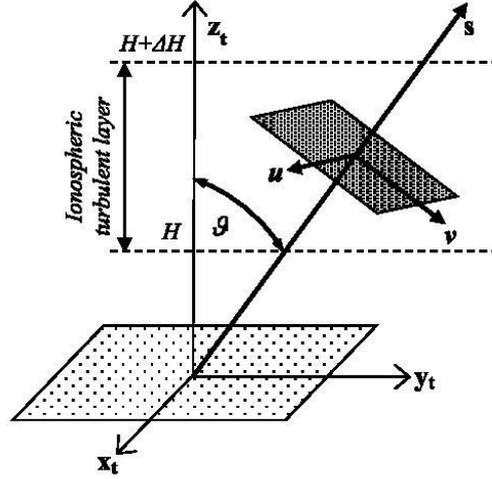


Figure 2. Line of sight (LOS) coordinate system (u, v, s) used to solve the Helmholtz scalar equation (8). The (u, v) plane is the plane transverse to the propagation direction s that makes a zenith angle ϑ with the local vertical z_t of the terrestrial coordinate system (x_t, y_t, z_t) . The ionospheric turbulent layer is an elevated layer of thickness ΔH at height H above the surface.

3.1. 3-D PWE/2-D MPS Numerical Scheme

Considering plane wave propagation in the forward direction and using a paraxial approximation, the 3-D scalar wave equation (8) reduces to 3-D parabolic wave equation (3-D PWE) [Fabbro and Féral, 2012]. In the LOS coordinate system (u, v, s) , it takes the form

$$\frac{\partial}{\partial s} E(u, v, s) = ik_0 \left(\sqrt{1 + \frac{1}{k_0^2} \left(\frac{\partial^2}{\partial u^2} + \frac{\partial^2}{\partial v^2} \right)} + \Delta n(u, v, s) \right) E(u, v, s), \tag{9}$$

where $\Delta n = 0$ except within the ionospheric turbulent layer, i.e., when the slant distance s along the LOS lies in the interval $[H \sec \vartheta, (H + \Delta H) \sec \vartheta]$ in compliance with Figure 2. Importantly, equation (9) holds whatever the magnitude of the turbulent refractive index Δn , which means that (9) holds for both weak and strong scattering regimes. It is solved iteratively, applying fast Fourier transforms (FFTs) with respect to the dimensions (u, v) transverse to the propagation direction s . This is the split-step Fourier resolution [Tappert, 1977] that separates the free-space propagation effects from the refractive effects caused by the ionospheric medium. It leads to the iterative solution [Fabbro and Féral, 2012]:

$$E(u, v, s + \delta s) = e^{ik_0 \phi(u, v)} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} dK_u dK_v e^{i\sqrt{k_0^2 - K_u^2 - K_v^2} \delta s} \left[\frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} du dv E(u, v, s) e^{-i(K_u u + K_v v)} \right] e^{i(K_u u + K_v v)}, \tag{10}$$

where δs is the propagation step along s and $\phi(u, v) = \int \Delta n(u, v, \zeta) d\zeta$ is a 2-D stochastic process that defines the transverse turbulent phase screen. Obviously, as part of the elevated ionospheric layer of thickness ΔH shown in Figure 2, $\phi(u, v) = 0$ outside the slant interval $[H \sec \vartheta, (H + \Delta H) \sec \vartheta]$. On the other hand, in compliance with (10), within the ionospheric turbulent layer, realizations of the 2-D random phase screen $\phi(u, v)$ have to be generated. This is done through the filtering of a Gaussian white noise once the average $\langle \phi(u, v) \rangle$ and the 2-D transverse power spectrum $S_\phi^{2D}(K_u, K_v)$ are known [Macaskill and Ewart, 1984]. Clearly, recalling that $\langle \Delta n(\vec{r}, t) \rangle = 0$, it follows that $\langle \phi(u, v) \rangle = 0$. As for $S_\phi^{2D}(K_u, K_v)$, it is related to the spectrum of electron-density fluctuations $S_{\Delta n}^{3D}(\vec{K})$ given by (6) through the relationship [Fabbro and Féral, 2012]:

$$S_\phi^{2D}(K_u, K_v) = 2\pi \left(\frac{r_e \lambda}{k_0} \right)^2 \delta s S_{\Delta n}^{3D}(K_u, K_v, K_s = 0). \tag{11}$$

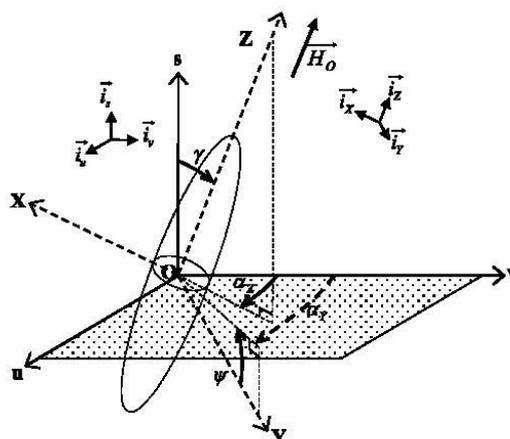


Figure 3. Geometry of the ionospheric turbulent irregularities in the LOS coordinate system (u, v, s) . $(\vec{i}_u, \vec{i}_v, \vec{i}_s)$ are the unitary vectors along u, v , and s , respectively.

It follows from (11) that $S_{\Delta N_e}^{3D}$ has to be evaluated in the LOS coordinate system, for $K_s=0$. It is then useful recalling in Figure 3 the geometry of the ionospheric turbulent irregularities in the (u, v, s) coordinate system. Particularly, γ is the angle between the LOS direction s and the Z axis that coincides with the local terrestrial magnetic field \vec{H}_0 . The orthogonal projection of \vec{H}_0 (or OZ) in the plane (u, v) transverse to the LOS makes an angle α_z with the direction (Ov) . The ψ angle is the angle between (OY) and its orthogonal projection in the plane (u, v) . The α_y angle is the angle between this orthogonal projection and the v axis.

From Figure 3, the derivation of $S_{\Delta N_e}^{3D}(K_u, K_v, K_s = 0)$ is conducted in Appendix A. It finally leads to

$$S_{\phi}^{2D}(K_u, K_v, K_s = 0) = 2\pi \left(\frac{r_e \lambda}{k_0}\right)^2 \delta s \alpha_x^{3-p} A_y A_z C_s \left(AK_u^2 + BK_v^2 + 2CK_u K_v + \frac{K_{os}^2}{\alpha_x^2} \right)^{-p/2} \quad (12)$$

where

$$\begin{aligned} A &= (\sin \gamma \cos \alpha_z \sin \psi + \cos \alpha_y \cos \psi \cos \gamma)^2 + A_y^2 \sin^2 \alpha_y \cos^2 \psi + A_z^2 \sin^2 \gamma \sin^2 \alpha_z \\ B &= (\cos \psi \sin \alpha_y \cos \gamma + \sin \psi \sin \alpha_z \sin \gamma)^2 + A_y^2 \cos^2 \psi \cos^2 \alpha_y + A_z^2 \sin^2 \gamma \cos^2 \alpha_z \\ C &= -(\sin \gamma \cos \alpha_z \sin \psi + \cos \alpha_y \cos \psi \cos \gamma)(\cos \psi \sin \alpha_y \cos \gamma + \sin \psi \sin \alpha_z \sin \gamma) \\ &\quad + A_y^2 \sin \alpha_y \cos^2 \psi \cos \alpha_y + A_z^2 \sin \alpha_z \sin^2 \gamma \cos \alpha_z \end{aligned} \quad (13)$$

Equation (12) defines the 2-D transverse spectrum that must be considered to generate the successive 2-D random phase screens $\phi(u, v)$ in (10), defining that way a 3-D PWE/2-D MPS iterative numerical scheme. Note that for 3-D PWE/2-D MPS, the value assigned to α_z is free since the transverse plane (u, v) is involved as a whole. For the sake of simplicity, one takes $\alpha_z=0^\circ$. When implementing (10), attention must be paid to the value assigned to the longitudinal step δs , the spatial dimension $L_u \times L_v$, and the resolution $\Delta u \times \Delta v$ of the transverse numerical phase screens in the (u, v) plane. Details on the sampling criteria for MPS application can be found in *Knepp* [1983], *Grimault* [1998], or *Fabbro and Féral* [2012]. Particularly, in compliance with *Knepp* [1983], adequate phase representation is assured if the dimensions L_u and L_v of the 2-D phase screens are at least 5 to 10 times larger than the ionospheric outer scale L_{os} . At the same time, to be representative of all the turbulent irregularities that are likely to occur in the ionospheric plasma, the phase screen resolution must be less than the inner scale l_{is} . Recalling that L_{os} can reach several tens of kilometers while l_{is} is of the order of a few meters in the ionosphere [*Yeh and Liu*, 1982; *Wheeler*, 2004a], it follows that the numerical implementation of the 3-D PWE/2-D MPS scheme comes up against transverse dimensions that might become prohibitive. The computational requirements are considerably reduced if one proceeds to a dimensional reduction 3-D/2-D to define a 2-D PWE/1-D MPS numerical scheme.

3.2. 2-D PWE/1-D MPS Numerical Scheme

The 2-D PWE/1-D MPS numerical scheme lies on the resolution of the Helmholtz scalar equation (8) in a longitudinal plane along the LOS. Clearly, this dimensional reduction is an approximation of the true three-dimensional geometry. Nevertheless, it is largely used in the literature to address transionospheric propagation issues [Béniguel and Hamel, 2011; Rogers et al., 2009] though never justified quantitatively. Particularly, if the variations with respect to the transverse direction v in Figure 3 are neglected, then (8) has to be solved in the longitudinal plane (u, s). In such conditions, the 2-D counterpart of the 3-D iterative solution (10) is given by [Fabbro and Féral, 2012]

$$E(u, s + \delta s) = e^{ik_0 \phi(u)} \int_{-\infty}^{+\infty} dk_u e^{i\sqrt{k_0^2 - k_u^2} \delta s} \left[\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} du E(u, s) e^{-ik_u u} \right] e^{ik_u u}, \quad (14)$$

where the transverse phase screen $\phi(u)$ is now a one-dimensional random process. Equation (7) in the LOS coordinate system (u, v, s) with a dimensional reduction along v —i.e. $\phi = \phi(u)$ in compliance with section 2—leads to $S_{\Delta N_e}^{2D}(K_u, K_s) = \int_{-\infty}^{+\infty} dK_v S_{\Delta N_e}^{3D}(K_u, K_v, K_s)$. Therefore, the power spectrum $S_{\phi}^{1D}(K_u)$ that must be considered for the generation of the successive random phase screens $\phi(u)$ in the iterative numerical scheme 2-D PWE/1-D MPS driven by (14) is now given by

$$\begin{aligned} S_{\phi}^{1D}(K_u) &= 2\pi \left(\frac{r_e \lambda}{k_0} \right)^2 \delta s S_{\Delta N_e}^{2D}(K_u, K_s = 0) = 2\pi \left(\frac{r_e \lambda}{k_0} \right)^2 \delta s \int_{-\infty}^{+\infty} dK_v S_{\Delta N_e}^{3D}(K_u, K_v, K_s = 0) \\ &= 2\pi \left(\frac{r_e \lambda}{k_0} \right)^2 \delta s a_X^{3-p} A_y A_z C_s \sqrt{\frac{\pi}{B}} \frac{\Gamma\left(\frac{p-1}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{p}{2}\right)} \left[\left(A - \frac{C^2}{B} \right) K_u^2 + \frac{K_{os}^2}{\sigma_X^2} \right]^{\frac{1-p}{2}}. \end{aligned} \quad (15)$$

with A , B , and C given by (13).

3.3. Numerical Evidences of the Consequences of the Dimensional Reduction

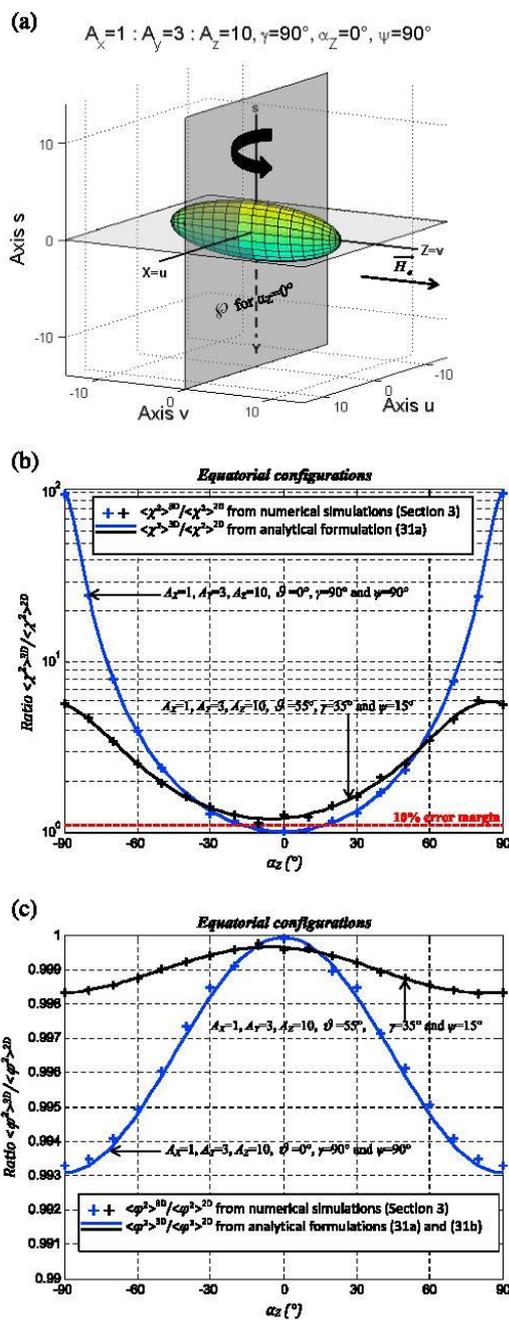
Some consequences of the dimensional reduction on the numerical prediction of the scintillation effects can now be illustrated from 3-D PWE/2-D MPS and 2-D PWE/1-D MPS simulations.

Whatever the numerical scheme, the stochastic nature of the ionospheric phase screens— $\phi(u, v)$ for 3-D PWE/2-D MPS or $\phi(u)$ for 2-D PWE/1-D MPS—makes random the 2-D or 1-D iterative solutions $E(u, v, s + \delta s)$ in (10) or $E(u, s + \delta s)$ in (14), respectively. Therefore, to assure the convergence of the statistical processes, the numerical evaluation of the 3-D (2-D) log-amplitude $\langle \chi^2 \rangle^{3D}$ ($\langle \chi^2 \rangle^{2D}$) and phase $\langle \varphi^2 \rangle^{3D}$ ($\langle \varphi^2 \rangle^{2D}$) variances of the electric field \vec{E} from a 3-D PWE/2-D MPS (2-D PWE/1-D MPS) scheme requires a Monte Carlo approach. Here $\langle \chi^2 \rangle^{3D}$ and $\langle \varphi^2 \rangle^{3D}$ are derived from 10 realizations of $E(u, v, s = 0)$ in the $N_u \times N_v = 2048 \times 2048$ transverse plane (Ruv), i.e., for transionospheric downlinks with a receiver R located at ground (10 Monte Carlo iterations are sufficient to insure a reasonable convergence of the statistical results). On the other hand, the 2-D PWE/1-D MPS numerical scheme is one dimensional and gives $N_u = 2048 \times 2048$ realizations of $E(u, s = 0)$ in the direction (Ru) transverse to the LOS. Therefore, for the sake of consistency with the 3-D statistical results, $\langle \chi^2 \rangle^{2D}$ and $\langle \varphi^2 \rangle^{2D}$ are derived from 10 Monte Carlo iterations.

Four typical downlink configurations that belong to weak scattering regime are considered (one can readily verify from (24) that the log-amplitude variances are all lower than 1). Two refer to low-latitude (or equatorial) configurations, where the Earth's magnetic field \vec{H}_o typically lays in a horizontal plane with respect to the terrestrial coordinate system (x, y, z), and the two others refer to high latitude (or polar) configurations, where the Earth's magnetic field lines are rather aligned with the local vertical z . Whatever the configuration, the radio link frequency is 1.5 GHz, a typical value for GNSS applications that operate in L band, while the ionospheric irregularities are supposed to be located in the F region, i.e., within an elevated layer of thickness $\Delta H = 50$ km at height $H = 350$ km above the ground. For the numerical implementation but without loss of generality, $\sigma_{\Delta N_e}^2 = 10^{20} \text{e}^2 \text{m}^{-6}$ and $a_X = 1$ in (12) or (15) while the outer scale L_{os} along the X axis of the geomagnetic coordinate system is supposed to be $L_{os} = L_{oX} = 5$ km. According to the anisotropic description of the ionospheric irregularities conducted in section 2, it follows that $L_{oY} = A_Y \times L_{oX}$ and $L_{oZ} = A_Z \times L_{oX}$.

Two equatorial configurations are first considered. At such latitudes, the ionospheric irregularities are highly elongated along the horizontal magnetic field lines: $A_z=10$ and $A_y=3$ are possible values (although they can reach much larger values up to $A_z=50$) and the spectral index p is fixed to $p=4$ [Béniguel and Hamel, 2011]. Additionally, if the LOS is vertical (link at nadir or zenith), then $\vartheta=0^\circ=0^\circ$, $\gamma=90^\circ$, and $\psi=90^\circ$ and the situation is depicted in Figure 4a. On the one hand, $\langle \chi^2 \rangle^{3D}$ and $\langle \varphi^2 \rangle^{3D}$ are derived from 3-D PWE/2-D MPS numerical simulations conducted in compliance with section 3.1. On the other hand, to evaluate the consequences of the dimensional reduction on the prediction of 3-D scintillation effects, $\langle \chi^2 \rangle^{2D}$ and $\langle \varphi^2 \rangle^{2D}$ are derived from 2-D PWE/1-D MPS numerical simulations conducted in compliance with section 3.2 along 19 successive longitudinal planes $\varphi=(u,s)$ referenced by 19 angular values of α_z . Due to the obvious symmetry of the problem along the LOS, we chose α_z to vary from -90° (i.e., $\varphi=(u,s)=(-Z,s)$) to 90° (i.e., $\varphi=(u,s)=(Z,s)$) with an angular step of 10° . As an example, Figure 4a shows the longitudinal

Figure 4. (a) Ionospheric irregularity ($A_x=1$, $A_y=3$, $A_z=10$) in the LOS coordinate system (u,v,s) for the first equatorial configuration $\vartheta=0^\circ$, $\gamma=90^\circ$, and $\psi=90^\circ$. The longitudinal plane φ is the vertical cross section for $\alpha_z=0^\circ$ along which one out of the 19 2-D PWE/1-D MPS simulations is conducted. The horizontal plane matches the plane (u,v) , transverse to the LOS. (b) Ratio of log-amplitude variances $\langle \chi^2 \rangle^{3D} / \langle \chi^2 \rangle^{2D}$ derived from 3-D and 2-D numerical simulations (+) as a function of the plane of dimensional reduction defined by α_z . The blue crosses refer to the first equatorial configuration depicted in Figure 4a, i.e., $A_x=1$, $A_y=3$, $A_z=10$, $\vartheta=0^\circ$, $\gamma=90^\circ$, and $\psi=90^\circ$ (link at nadir). The black crosses refer to the second equatorial configuration, i.e., $A_x=1$, $A_y=3$, $A_z=10$, $\vartheta=55^\circ$, $\gamma=35^\circ$, and $\psi=15^\circ$. For both configurations, the ratio $\mathfrak{R}_{\chi^2} = \langle \chi^2 \rangle^{3D} / \langle \chi^2 \rangle^{2D}$ derived in sections 4 and 5 from 3-D and 2-D analytical formulations (equation (31a)) is superimposed (blue and black full lines). (c) Same as Figure 4b but for phase variance ratio $\langle \varphi^2 \rangle^{3D} / \langle \varphi^2 \rangle^{2D}$. For both configurations, the ratio $\mathfrak{R}_{\varphi^2} = \langle \varphi^2 \rangle^{3D} / \langle \varphi^2 \rangle^{2D}$ derived in sections 4 and 5 from 3-D and 2-D analytical formulations (equation (31b)) is superimposed (blue and black full lines).



plane φ of dimensional reduction for $\alpha_Z = 0^\circ$ (i.e., $\varphi = (u,s) = (X,s)$). Finally, the consequences of the dimensional reduction are investigated numerically, through the ratios $\langle \chi^2 \rangle^{3D} / \langle \chi^2 \rangle^{2D}$ for log-amplitude variances and $\langle \varphi^2 \rangle^{3D} / \langle \varphi^2 \rangle^{2D}$ for phase variances, as a function of α_Z . The latter are reported (blue crosses) in Figures 4b and 4c, respectively. The same exercise has been conducted for a second typical equatorial configuration but which now departs from a vertical downlink, with $\vartheta = 55^\circ$ (implying $\gamma = 35^\circ$ since the magnetic field is here supposed to be horizontal) and $\psi = 15^\circ$. The numerical ratios $\langle \chi^2 \rangle^{3D} / \langle \chi^2 \rangle^{2D}$ and $\langle \varphi^2 \rangle^{3D} / \langle \varphi^2 \rangle^{2D}$ are also reported (black crosses) in Figures 4b and 4c.

Whatever the configuration, a first inspection of Figure 4b tells us that 2-D PWE/1-D MPS numerical schemes always underestimate 3-D log-amplitude variances in proportions that depend on the plane φ of dimensional reduction ($1 < \langle \chi^2 \rangle^{3D} / \langle \chi^2 \rangle^{2D} \leq 98.14$ depending on α_Z). To the contrary, Figure 4c tells us that 2-D numerical schemes slightly overestimate 3-D phase variances ($0.993 \leq \langle \varphi^2 \rangle^{3D} / \langle \varphi^2 \rangle^{2D} \leq 1$).

More specifically, from Figure 4b, and considering the equatorial configuration at nadir (blue crosses), the optimal plane φ to conduct the dimensional reduction is the one defined by $\alpha_Z = 0^\circ$ since $\langle \chi^2 \rangle^{3D} / \langle \chi^2 \rangle^{2D} = 1.014$, meaning that 2-D PWE/1-D MPS numerical scheme can be used to estimate 3-D log-amplitude variances with an error of 1.4%. Nevertheless, if one accepts an error of 10%—red dashed line in Figures 4b and 5b—then 2-D numerical schemes can be safely used for $|\alpha_Z|$ less than $\sim 20^\circ$. Above this angular domain, the dimensional reduction introduces an error that is a growing function of $|\alpha_Z|$, reaching $\langle \chi^2 \rangle^{3D} / \langle \chi^2 \rangle^{2D} \sim 98$ for $|\alpha_Z| = 90^\circ$. Therefore, and as commonly accepted in the literature from qualitative considerations [Rogers *et al.*, 2009], it can be concluded that 2-D PWE/1-D MPS numerical scheme can be safely used for equatorial configurations at nadir whenever the dimensional reduction is conducted for $\alpha_Z = 0^\circ$, i.e., along the longitudinal plane (u,s) with u across the Earth's magnetic field lines.

Yet from the second equatorial configuration which still considers highly anisotropic irregularities ($A_X = 1, A_Y = 3, A_Z = 10$) but which now departs from nadir ($\vartheta = 55^\circ$), Figure 4b shows that the optimal plane of dimensional reduction around $\alpha_Z = 0^\circ$ introduces an error of 27% ($\langle \chi^2 \rangle^{3D} / \langle \chi^2 \rangle^{2D} = 1.27$), i.e., well beyond the error margin arbitrarily fixed to 10%. Besides, $\langle \chi^2 \rangle^{3D} / \langle \chi^2 \rangle^{2D}$ reaches 6.01 for $\alpha_Z = 80^\circ$, leading to the conclusion that 2-D MPS/1-D PWE numerical schemes cannot be used to predict log-amplitude variances for this second equatorial configuration.

On the other hand, Figure 4c shows that the prediction of phase variances from 2-D numerical schemes is far less sensitive to the plane φ of dimensional reduction. Indeed, for the equatorial configuration at nadir, the phase variance ratio $\langle \varphi^2 \rangle^{3D} / \langle \varphi^2 \rangle^{2D}$ varies from ~ 0.993 for $|\alpha_Z| = 90^\circ$ to ~ 1 for $\alpha_Z = 0^\circ$. For the second equatorial configuration, its variations reduce from ~ 0.998 to ~ 1 . Therefore, for these two equatorial configurations, it can be concluded that 2-D numerical schemes can be safely used to compute 3-D phase variances.

Now two polar configurations are considered. At high latitudes, the orientation and the morphology of the ionospheric irregularities differ significantly from the ones at the equator [Wheelon, 2004a; Livingston *et al.*, 1982]. First, the magnetic field lines are open and tend to be oriented close to the local vertical. Second, sheet-like ionospheric irregularities with axial ratios $1:A_Z:A_Z$ —i.e., isotropic in the plane (Y,Z) related to the geomagnetic coordinate system—field-aligned rods $1:1:A_Z$ —i.e., isotropic in the (X,Y) plane—or even intermediate structures such as plasma wings $1:A_Y:A_Z$ are frequent at such latitudes [Livingston *et al.*, 1982; Gola *et al.*, 1992].

Therefore, in compliance with Livingston *et al.* [1982], the first polar configuration considers sheet-like ionospheric irregularities with axial ratios $A_X = 1, A_Y = 5$, and $A_Z = 5$ and spectral index $p = 4.2$. Additionally, $\vartheta = 30^\circ, \gamma = 20^\circ, \psi = 15^\circ$, and the situation is illustrated in Figure 5a in the LOS coordinate system. The second polar configuration refers to plasma wings, with $A_X = 1, A_Y = 2, A_Z = 6, p = 3.6$ and $\vartheta = 40^\circ, \gamma = 5^\circ, \psi = 0^\circ$. For the two polar configurations, 3-D PWE/2-D MPS and 2-D PWE/1-D MPS numerical simulations are conducted to finally derive the ratios $\langle \chi^2 \rangle^{3D} / \langle \chi^2 \rangle^{2D}$ and $\langle \varphi^2 \rangle^{3D} / \langle \varphi^2 \rangle^{2D}$. They are reported in Figures 5b and 5c, respectively.

For the first polar configuration, to predict 3-D log-amplitude variances from 2-D numerical schemes, Figure 5b (blue crosses) shows that the dimensional reduction must not be conducted along the plane $\varphi = (u,s)$ with u across the Earth's magnetic field lines. Indeed, unlike equatorial configurations, the log-amplitude ratio $\langle \chi^2 \rangle^{3D} / \langle \chi^2 \rangle^{2D}$ reaches 1.77 (i.e., error of 77%) for $\alpha_Z = 0^\circ$. Now for $\alpha_Z = -40^\circ$, the log-amplitude ratio reaches its lowest value $\langle \chi^2 \rangle^{3D} / \langle \chi^2 \rangle^{2D} = 1.10$. Therefore, 2-D PWE/1-D MPS numerical scheme can be

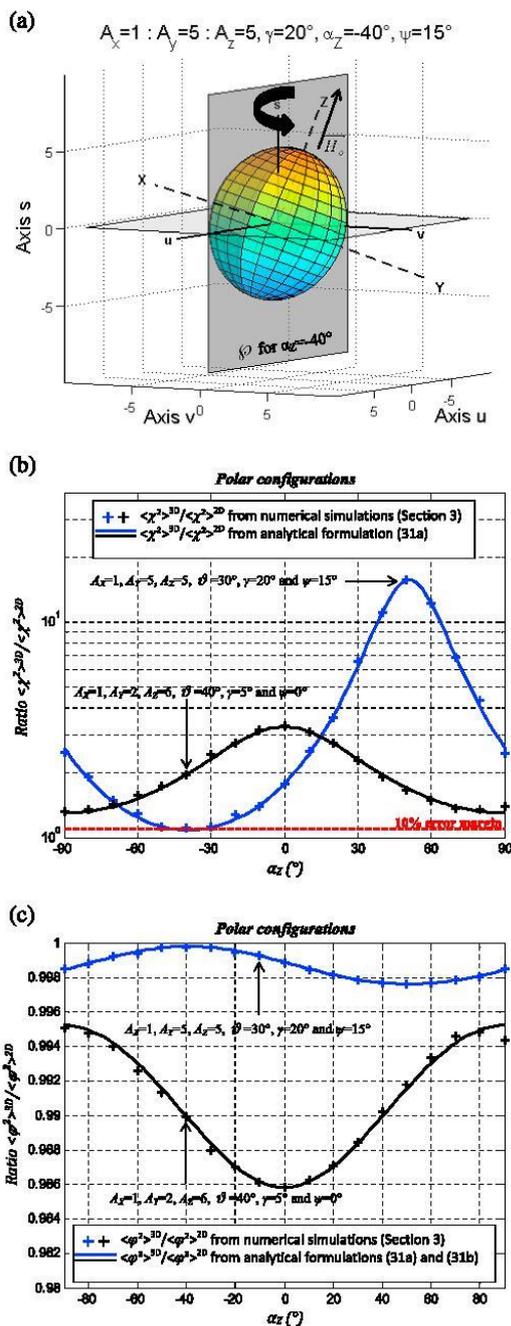
safely used to estimate 3-D log-amplitude variances (error of 10%) provided that the dimensional reduction is conducted along the longitudinal plane φ defined by $\alpha_Z \approx -40^\circ$. Besides, Figure 5b (blue crosses) also shows that if $\alpha_Z = 50^\circ$, then the use of a 2-D numerical scheme is prohibited since $\langle \chi^2 \rangle^{3D} / \langle \chi^2 \rangle^{2D} = 15$.

As for the second polar configuration, Figure 5b (black crosses) shows that $\langle \chi^2 \rangle^{3D} / \langle \chi^2 \rangle^{2D}$ varies from ~ 1.32 for $|\alpha_Z| = 90^\circ$ to 3.28 for $\alpha_Z = 0^\circ$, i.e., well beyond the 10% error margin. It follows that for this second polar configuration, 2-D numerical scheme cannot be used to predict 3-D log-amplitude variances.

The situation changes for the prediction of 3-D phase variances. Indeed, in compliance with Figure 5c, whatever the polar configuration, $\langle \varphi^2 \rangle^{3D} / \langle \varphi^2 \rangle^{2D}$ varies from ~ 0.986 to ~ 1 , i.e., well below the 10% error margin. Therefore, for these two polar configurations, it can be concluded that 2-D numerical schemes can be safely used to compute 3-D phase variances.

Intuitively, as suggested by Figures 4 and 5, the ability of 2-D numerical schemes

Figure 5. (a) Ionospheric irregularity ($A_X = 1$, $A_Y = 5$, $A_Z = 5$) in the LOS coordinate system (u, v, s) for the first polar configuration $\vartheta = 30^\circ$, $\gamma = 20^\circ$, and $\psi = 15^\circ$. The longitudinal plane φ is the vertical cross section for $\alpha_Z = -40^\circ$ along which one out of the 19 2-D PWE/1-D MPS simulations is conducted. The horizontal plane matches the plane (u, v) , transverse to the LOS. (b) Ratio of log-amplitude variances $\langle \chi^2 \rangle^{3D} / \langle \chi^2 \rangle^{2D}$ derived from 3-D and 2-D numerical simulations (+) as a function of the plane of dimensional reduction defined by α_Z . The blue crosses refer to the first polar configuration depicted in Figure 5a, i.e., $A_X = 1$, $A_Y = 5$, $A_Z = 5$, $\vartheta = 30^\circ$, $\gamma = 20^\circ$, $\psi = 15^\circ$, and $p = 4.2$. The black crosses refer to the second polar configuration, i.e., $A_X = 1$, $A_Y = 2$, $A_Z = 6$, $\vartheta = 40^\circ$, $\gamma = 5^\circ$, $\psi = 0^\circ$, and $p = 3.6$. For both configuration, the ratio $\mathfrak{R}_\chi = \langle \chi^2 \rangle^{3D} / \langle \chi^2 \rangle^{2D}$ derived in sections 4 and 5 from 3-D and 2-D analytical formulations (equation (31a)) is superimposed (blue and black full lines). (c) Same as Figure 5b but for phase variance ratio $\langle \varphi^2 \rangle^{3D} / \langle \varphi^2 \rangle^{2D}$. For both configurations, the ratio $\mathfrak{R}_\varphi = \langle \varphi^2 \rangle^{3D} / \langle \varphi^2 \rangle^{2D}$ derived in sections 4 and 5 from 3-D and 2-D analytical formulations (equation (31b)) is superimposed (blue and black full lines).



to predict 3-D ionospheric effects should be related to the cross section of the ionospheric irregularities in the plane (u, v) transverse to the LOS. But when the situation departs from canonical configurations which the simplest (though widely used in the literature) is the equatorial radio link at nadir through highly anisotropic irregularities ($A_z = \infty$), then 2-D PWE/1-D MPS numerical schemes depend on a variety of parameters (altitude H and thickness ΔH of the ionospheric layer, irregularity axial ratios A_x, A_y, A_z , spectral index p , outer scale L_{os} , angular characteristics of the radio link $\vartheta, \gamma, \psi, \dots$) that make impossible the quantitative interpretation of the validity of dimensional reduction.

Obviously, a numerical analysis of the consequences of the dimensional reduction such as the one conducted in this section only from four canonical configurations is clearly insufficient since not general: an analytical framework is required to quantitatively assess the 3-D/2-D ratios of log-amplitude and phase variances whatever the polar, equatorial, or even midlatitude morphology of the ionospheric irregularities, whatever their orientation, and whatever the radio link configuration. This analytical framework would allow the optimal plane φ of dimensional reduction to be defined (if exists), and (if not) the correction factor that has to be applied to log-amplitude and phase variances derived from 2-D numerical simulations to be quantified. These analytical derivations are conducted in section 4.

4. 3-D and 2-D Analytical Derivations of Log-Amplitude and Phase Variances

4.1. 3-D Analytical Derivations Under Weak Scattering Assumption

The Helmholtz propagation in equation (8) has now to be solved analytically. Under weak scattering assumption (Rytov approximation [Rytov *et al.*, 1989]), the electric field E at the receiver is given by [Fabbro and Féral, 2012]

$$E(\vec{R}) = E_0(\vec{R}) e^{\Psi_1(\vec{R})}, \quad (16)$$

$$\Psi_1(\vec{R}) = -2k_0^2 \iiint_{-\infty}^{+\infty} d^3r G^{3D}(\vec{R}, \vec{r}) \Delta n(\vec{r}) \frac{E_0(\vec{r})}{E_0(\vec{R})}, \quad (17)$$

where E_0 is the scalar component of the unperturbed incident electric field and Ψ_1 is the first term of the Rytov expansion [Wheeler, 2004b]. $G^{3D}(\vec{R}, \vec{r})$ is the free space three-dimensional Green's function; $\vec{R} \equiv (0, 0, 0)$ and $\vec{r} \equiv (u, v, s)$ represent the receiver location (supposed to be at ground) and the scattering eddy position in the LOS coordinate system, respectively.

From equations (16) and (17), the log-amplitude fluctuation at the receiver $\chi(\vec{R}) = \ln \left| \frac{E(\vec{R})}{E_0(\vec{R})} \right|$ is related to

the real part $\Re[\Psi_1(\vec{R})]$ of Ψ_1 , while the phase fluctuation $\varphi(\vec{R})$ of the signal is related to the imaginary part $\Im[\Psi_1(\vec{R})]$ [Fabbro and Féral, 2012]. For plane waves, the classical three-dimensional expressions for log-amplitude and phase variances [Wheeler, 2004b] are now given in the LOS by

$$\langle \chi^2 \rangle^{3D} = (2\pi\lambda^2 r_e^2 \Delta H \sec \vartheta) \iiint_{-\infty}^{+\infty} dK_u dK_v S_{\Delta N_e}^{3D}(K_u, K_v, 0) F_{\chi}^{3D}(K_u, K_v), \quad (18a)$$

$$\langle \varphi^2 \rangle^{3D} = (2\pi\lambda^2 r_e^2 \Delta H \sec \vartheta) \iiint_{-\infty}^{+\infty} dK_u dK_v S_{\Delta N_e}^{3D}(K_u, K_v, 0) F_{\varphi}^{3D}(K_u, K_v), \quad (18b)$$

where the irregularity spectrum $S_{\Delta N_e}^{3D}$ is written in the (u, v, s) coordinate system and the 3-D filtering functions for log-amplitude $F_{\chi}^{3D}(K_u, K_v)$ and phase $F_{\varphi}^{3D}(K_u, K_v)$ are given by

$$F_{\chi}^{3D}(K_u, K_v) = \frac{1}{2} \left\{ 1 - \text{sinc} \left[\frac{\Delta H \sec \vartheta (K_u^2 + K_v^2)}{2k_0} \right] \cos \left[\frac{H \sec \vartheta (K_u^2 + K_v^2)}{k_0} \left(1 + \frac{\Delta H}{2H} \right) \right] \right\}, \quad (18c)$$

$$F_{\varphi}^{3D}(K_u, K_v) = 1 - F_{\chi}^{3D}(K_u, K_v), \quad (18d)$$

with $\text{sinc}(x) = \sin(x)/x$.

It follows from equations (18a), (18b), (18c), (18d) and the Appendix A that

$$\langle \chi^2 \rangle^{3D} = (2\pi\lambda^2 r_e^2 \Delta H \sec \vartheta) \left(a_x^{3-p} A_Y A_Z C_S \right) \int_{-\infty}^{+\infty} dK_u dK_v (AK_u^2 + BK_v^2 + 2CK_u K_v + K_{os}^2/a_x^2)^{-p/2} \frac{1}{2} \left\{ 1 - \operatorname{sinc} \left[\frac{\Delta H \sec \vartheta (K_u^2 + K_v^2)}{2k_o} \right] \cos \left[\frac{H \sec \vartheta (K_u^2 + K_v^2)}{k_o} \left(1 + \frac{\Delta H}{2H} \right) \right] \right\} \quad (19a)$$

$$\langle \varphi^2 \rangle^{3D} = (2\pi\lambda^2 r_e^2 \Delta H \sec \vartheta) \left(a_x^{3-p} A_Y A_Z C_S \right) \int_{-\infty}^{+\infty} dK_u dK_v (AK_u^2 + BK_v^2 + 2CK_u K_v + K_{os}^2/a_x^2)^{-p/2} - \langle \chi^2 \rangle^{3D} \quad (19b)$$

Whatever their orientation, the cross section of the ellipsoidal ionospheric irregularities in the plane (u, v) transverse to the LOS defines ellipses. This suggests the first change of variables $K_u = K_u' \cos \varepsilon - K_v' \sin \varepsilon$, $K_v = K_u' \sin \varepsilon + K_v' \cos \varepsilon$ in equations (19a) and (19b), where primes now refer to the ellipse main axis. Note that $K_u^2 + K_v^2 = K_u'^2 + K_v'^2$. In such conditions, the Jacobian of the transformation is one and provided that $\varepsilon = 0.5 \times \tan^{-1} [2C/(A - B)]$; one shows after some manipulations that $AK_u^2 + BK_v^2 + 2CK_u K_v = A'K_u'^2 + B'K_v'^2$ with

$$A' = \left(A + \frac{2C^2}{A-B} \right) - \sin^2 \varepsilon \left(A - B + \frac{4C^2}{A-B} \right), \quad (20a)$$

$$B' = A + B - A', \quad (20b)$$

$$\tan(2\varepsilon) = 2C/(A - B), \quad (20c)$$

where A' and B' now refer to the ellipse principal axis supported by the transverse axes u' and v' , respectively. Parameter ε is the angle between the axes u and u' ; it refers to the ellipse orientation. Additionally, it can be verified after some manipulations that $B = A' \sin^2 \varepsilon + B' \cos^2 \varepsilon$, $A = A' \cos^2 \varepsilon + B' \sin^2 \varepsilon$, and $2C = (A' - B') \sin 2\varepsilon$. In the case where $A = B$, $A' = A$, and $B' = B$.

Recalling that $\int_{K=0}^{+\infty} dK.K.(K^2 + K_{os}^2/a_x^2)^{-p/2} = \frac{(K_{os}/a_x)^{2-p}}{(p-2)}$ holds for $p > 2$, the second change of variable $\sqrt{A'}K_u' = K \cos \beta$, $\sqrt{B'}K_v' = K \sin \beta$ finally leads to

$$\langle \chi^2 \rangle^{3D} = (2\pi\lambda^2 r_e^2 \Delta H \sec \vartheta) \left(a_x^{3-p} A_Y A_Z C_S \right) (A'B')^{-1/2} \int_{\beta=0}^{2\pi} d\beta \int_{K=0}^{+\infty} dK.K.(K^2 + K_{os}^2/a_x^2)^{-p/2} \frac{1}{2} \left\{ 1 - \operatorname{sinc} \left[\frac{\Delta H \sec \vartheta}{2k_o} K^2 \left(\frac{\cos^2 \beta}{A'} + \frac{\sin^2 \beta}{B'} \right) \right] \cos \left[\frac{H \sec \vartheta}{k_o} K^2 \left(\frac{\cos^2 \beta}{A'} + \frac{\sin^2 \beta}{B'} \right) \left(1 + \frac{\Delta H}{2H} \right) \right] \right\}, \quad (21)$$

and

$$\langle \varphi^2 \rangle^{3D} = \left\{ (4\pi^2 \lambda^2 r_e^2 \Delta H \sec \vartheta) (a_x A_Y A_Z C_S) (A'B')^{-1/2} \frac{K_{os}^{2-p}}{(p-2)} \right\} - \langle \chi^2 \rangle^{3D}. \quad (22)$$

Equation (22) gives the 3-D formulation of the phase variance. To go further with (21), some simplifying assumptions must be laid. First, in compliance with *Wheelon* [2004b], the thickness ΔH of the ionospheric layer responsible for the scintillation effects is about a few tens of kilometers, while its altitude H is about some hundreds of kilometers (E or F regions). In such conditions, the thin-layer approximation $\Delta H \ll 2H$ holds and $\frac{\pi}{\sqrt{\Delta H \sec \vartheta}} \left(\frac{\cos^2 \beta}{A'} + \frac{\sin^2 \beta}{B'} \right)^{-0.5} \left(1 + \frac{\Delta H}{2H} \right)^{-0.5} = K_{\cos} \ll \frac{2\pi}{\sqrt{\Delta H \sec \vartheta}} \left(\frac{\cos^2 \beta}{A'} + \frac{\sin^2 \beta}{B'} \right)^{-0.5} = K_{\text{sinc}}$, where K_{\cos} and K_{sinc} refer to the lowest K value for which \cos and sinc in (21) are equal to 0, respectively. Therefore, for $K \ll K_{\cos}$, $F_z^{3D}(K, \beta)$ in (21) is essentially zero.

On the other hand, for GNSS signals in L band, the Fresnel length $L_f = \sqrt{\lambda H \sec \vartheta}$ is about a few tens/hundreds of meters depending on the zenithal angle ϑ . Recalling that the outer scale L_{os} of the ionospheric

irregularities reaches several kilometers, it follows that $L_f \ll L_{os}$ so that $K_f = \frac{2\pi}{L_f} \gg K_{os}$, meaning that Fresnel (or diffraction) regime is established [Fabbro and Féral, 2012]. In such conditions, $K_{os} \ll K_{cos}$, and K_{os}/a_x that appears in the expression of $S_{\Delta N_e}^{3D}$ can be safely neglected in the integral (21) that now reduces to

$$\langle \chi^2 \rangle^{3D} = (2\pi\lambda^2 r_e^2 \Delta H \sec \vartheta) \left(a_x^{3-p} A_y A_z C_S \right) (A'B')^{-1/2} \int_{\beta=0}^{2\pi} d\beta \int_{K=0}^{+\infty} dK K^{1-p} \sin^2 \left[\frac{H \sec \vartheta}{2k_o} K^2 \left(\frac{\cos^2 \beta}{A'} + \frac{\sin^2 \beta}{B'} \right) \right]. \quad (23)$$

Now for $2 < p < 6$, the identity $\int_{K=0}^{+\infty} dK K^{1-p} \sin^2(aK^2) = \frac{a^{p/2-1} \sqrt{\pi}}{4(p/2-1)} \frac{\Gamma(3/2-p/4)}{\Gamma(p/4)}$ holds. Besides, it can be verified that $\int_{\beta=0}^{2\pi} d\beta \left(\frac{\cos^2 \beta}{A'} + \frac{\sin^2 \beta}{B'} \right)^{p/2-1} = 2\pi (A')^{1/2} (B')^{(1-p)/2} {}_2F_1(p/2, 1/2; 1; 1 - A'/B')$, where ${}_2F_1(a, b; c; z)$ is the Gauss hypergeometric function. In such conditions, equation (23) finally reduces to

$$\langle \chi^2 \rangle^{3D} = 2^{2-p} \pi^{(7-p)/2} \lambda^{p/2+1} r_e^2 (\Delta H \sec \vartheta) (H \sec \vartheta)^{p/2-1} \left(a_x^{3-p} A_y A_z C_S \right) \frac{\Gamma(3/2-p/4)}{(p/2-1)\Gamma(p/4)} (B')^{-p/2} {}_2F_1(p/2, 1/2; 1; 1 - A'/B'). \quad (24)$$

4.2. 2-D Analytical Derivations Under Weak Scattering Assumption

To quantitatively assess the scintillation prediction errors potentially introduced by 2-D propagation schemes, 2-D counterparts of 3-D formulations (22) and (24) are required. Therefore, the scalar differential equation (8) has now to be solved in the longitudinal plane (u, s) so that now $\vec{r} \equiv (u, s)$, $\Delta n(\vec{r}, t) \equiv \Delta n(u, s, t)$, and $\vec{K} \equiv (K_u, K_v)$ and (17) becomes

$$\Psi_1(\vec{R}) = -2k_o^2 \iint_{-\infty}^{+\infty} d^2 r G^{2D}(\vec{R}, \vec{r}) \Delta n(\vec{r}) \frac{E_0(\vec{r})}{E_0(\vec{R})}, \quad (25)$$

where $G^{2D} = \frac{1}{4} H_0^{(1)}[k_o \|\vec{r}\|]$ is the 2-D Green function and $H_0^{(1)}$ is the first kind zero-order Hankel function. From Fabbro and Féral [2012], after some manipulations, the 2-D log-amplitude and phase variances emerge:

$$\langle \chi^2 \rangle^{2D} = (2\pi\lambda^2 r_e^2 \Delta H \sec \vartheta) \iint_{-\infty}^{+\infty} dK_u dK_v S_{\Delta N_e}^{3D}(K_u, K_v, 0) F_{\chi}^{3D}(K_u, 0), \quad (26a)$$

$$\langle \varphi^2 \rangle^{2D} = (2\pi\lambda^2 r_e^2 \Delta H \sec \vartheta) \iint_{-\infty}^{+\infty} dK_u dK_v S_{\Delta N_e}^{3D}(K_u, K_v, 0) F_{\varphi}^{3D}(K_u, 0). \quad (26b)$$

As expected, equations (18a) and (18b) and their 2-D counterparts (26a) and (26b) match as long as $K_v = \frac{2\pi}{L_v} \ll K_u = \frac{2\pi}{L_u}$. Therefore, and as suggested in section 3 from numerical simulations, the 3-D to 2-D reduction along the longitudinal plane (u, s) holds whenever the cross section L_u of the ionospheric irregularity along u axis is far smaller than its cross section L_v along the v axis disregarded by the dimensional reduction.

Besides, a close inspection of equation (18c) tells us that whatever the irregularity wave number $|\vec{K}| = \sqrt{K_u^2 + K_v^2}$, $F_{\chi}^{3D}(K_u, K_v)$ departs from 0 and crosses its asymptotic value 0.5 for the first time more rapidly than $F_{\chi}^{3D}(K_u, 0)$. Recalling that the spectrum of electron-density fluctuations $S_{\Delta N_e}^{3D}(|\vec{K}|)$ is a decreasing function of $|\vec{K}|$, it follows that $\langle \chi^2 \rangle^{2D}$ in (26a) is expected to be lower than $\langle \chi^2 \rangle^{3D}$ in (18a) and the dimensional reduction should lead to an underestimation of the log-amplitude variances. Similarly, since $F_{\varphi}^{3D}(K_u, K_v) = 1 - F_{\chi}^{3D}(K_u, K_v)$, (18b) compared to (26b) suggests that the 3-D/2-D reduction might lead to an overestimation of the phase variances. This qualitative analysis of the consequences of the dimensional reduction supports the numerical results obtained in section 3 from four specific configurations, where underestimation of log-amplitude variances and overestimation of phase variances were reported in Figures 4 and 5 whatever the transionospheric radio link. This behavior will be confirmed and generalized whatever the radio link configuration in section 5, from the analytical derivations of the log-amplitude $\mathfrak{R}_{\chi} = \langle \chi^2 \rangle^{3D} / \langle \chi^2 \rangle^{2D}$ and phase $\mathfrak{R}_{\varphi} = \langle \varphi^2 \rangle^{3D} / \langle \varphi^2 \rangle^{2D}$ ratios.

Now it follows from (26a), (26b) and Appendix A that

$$\langle \chi^2 \rangle^{2D} = (2\pi\lambda^2 r_e^2 \Delta H \sec \vartheta) (a_x^{3-p} A_Y A_Z C_S) \int_{-\infty}^{+\infty} dK_U dK_V (AK_U^2 + BK_V^2 + 2CK_U K_V + K_{OS}^2/a_x^2)^{-p/2} \frac{1}{2} \left\{ 1 - \text{sinc} \left[\frac{\Delta H \sec \vartheta K_U^2}{2k_o} \right] \cos \left[\frac{H \sec \vartheta K_U^2}{k_o} \left(1 + \frac{\Delta H}{2H} \right) \right] \right\}, \quad (27)$$

$$\langle \phi^2 \rangle^{2D} = \left\{ (4\pi^2 \lambda^2 r_e^2 \Delta H \sec \vartheta) (a_x A_Y A_Z C_S) (A'B')^{-1/2} \frac{K_{OS}^{2-p}}{(p-2)} \right\} - \langle \chi^2 \rangle^{2D}. \quad (28)$$

In compliance with section 4.1, in Fresnel regime and assuming that the thin-layer approximation $\Delta H \ll 2H$ holds, the successive change of variables $K_U = K_{U'} \cos \varepsilon - K_{V'} \sin \varepsilon$, $K_V = K_{U'} \sin \varepsilon + K_{V'} \cos \varepsilon$ with $\tan(2\varepsilon) = 2C/(A-B)$ and $\sqrt{A}K_{U'} = K \cos \beta$, $\sqrt{B}K_{V'} = K \sin \beta$ now lead to

$$\langle \chi^2 \rangle^{2D} = (2^{1-p} \pi^{(5-p)/2} \lambda^{p/2+1} r_e^2 \Delta H \sec \vartheta) (a_x^{3-p} A_Y A_Z C_S) (A'B')^{-1/2} (H \sec \vartheta)^{p/2-1} \frac{\Gamma(3/2 - p/4)}{(p/2 - 1)\Gamma(p/4)} \int_{\beta=0}^{2\pi} d\beta \left| \frac{\cos \beta \cos \varepsilon}{\sqrt{A'}} - \frac{\sin \beta \sin \varepsilon}{\sqrt{B'}} \right|^{p-2}. \quad (29)$$

Considering the identity $\int_0^{2\pi} f(p \cos x + q \sin x) dx = 2 \int_0^\pi f(\sqrt{p^2 + q^2} \cos x) dx$, the integral in (29) leads to

$$4 \left(\frac{\cos^2 \varepsilon + \frac{\sin^2 \varepsilon}{B'}}{A'} \right)^{p/2-1} \int_{\beta=0}^{\pi/2} d\beta \cos^{p-2} \beta = \left(\frac{\cos^2 \varepsilon + \frac{\sin^2 \varepsilon}{B'}}{A'} \right)^{p/2-1} 2^{p-1} \frac{[\Gamma(p/2-1/2)]^2}{\Gamma(p-1)}. \quad \text{Recalling that } B = A' \sin^2 \varepsilon + B' \cos^2 \varepsilon,$$

the 2-D counterparts of (24) emerges:

$$\langle \chi^2 \rangle^{2D} = \left(\pi^{(5-p)/2} \lambda^{p/2+1} r_e^2 \Delta H \sec \vartheta \right) (a_x^{3-p} A_Y A_Z C_S) (H \sec \vartheta)^{p/2-1} \frac{\Gamma(3/2 - p/4)}{(p/2 - 1)\Gamma(p/4)} \frac{[\Gamma(p/2 - 1/2)]^2}{\Gamma(p-1)} B^{p/2-1} (A'B')^{(1-p)/2}. \quad (30)$$

5. Validity of the 3-D to 2-D Reduction

From the 3-D analytical formulations (22) and (24) and their 2-D counterparts (28) and (30), the validity of the dimensional reduction to predict log-amplitude and phase variances is quantitatively assessed through the ratios \mathfrak{R}_χ and \mathfrak{R}_ϕ :

$$\mathfrak{R}_\chi = \frac{\langle \chi^2 \rangle^{3D}}{\langle \chi^2 \rangle^{2D}} = \frac{\pi}{2^{p-2}} \frac{\Gamma(p-1)}{[\Gamma(p/2 - 1/2)]^2} \left(\frac{A'}{B'} \right)^{(p-1)/2} \left[1 + \left(\frac{A'}{B'} - 1 \right) \sin^2 \varepsilon \right]^{1-p/2} {}_2F_1(p/2, 1/2; 1; 1 - A'/B'), \quad (31a)$$

$$\mathfrak{R}_\phi = \frac{\langle \phi^2 \rangle^{3D}}{\langle \phi^2 \rangle^{2D}} = \frac{\phi - R_\chi}{\phi - 1}, \quad (31b)$$

$$\phi = \frac{a_x^{p-2}}{(2\sqrt{\pi})^{p-3}} \left(\frac{L_{OS}}{\sqrt{\lambda} H \sec \vartheta} \right)^{p-2} \frac{\Gamma(p-1)\Gamma(p/4)}{\Gamma(3/2 - p/4)[\Gamma(p/2 - 1/2)]^2} \left(\frac{A'B'}{B} \right)^{p/2-1}. \quad (31c)$$

From equations (13) and (20a), (20b), (20c), the analytical formulations (31a), (31b), (31c) are implemented as a function of the plane (u, s) of dimensional reduction defined by α_z for the four polar and equatorial configurations described in section 3.3. The results are reported (full lines) in Figures 4b and 5b for \mathfrak{R}_χ and in Figures 4c and 5c for \mathfrak{R}_ϕ . The average value of the relative error between \mathfrak{R}_χ given by (31a) and the 19 numerical ratios reported in Figure 4b (crosses) is equal to 2.38% and 2.12% for the first and second equatorial configuration, respectively. These values become 2.55% and 1.94% for the first and second polar radio links reported in Figure 5b. As for \mathfrak{R}_ϕ given by (31b), the average value of the relative error with respect to the numerical ratios is equal to 0.016% and 0.002% (0.003% and 0.022%) for the first and second equatorial (polar) configuration reported in Figure 4c (Figure 5c).

It can then be concluded that equations (31a), (31b), (31c) match satisfactorily the log-amplitude and phase variance ratios derived in section 3.3 from 3-D PWE/2-D MPS and 2-D PWE/1-D MPS numerical simulations, validating that way the analytical framework developed in section 4.

As mentioned in section 4, A' and B' are the principal axis of the ellipse along u' and v' , respectively. They result from the elliptical cross section of the ionospheric irregularities in the plane (u, v) transverse to the LOS. Clearly, $0 < A'/B' < +\infty$. ε is the angle between the axis u and u' . It refers to the ellipse orientation.

Particularly, as long as $A' \leq B'$, a close inspection of the variations of (31a) with respect to ε shows that $\mathfrak{R}_\chi(A'/B', \varepsilon)$ increases in the range $0 \leq \varepsilon \leq \pi/2$ from $\mathfrak{R}_\chi(A'/B', \varepsilon=0)$ to $\mathfrak{R}_\chi(A'/B', \varepsilon=\pi/2)$ and then decreases to $\mathfrak{R}_\chi(A'/B', \varepsilon=\pi) = \mathfrak{R}_\chi(A'/B', \varepsilon=0)$. Therefore, as long as $A' \leq B'$, the optimal plane to conduct a dimensional reduction is $(u, s) = (u', s)$, i.e., with u along the minor axis A' . In such conditions, the error related to the dimensional reduction is minimal and is quantitatively assessed by $\mathfrak{R}_\chi(A'/B', \varepsilon=0)$. On the other hand, when $A' > B'$, $\mathfrak{R}_\chi(A'/B', \varepsilon)$ decreases from $\mathfrak{R}_\chi(A'/B', \varepsilon=0)$ to $\mathfrak{R}_\chi(A'/B', \varepsilon=\pi/2)$ and then increases to $\mathfrak{R}_\chi(A'/B', \varepsilon=\pi) = \mathfrak{R}_\chi(A'/B', \varepsilon=0)$. Here the optimal plane to conduct the dimensional reduction is $(u, s) = (v', s)$, i.e., with u along the ellipse minor axis that now matches with B' , with an error given by $\mathfrak{R}_\chi(A'/B', \varepsilon=\pi/2)$.

Now it can be verified from (31a) that whatever the value of A'/B' in the range $]0, +\infty[$, $\mathfrak{R}_\chi(A'/B', \varepsilon=0) \geq 1$ and $\mathfrak{R}_\chi(A'/B', \varepsilon=\pi/2) \geq 1$, leading to the conclusion that the dimensional reduction always leads to an underestimation of the scintillation effects in terms of log-amplitude variances. In such conditions, it follows from (31b) that $\mathfrak{R}_\phi \leq 1$: the dimensional reduction always introduces an overestimation of the phase variances. These results were suggested in section 3 from numerical simulations on four specific radio link configurations and were intuitively anticipated in section 4 from qualitative considerations. They are now formally established from analytical derivations. Besides, for transionospheric radio links, Fresnel regime is established so that $\sqrt{\lambda H \sec \bar{\theta}} \ll L_{\text{os}}$. It follows from (31c) and (31b) that the overestimation of \mathfrak{R}_ϕ is expected to be weak and 2-D numerical simulations should be safely used to assess 3-D ionospheric scintillation effects in terms of phase variances.

This conclusion does not hold for the prediction of log-amplitude variances from 2-D PWE/1-D MPS numerical schemes.

Indeed, even if the plane (u, s) is optimally defined, the dimensional reduction is still likely to introduce an error which minimal value is $\mathfrak{R}_\chi(A'/B', \varepsilon=0)$ if $A' \leq B'$, or $\mathfrak{R}_\chi(A'/B', \varepsilon=\pi/2)$ if $A' > B'$. Now it can be verified that $\mathfrak{R}_\chi(A'/B', \varepsilon=0)$ and $\mathfrak{R}_\chi(A'/B', \varepsilon=\pi/2)$ tend to be one for $A'/B' \ll 1$ and for $A'/B' \gg 1$, respectively. In such conditions, \mathfrak{R}_ϕ in (31b) tends also to be one and the dimensional reduction holds for the prediction of log-amplitude and phase variances in the presence of highly anisotropic ionospheric irregularities ($A' = +\infty$ or $B' = +\infty$).

For mathematical convenience, it is then useful considering the specific value $p=4$ of the spectral index [Béniguel and Hamel, 2011]. In such conditions, ${}_2F_1(p/2, 1/2; 1; 1 - A'/B')$ in (31a) reduces to $0.5[(A'/B')^{-1/2} + (A'/B')^{-3/2}]$, and since $B = A' \sin^2 \varepsilon + B' \cos^2 \varepsilon$, equations (31a), (31b), (31c) become

$$\mathfrak{R}_\chi = \frac{A' + B'}{B} = \frac{A + B}{B} = 1 + \frac{A}{B}. \quad (32a)$$

$$\mathfrak{R}_\phi = \frac{\phi - \mathfrak{R}_\chi}{\phi - 1} = 1 - \frac{A}{B(\phi - 1)}, \quad (32b)$$

$$\phi = \left(\frac{2a_\chi}{\pi}\right)^2 \left(\frac{L_{\text{os}}}{\sqrt{\lambda H \sec \bar{\theta}}}\right)^2 \left(\frac{A'B'}{B}\right). \quad (32c)$$

In compliance with (32a) and (32b), as long as A is negligible with respect to B , $\mathfrak{R}_\chi \approx 1$, $\mathfrak{R}_\phi \approx 1$ and the dimensional reduction holds. Besides, the ratio A/B is minimum for $A=A'$ and $B=B'$, i.e., when the dimensional reduction is conducted along the smallest dimension of the ionospheric irregularity in the plane (u, v) transverse to the LOS, in compliance with the general discussion above.

6. Conclusion

The prediction of ionospheric scintillation effects from 3-D numerical schemes such as 3-D PWE/2-D MPS comes up against computer resource that might become prohibitive. The computational requirements are

considerably reduced if one proceeds to a dimensional reduction 3-D/2-D to define a 2-D PWE/1-D MPS numerical scheme. However, the turbulent fluctuations of the ionospheric plasma responsible for the scintillation effects are clearly a three-dimensional anisotropic process.

In the present paper, the validity of 2-D electromagnetic approaches to predict log-amplitude and phase variances due to 3-D ionospheric scintillation effects have been quantitatively assessed.

First, the turbulent fluctuations of the electron density have been described by a fully anisotropic spectrum with three axes of anisotropy. Second, considering four typical configurations (two equatorial and two polar radio links in L band), 3-D PWE/2-D MPS and 2-D PWE/1-D MPS numerical schemes have been used to derive log-amplitude and phase variances. For these four specific configurations, it has then been shown that 2-D numerical schemes lead to an underestimation of the log-amplitude variances and to a slight overestimation of the phase variances given by 3-D numerical schemes in proportion that depends on the longitudinal plane \wp considered to conduct the dimensional reduction.

Clearly, this numerical inspection is insufficient. Indeed, when the situation departs from canonical configurations which the simplest (though widely used in the literature) is the equatorial radio link at nadir through highly anisotropic irregularities ($A_z = \infty$), then 2-D PWE/1-D MPS numerical schemes depend on a variety of parameters (altitude H and thickness ΔH of the ionospheric layer, irregularity axial ratios $A_x:A_y:A_z$, spectral index p , outer scale L_{os} , angular characteristics of the radio link $\vartheta, \gamma, \psi \dots$) that make impossible the interpretation of the validity of dimensional reduction.

Therefore, to quantitatively assess the consequences of the dimensional reduction, an analytical framework has been developed. Under weak scattering assumption, the stochastic resolution of the 3-D and 2-D Helmholtz equation has then been conducted in the LOS coordinate system. Whatever the transionospheric configuration, errors potentially introduced by 2-D propagation schemes are now evaluated analytically through the 3-D/2-D ratios \mathfrak{R}_χ and \mathfrak{R}_φ of log-amplitude and phase variances, respectively. The validity of the analytical derivations has been checked by comparison with the 3-D PWE/2-D MPS and 2-D PWE/1-D MPS numerical results obtained for the four equatorial and polar configurations.

In Fresnel regime, the analytical framework then demonstrates the validity of 2-D numerical schemes to predict phase variances whatever the transionospheric configuration, even if a slight overestimation has to be expected. On the other hand, the dimensional reduction leads to an underestimation of log-amplitude variances that is now quantitatively assessed.

Finally, the analytical framework allows the optimal plane \wp of dimensional reduction to be defined (if exists), and (if not) the correction factor that has to be applied to log-amplitude and phase variances derived from 2-D numerical simulations to be quantified. Therefore, 2-D PWE/1-D MPS numerical schemes should now be used advisedly to predict ionospheric scintillation effects whatever the radiolink configuration.

Appendix A: Derivation of $\mathbf{S}_{\Delta N_e}^{3D}(\mathbf{K}_u, \mathbf{K}_v, \mathbf{K}_s=0)$ in the LOS Coordinate System

From Figure 3, the unitary vectors $(\vec{i}_x, \vec{i}_y, \vec{i}_z)$ of the geomagnetic coordinate system are related to the unitary vectors $(\vec{i}_u, \vec{i}_v, \vec{i}_s)$ of the LOS coordinate system through the matrix relationship:

$$\vec{i}_y = \begin{pmatrix} \cos \psi \sin \alpha_y \\ \cos \psi \cos \alpha_y \\ -\sin \psi \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \vec{i}_u \\ \vec{i}_v \\ \vec{i}_s \end{pmatrix}, \quad \vec{i}_z = \begin{pmatrix} \sin \gamma \sin \alpha_z \\ \sin \gamma \cos \alpha_z \\ \cos \gamma \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \vec{i}_u \\ \vec{i}_v \\ \vec{i}_s \end{pmatrix}, \quad (\text{A1})$$

$$\text{and } \vec{i}_x = \vec{i}_y \wedge \vec{i}_z = \begin{pmatrix} \sin \gamma \cos \alpha_z \sin \psi + \cos \alpha_y \cos \psi \cos \gamma \\ -\cos \gamma \sin \alpha_y \cos \psi - \sin \psi \sin \gamma \sin \alpha_z \\ \sin \gamma \cos \psi \sin(\alpha_y - \alpha_z) \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \vec{i}_u \\ \vec{i}_v \\ \vec{i}_s \end{pmatrix}.$$

Importantly, since $\vec{i}_Y \cdot \vec{i}_Z = 0$, note that

$$\alpha_Y = \alpha_Z + a \cos\left(\frac{\tan\psi}{\tan\gamma}\right), \quad (\text{A2})$$

leading to the condition $|\psi| \leq |\gamma|$.

From (A1), it follows that the transfer matrix P from the LOS coordinate system $(\vec{i}_u, \vec{i}_v, \vec{i}_s)$ to the geomagnetic coordinate system $(\vec{i}_X, \vec{i}_Y, \vec{i}_Z)$ is given by

$$P = \begin{pmatrix} \vec{i}_X \\ \vec{i}_Y \\ \vec{i}_Z \end{pmatrix} = P \times \begin{pmatrix} \vec{i}_u \\ \vec{i}_v \\ \vec{i}_s \end{pmatrix}, \text{ with}$$

$$P = \begin{pmatrix} \sin\gamma \cos\alpha_Z \sin\psi + \cos\alpha_Y \cos\psi \cos\gamma - \cos\gamma \sin\alpha_Y \cos\psi - \sin\psi \sin\gamma \sin\alpha_Z & \sin\gamma \cos\psi \sin(\alpha_Y - \alpha_Z) \\ \cos\psi \sin\alpha_Y & \cos\psi \cos\alpha_Y & -\sin\psi \\ \sin\gamma \sin\alpha_Z & \sin\gamma \cos\alpha_Z & \cos\gamma \end{pmatrix} \quad (\text{A3})$$

After tedious computations, one shows that the inverse P^{-1} of the transfer matrix P is given by

$$P^{-1} = \begin{pmatrix} P_{11}^{-1} & P_{12}^{-1} & P_{13}^{-1} \\ P_{21}^{-1} & P_{22}^{-1} & P_{23}^{-1} \\ P_{31}^{-1} & P_{32}^{-1} & P_{33}^{-1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sin\gamma \cos\alpha_Z \sin\psi + \cos\alpha_Y \cos\psi \cos\gamma & \sin\alpha_Y \cos\psi & \sin\gamma \sin\alpha_Z \\ -\cos\psi \sin\alpha_Y \cos\gamma - \sin\psi \sin\alpha_Z \sin\gamma & \cos\psi \cos\alpha_Y & \sin\gamma \cos\alpha_Z \\ \cos\psi \sin\gamma \sin(\alpha_Y - \alpha_Z) & -\sin\psi & \cos\gamma \end{pmatrix}. \quad (\text{A4})$$

From (A4), it follows that any vector \vec{K} is given by

$$\vec{K} = K_u \vec{i}_u + K_v \vec{i}_v + K_s \vec{i}_s = [K_u P_{11}^{-1} + K_v P_{21}^{-1} + K_s P_{31}^{-1}] \vec{i}_X + [K_u P_{12}^{-1} + K_v P_{22}^{-1} + K_s P_{32}^{-1}] \vec{i}_Y + [K_u P_{13}^{-1} + K_v P_{23}^{-1} + K_s P_{33}^{-1}] \vec{i}_Z, \quad (\text{A5})$$

or equivalently $\vec{K} = (K_X, K_Y, K_Z)$ with:

$$\begin{aligned} K_X &= K_u P_{11}^{-1} + K_v P_{21}^{-1} + K_s P_{31}^{-1}, \\ K_Y &= K_u P_{12}^{-1} + K_v P_{22}^{-1} + K_s P_{32}^{-1}, \\ K_Z &= K_u P_{13}^{-1} + K_v P_{23}^{-1} + K_s P_{33}^{-1}. \end{aligned} \quad (\text{A6})$$

From equation (6), the final expression of the 3-D turbulent spectrum $S_{\Delta N_e}^{3D}(K_u, K_v, K_s = 0)$ in the LOS coordinate system emerges:

$$S_{\Delta N_e}^{3D}(K_u, K_v, K_s = 0) = \alpha_X^{3-p} A_Y A_Z C_S \left(A K_u^2 + B K_v^2 + 2C K_u K_v + \frac{K_{os}^2}{\alpha_X^2} \right)^{-p/2}, \quad (\text{A7})$$

where

$$\begin{aligned} A &= (\sin\gamma \cos\alpha_Z \sin\psi + \cos\alpha_Y \cos\psi \cos\gamma)^2 + A_Y^2 \sin^2\alpha_Y \cos^2\psi + A_Z^2 \sin^2\gamma \sin^2\alpha_Z \\ B &= (\cos\psi \sin\alpha_Y \cos\gamma + \sin\psi \sin\alpha_Z \sin\gamma)^2 + A_Y^2 \cos^2\psi \cos^2\alpha_Y + A_Z^2 \sin^2\gamma \cos^2\alpha_Z \\ C &= -(\sin\gamma \cos\alpha_Z \sin\psi + \cos\alpha_Y \cos\psi \cos\gamma)(\cos\psi \sin\alpha_Y \cos\gamma + \sin\psi \sin\alpha_Z \sin\gamma) \\ &\quad + A_Y^2 \sin\alpha_Y \cos^2\psi \cos\alpha_Y + A_Z^2 \sin\alpha_Z \sin^2\gamma \cos\alpha_Z \end{aligned} \quad (\text{A8})$$

Acknowledgments

Hélène Galiégue was working at ONERA, Electromagnetism and Radar Department, as a PhD student during the elaboration of this paper. This PhD work was sponsored by ONERA and CNES. The authors would like to thank Françoise Carvalho-Lechat and Sébastien Rougerie from CNES for their support. No data were used in producing this manuscript.

References

- Aarons, J. (1982), Global morphology of ionospheric scintillations, *Proc. IEEE*, 70(4), 360–378, doi:10.1109/PROC.1982.12314.
- Béniguel, Y. (2002), Global Ionospheric Propagation Model (GIM): A propagation model for scintillations of transmitted signals, *Radio Sci.*, 23(3), 1032, doi:10.1029/2000RS002393.
- Béniguel, Y., and P. Hamel (2011), A global ionosphere scintillation propagation model for equatorial regions, *J. Space Weather Space Clim.*, 1, A04, doi:10.1051/swsc/2011004.

- Carrano, C. S., K. M. Groves, R. G. Caton, C. L. Rino, and P. R. Strauss (2011), Multiple phase screen modeling of ionospheric scintillation along radio occultation raypaths, *Radio Sci.*, *46*, RS0D07, doi:10.1029/2010RS004591.
- Deshpande, K. B., G. S. Bust, C. R. Clauer, C. L. Rino, and C. S. Carrano (2014), Satellite-beacon Ionospheric-scintillation Global Model of the upper Atmosphere (SIGMA) I: High latitude sensitivity study of the model parameters, *J. Geophys. Res. Space Physics*, *119*, 4026–4043, doi:10.1002/2013JA019699.
- Erukhimov, L. M., S. A. Metelev, and D. V. Razumov (1988), Diagnostics of ionospheric inhomogeneities with the aid of artificial radio emission, *Radiophys. Quantum Electron.*, *31*(11), 1301–1308, doi:10.1007/BF01038994.
- Fabbro, V., and L. F eral (2012), Comparison of 2D and 3D electromagnetic approaches to predict tropospheric turbulence effects in clear sky conditions, *IEEE Trans. Antenn. Propag.*, *60*, 4398–4407, doi:10.1109/TAP.2012.2207070.
- Fremouw, E. J., and J. A. Secan (1984), Modeling and scientific application of scintillation results, *Radio Sci.*, *19*(3), 687–694, doi:10.1029/RS019i003p00687.
- Gola, M., A. W. Wernik, S. J. Franke, C. H. Liu, and K. C. Yeh (1992), Behaviour of HILAT scintillation over Spitzbergen, *J. Atmos. Terr. Phys.*, *54*(9), 1207–1213, doi:10.1016/0021-9169(92)90146-C.
- Grimault, C. (1998), A multiple phase screen technique for electromagnetic wave propagation through random ionospheric irregularities, *Radio Sci.*, *33*(3), 595–605, doi:10.1029/97RS03552.
- Hunsucker, R. D., and J. K. Hargreaves (2003), *The High-Latitude Ionosphere and its Effects on Radio Propagation*, Cambridge Univ. Press, Cambridge, U. K., doi:10.1016/j.jastp.2003.10.008.
- ITU Recommendation (2012), Ionospheric propagation data and prediction methods required for the design of satellite services and systems P series radiowave propagation.
- Knepp, D. L. (1983), Multiple phase-screen calculation of the temporal behavior of stochastic waves, *Proc. IEEE*, *71*(6), 722–737, doi:10.1109/PROC.1983.12660.
- Lilensten, J., and P.-L. B elley (1999), *Du Soleil   la Terre, A ronomie et m t orologie de l'espace*, Presses Univ. de Grenoble, Grenoble, France.
- Livingston, R. C., C. L. Rino, J. Owen, and R. T. Tsunoda (1982), The anisotropy of high-latitude nighttime F region irregularities, *J. Geophys. Res.*, *87*(A12), 10,519–10,526, doi:10.1029/JA087iA12p10519.
- Macaskill, C., and T. E. Ewart (1984), Computer simulation of two-dimensional random wave propagation, *IMA J. Appl. Math.*, *33*, 1–15, doi:10.1093/imamat/33.1.1.
- Norin, L., S. M. Grach, T. B. Leyser, B. Thide, E. N. Sergeev, and M. Berlin (2008), Ionospheric plasma density irregularities measured by stimulated electromagnetic emission, *J. Geophys. Res.*, *113*, A09314, doi:10.1029/2008JA013338.
- Rino, C. L. (1979), A power law phase screen model of ionospheric scintillation, 1. Weak scatter, *Radio Sci.*, *14*(6), 1135–1143, doi:10.1029/RS014i006p01135.
- Rogers, N. C., P. S. Cannon, and K. M. Groves (2009), Measurements and simulation of ionospheric scattering on VHF and UHF radar signals: Channel scattering function, *Radio Sci.*, *44*, RS0A07, doi:10.1029/2008RS004033.
- Rytov, S. M., Y. A. Kravstov, and V. I. Tatarskii (1989), Principles of statistical radiophysics, in *Wave Propagation through Random Media*, vol. 4, pp. 68–69, Springer, Berlin.
- Shkarofsky, I. P. (1968), Generalized turbulence space-correlation and wave-number spectrum-function pairs, *Can. J. Phys.*, *46*(19), 2133–2153, doi:10.1139/p68-562.
- Tappert, F. D. (1977), The parabolic approximation method, in *Wave Propagation and Underwater Acoustics*, vol. 70, edited by J. B. Keller and J. S. Papadalos, pp. 224–287, Springer, New York.
- Wernik, A. W., and C. H. Liu (1974), Ionospheric irregularities causing scintillation of GHz frequency radio signals, *J. Atmos. Terr. Phys.*, *36*, 871–879, doi:10.1016/0021-9169(74)90032-4.
- Wernik, A. W., L. Alfonsi, and M. Materassi (2007), Scintillation modeling using in situ data, *Radio Sci.*, *42*, RS1002, doi:10.1029/2006RS003512.
- Wheelon, A. D. (2004a), *Electromagnetic Scintillation, vol. 1, Geometrical Optics*, Cambridge Univ. Press, Cambridge, U. K.
- Wheelon, A. D. (2004b), *Electromagnetic Scintillation, vol. 2, Weak Scattering*, Cambridge Univ. Press, Cambridge, U. K.
- Yeh, K. C., and C. H. Liu (1982), Radio wave scintillations in the ionosphere, *Proc. IEEE*, *70*(4), 324–360, doi:10.1109/PROC.1982.12313.

Measurements of Sea Clutter at Low Grazing Angle in Mediterranean Coastal Environment

V. Fabbro, G. Biegel, J. Förster, J.-B. Poisson, A. Danklmayer, C. Böhler, J.-P. Marcellin, T. Brehm, M. Gallus, L. Castanet, A. Ulland, and Y. Hurtaud

Abstract—Results of a coastal measurement campaign called **Mediterranean Rfc and cLutter ENvironmental Experiment (MARLENE)** are presented and studied. The campaign was held in spring 2014, on a DGA site in the Mediterranean Sea region of Toulon, France. Three coastal measurement radar systems, Millimeter wave Experimental Multifrequency Polarimetric High Resolution Interferometric System (Fraunhofer FHR), MARSIG (WTD 71), and MEDYCIS (ONERA), were deployed to simultaneously acquire sea clutter measurements. During the campaign, the in situ oceanic and meteorological conditions were characterized from the RV PLANET meteorological ship deployed by WTD 71 and by modeling from WAVEWATCH III and SWAN wave models. Radar measurements were performed at the C-, X-, Ku-, Ka-, and W-bands. The measurement results are presented in terms of reflectivity and mean Doppler spectrum according to low grazing angle and azimuth variations. Reflectivity variations are compared with the empirical GIT model and close results are obtained at the C- and Ka-bands. At the same frequency bands, mean Doppler Spectrum velocity is presented and analyzed according to grazing and azimuth angles. Physical interpretations of electromagnetic interaction with sea surface are discussed.

Index Terms—Doppler measurements, marine radar, radar clutter, sea surface electromagnetic scattering.

I. INTRODUCTION

STRONGLY influenced by atmospheric propagation conditions which vary substantially over time and space, the performances of naval sensors at low grazing angles are often dramatically impacted by the sea clutter. This is, particularly, the case for the maritime combat against asymmetric threats or low signature targets for missions of surveillance (including coastal environment) and control (tracking and homing). Consequently, improvement of sea clutter modeling

is needed to perform simulations and to mitigate the risks during specification, development, acquisition, or qualification of new radar systems. In order to improve the models of sea clutter, more data are necessary to characterize its behavior, not only in terms of mean level, but also in terms of temporal and spatial distributions (including spike effects) and sea Doppler spectrum. To contribute to a better knowledge of the sea clutter in centimeter and millimeter bands for radar applications, Mediterranean Refractivity from clutter and cLutter ENvironmental Experiment campaign (MARLENE) has been defined and realized.

Modeling of sea clutter Doppler response at low grazing angle has required a continuous effort in the last decade, based on numerical approaches [1], [2], such as asymptotic modeling [3], [4], measurements, and empirical approaches [5], [6]. A complete characterization of sea clutter reflectivity as Doppler spectrum at grazing angles (typically for coastal radar geometry) remains a challenging research topic. Backscatter from breaking waves is then dominant, involving large radar cross section values and high Doppler velocities [7]. To improve sea Doppler knowledge and modeling, a wide panel of sea clutter measurements is necessary.

Because of its complexity, reflectivity at grazing angle is often predicted using empirical models, such as the so-called GIT model [8]. The latter is the most commonly used, while numerous other empirical models can be found as NRL [9] and HYB models [10]. Empirical sea clutter models are particularly suited in configurations where only a coarse description of the maritime conditions is available, as the sea state or the average wind. Nowadays, a wide range of sensors can be used to better characterize the sea environment, such as instrumented buoys, and thanks to a better description of the environment, a more accurate modeling of reflectivity could be proposed in a near future.

This paper deals with the MARLENE campaign focusing on sea clutter measurement and characterization. This experiment was carried out in cooperation between WTD 71, Fraunhofer FHR, DGA, and ONERA. A particular attention had been paid to the environmental characterization, especially by using the RV PLANET ship from WTD 71, allowing oceanographic and atmospheric sensors to be deployed. This campaign has permitted sea clutter measurements to be acquired to study sea reflectivity and Doppler spectrum variations with grazing and azimuth angles, frequency, polarization, sea state, and wind variations.

This paper is primarily dedicated to MARLENE experiment description, more specifically on environment

Manuscript received November 23, 2016; revised March 13, 2017 and May 17, 2017; accepted July 3, 2017. Date of publication September 1, 2017; date of current version October 25, 2017. This work was supported by the French and German MoDs. (Corresponding author: V. Fabbro.)

V. Fabbro, J.-B. Poisson, J.-P. Marcellin, and L. Castanet are with ONERA, The French Aerospace Lab, F-31055 Toulouse, France (e-mail: vincent.fabbro@onera.fr).

G. Biegel, T. Brehm, and A. Danklmayer are with the Fraunhofer Institute for High Frequency Physics and Radar Techniques FHR, 53343 Wachtberg, Germany (e-mail: gregor.biegel@fhr.fraunhofer.de).

J. Förster, C. Böhler, M. Gallus, and A. Ulland are with the Bundeswehr Technical Centre for Ships and Naval Weapons, Naval Technology and Research (WTD 71), 24340 Eckernförde, Germany (e-mail: joergfoerster@bundeswehr.org).

Y. Hurtaud is with DGA, Maîtrise de l'Information CGN2/SDO, BP 7 35988 Rennes, France (e-mail: yvonick.hurtaud@intradef.gouv.fr).

Color versions of one or more of the figures in this paper are available online at <http://ieeexplore.ieee.org>.

Digital Object Identifier 10.1109/TGRS.2017.2727057

0196-2892 © 2017 IEEE. Personal use is permitted, but republication/redistribution requires IEEE permission. See http://www.ieee.org/publications_standards/publications/rights/index.html for more information.

characterization and radar sensor description. The maritime boundary layer (MBL) is characterized from *in situ* measurements and from reanalysis modeling of sea state. Wave models capacity to describe the environmental conditions is then analyzed for this specific campaign. Then, the experimental radar systems are described. In Section III of this paper, the sea clutter reflectivity and Doppler measurements are presented. Reflectivity measurements are compared with the classical GIT model [8], while the analysis of mean Doppler velocity of sea clutter is performed according to azimuth and grazing angle variations. For Doppler velocity analysis, the model proposed by Trizna [11] is used and generalized introducing an azimuthal variation. Finally, the main results of the campaign are highlighted and some perspectives are drawn.

II. OVERVIEW OF THE MARLENE EXPERIMENT

The MARLENE campaign was conducted from May 26 to June 4, 2014 at a DGA site called SESDA, in Saint-Mandrier-sur-Mer close to Toulon, in South of France [12].

A. MBL Characterization

During MARLENE experiment, MBL was accurately characterized. In particular, the German RV PLANET ship supported the experiment in order to investigate offshore weather conditions. RV PLANET operated by WTD 71 is a Small Waterplane Area Twin Hull ship of 73 m length and 27 m width and operable even in stormy weather situations and high sea state. The objective for RV PLANET was to provide a complex data set of meteorological and oceanographic observations and measurements close to the sea surface, to characterize the environmental conditions with respect to radar propagation and radar backscatter in the climate zone of the Mediterranean Sea. For these purposes, RV PLANET was equipped with different meteorological sensors notably to characterize the wind and the atmosphere at different altitudes.

Furthermore, RV PLANET carried multisensor platforms to be moored or to be deployed for free drifting during the experiment. Two wave rider buoys were deployed at fixed positions during the whole campaign. In the map of Fig. 1, the positions of these buoys are highlighted in yellow. Because of their relative positions, they are called North buoy (1.5-nm southerly SESDA site) and South buoy (5-nm southerly SESDA site). While the radar systems were located at Saint-Mandrier-sur-Mer, at SESDA site, the RV PLANET was operated southerly off SESDA up to distances of about 25 nm.

During MARLENE experiment, the global weather conditions were characterized by a deep pressure area with 1010 hPa on May 26, 2014 over Northwest Italy, getting stationary in the Gulf of Genoa and leading to stormy weather on May 27th. A second deep pressure area was approaching from the Biscayan resulting in Mistral winds in the mid of the first week of MARLENE. At the beginning of the second part of the experiment on June 2nd, only weak pressure gradients were observed in "Gulf of Lion" resulting in low sea states. Thus, during the experiment, the wind conditions

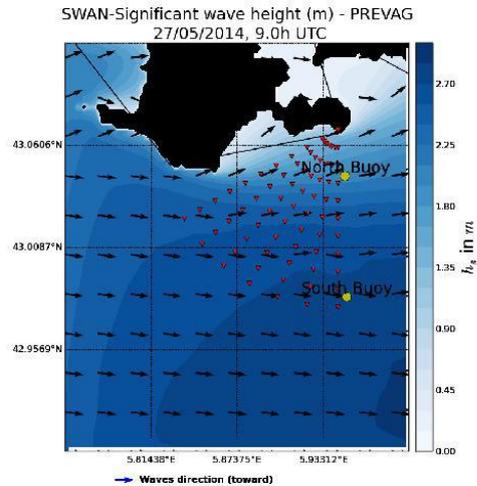


Fig. 1. SWAN-PREVAG modeling of significant wave height (in blue scaled colors) and mean sea wave direction (black arrows indicating the wave direction) in the measurement area, at 9h00 UTC, May 27, 2014. North and South buoy positions are reported in yellow. The areas where sea clutter was measured by the different radars systems are represented by red triangles.

varied significantly with a maximum wind speed of 18 m/s resulting in wave heights between 2.6 and 0.4 m for the South buoy and 2 and 0.3 m for the North buoy. Most of the time, the wind direction varied between NW and SW.

Simulations of sea wave heights were realized by Service Hydrographique et Océanographique de la Marine using high resolution oceanographic prediction code PREVAG relying on WAVEWATCH III (WWIII) [13], [14] and SWAN [15] models. WWIII and SWAN are both the third generation wind wave models sharing very comparable theoretical background. These models were initialized by wind fluxes produced by Météo France. These simulations are shown in Fig. 1, representing the sea significant wave height, h_s , modeled by SWAN-PREVAG model at 9h00 UTC, and Fig. 2 representing the corresponding wind at 10 m height, u_{10} .

h_s and u_{10} modeling on an hourly basis has been performed during the whole experiment. The bathymetry was taken into account in the simulations with a spatial resolution of 100 m. Other oceanographic characterizations of sea state, such as peak period, were modeled by PREVAG. These quantities estimated at the location of the South and North wave rider buoys have been compared with measurements.

In Fig. 3, a comparison between wave models, North buoy measurements (top), and South buoy measurements (bottom) is presented. The tick marks with the dates on the abscissa axis refer to 00:00 UTC. Very close results are obtained using SWAN-PREVAG and WWIII-PREVAG models. The models allow retrieving the overall tendencies but some differences can be observed notably with some strong peaks modeled on 27th, 29th, and 30th of May. The results are slightly better for the South buoy, suggesting that the effect of the coast (bathymetry) causes the observed differences.

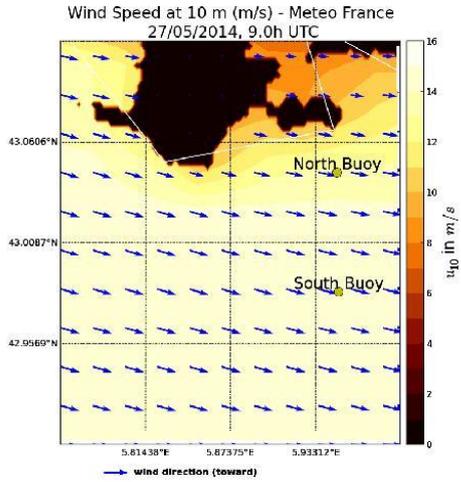


Fig. 2. Météo France wind flux introduced as inputs for SWAN-PREVAG modeling u_{10} Wind speed in m/s is represented in colors, while the wind direction is represented by blue arrows (indicating the direction toward which the wind is blowing), at 9h00 UTC, May 27, 2014.

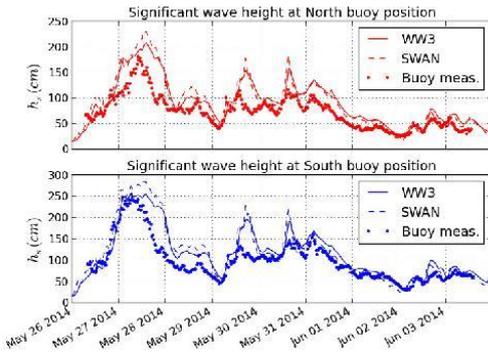


Fig. 3. Significant wave height h_s at (Top) North and (Bottom) South positions during MARLENE experiment and comparison of buoys measurements with WWIII-PREVAG and SWAN-PREVAG models for the whole duration of the campaign.

Despite these discrepancies correlated with wind variations, simulation results are relatively close to the measurements with a global standard deviation of maximum 31 cm for the significant wave height at the North buoy, and a maximum average bias of 22 cm.

In Fig. 4 are compared the sea wave direction obtained by the models and buoy measurements for North buoy (top) and South buoy (bottom). The wave direction is specified by giving the direction from which the wave is coming. This representation is compliant with the one chosen in Fig. 1. The results between models and measurements are very close for the entire experiment with low average bias (of maximum 10° for the North buoy) and standard deviations (of maximum 16° for the North buoy). In Fig. 5, the wave peak period estimated

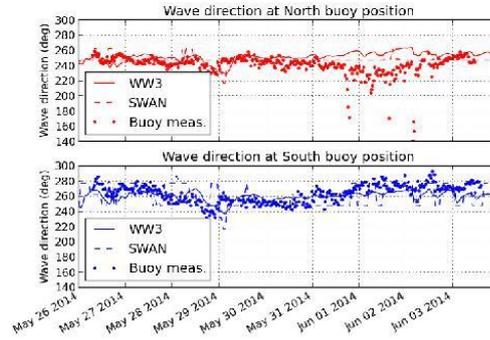


Fig. 4. Sea wave direction (in degrees, from which it originates) at (Top) North and (Bottom) South positions during MARLENE experiment and comparison of buoys measurements with WWIII-PREVAG and SWAN-PREVAG modeling for the entire duration of the campaign.

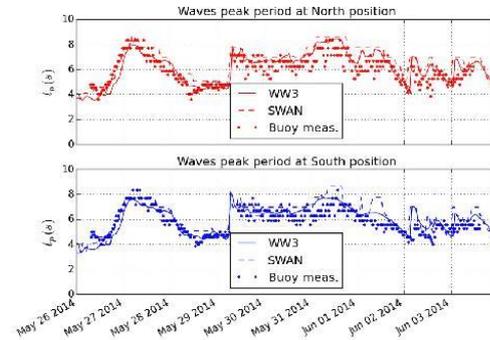


Fig. 5. Sea wave peak period (in seconds) at (Top) North and (Bottom) South positions during MARLENE experiment and comparison of buoys measurements with WWIII-PREVAG and SWAN-PREVAG modeling for the entire duration of the campaign.

by the PREVAG-WWIII and PREVAG-SWAN models is compared with the North and South buoys measurements. A global standard deviation of 0.74 s is obtained for the significant wave height at the North buoy, associated to an average bias of 0.7 s. These results show globally good agreement between models and buoys measurements for waves direction and peak period.

B. Radar Systems Characteristics

Three radar measurement systems, called Millimeter wave Experimental Multifrequency Polarimetric High Resolution Interferometric System (MEMPHIS), MARSIG, and MEDYCIS, were deployed on the coast. MEMPHIS was operated by Fraunhofer FHR. MEMPHIS is equipped with a dual frequency front end operating at center frequencies of 35 and 94 GHz. For the measurements on sea clutter and propagation runs, MEMPHIS was mounted upon a tracking pedestal. The radar is a coherent, polarimetric system using a waveform combination of a frequency chirp with a stepped frequency approach. The primary resolution of 0.75 m is the result of the chirp bandwidth of 200 MHz. The number of

TABLE I
MAIN CHARACTERISTICS OF THE RADAR MEASUREMENT SYSTEMS
DEPLOYED DURING THE MARLENE CAMPAIGN

Radar System	MEDYCIS	MARSIG	MEMPHIS	
Band	C	X, Ku	Ka	W
Freq. [GHz]	5.65	8, 11, 14, 17	35	94
Polarization	VV or HH	HH	HH	HH
Resolution [m]	0.6	0.5	0.75	0.75
Duration [s]	1.5	60	60	60
θ_{scan} [°]	6.2	4 to 2	1.1	0.8
PRF	10 kHz	34 Hz	2 kHz, 50 Hz, 100 Hz	
Altitude [m]	50	48	46	46
Number of range cells	3658	676	990	990
$\text{Ne } \sigma_0$	-60.6	-44.6	-45.4	-39.6
[dB.m ² /m ²] (range)	(7000 m)	(3000 m)	(3300 m)	(1400 m)
$\theta_m = 3 \text{ dB Antenna Beamwidth}$				

range cells is 990, corresponding to a total illuminated length equal to 742.5 m. The radar is equipped with a dual channel receiver to register simultaneously the horizontal and vertical polarization components of the returned signal.

MARSIG is a frequency modulated continuous wave radar built as an experimental signature measurement system by Fraunhofer FHR and delivered to WTD71. It utilizes a transmitted bandwidth of 300 MHz, leading to a resolution of 0.5 m. The number of range cells is equal to 676, providing a total illuminated length of 338 m. The center frequency of the transmitted chirp can be chosen between 8 and 18 GHz. Four frequencies can be transmitted in a time multiplexed way during a measurement. These four frequencies are transmitted pulse after pulse cyclically. It is possible to transmit in horizontal (H) or vertical (V) polarization while both polarizations (H and V) of the reflected signal can be recorded.

MEDYCIS has been developed by ONERA. It is a pulse radar measurement system transmitting a chirp, operating with a transmitting bandwidth of 250 MHz and a center frequency of 5.65 GHz. It produces distance profiles with range resolution of 0.6 m. The number of range cells is equal to 3658, corresponding to an illuminated length equal to 2194.8 m.

To summarize, the different characteristics of the deployed radar measurement systems are reported in Table I. For each radar system, the equivalent noise $\text{Ne } \sigma_0$ is reported, with the associated distance in brackets.

III. SEA CLUTTER MEASUREMENTS

In this chapter, two types of sea clutter measurements are analyzed: first of all sea reflectivity measurements and in a second step, sea Doppler measurements. The proposed analyses are focused on the 27th of May, because during this day, the sea state was highest. Thus a higher clutter to noise ratio is obtained, allowing studying clutter at very low grazing angles.

A. Reflectivity Measurements According to Grazing and Azimuth Angles

A wide set of data was measured for different grazing and azimuth angles. A series of fixed GPS positions in

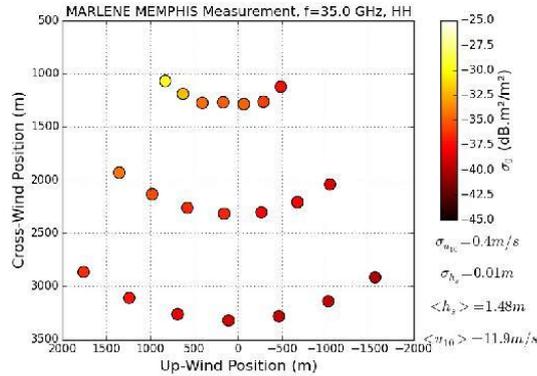


Fig. 6. Sea clutter reflectivity measured at 35 GHz by MEMPHIS and HH polarization, May 27, 2014. Positions referred to the direction from which the wind is blowing (up-wind is the abscissa axis).

sea clutter had been defined and the different radar systems performed their measurements pointing toward these positions. The GPS positions are drawn with red triangles in Fig. 1, with radar-clutter ranges varying between 1 and 10 km. Note that MEMPHIS radar has considered each position of the pattern reported in Fig. 1 to define the first cell position of each acquisition, whereas MEDYCIS and MARSIG radars have considered the center cell. The minimum sea depth is obtained for lower ranges, at 1 km of the coast, where the water depth is around 45 m and is growing up to around 600 m at 10 km. For each measurement, considering the radar sensor illuminated sea surface, the reflectivity σ_0 was estimated. The mean reflectivity is averaged over the entire duration of each acquisition (for example, 60 s for MEMPHIS radar) and over all radar range cells specified in Table I. The calibration was performed on a fixed corner reflector placed on the shore. Before and after every set of measurements (corresponding to a complete pattern of measurement points defined in Fig. 1), a calibration was performed. To illustrate the variability of reflectivity with respect to grazing and azimuth angles, the results are represented in space, plotting the reflectivity in color according to the position of the center of each acquisition (see Fig. 6).

From gate distance knowledge and knowing the radar altitude above the sea, the grazing angle has been reestimated for each position. Theoretically, in this representation, the positions of all clutter acquisitions at a same radar range remain perfect arcs if the grazing angle is constant. The slight variability observed in the positions is due to the positioning errors, related to pointing directions that are not perfect. It induces range jitter because of the very low grazing angles.

For the spatial representation of reflectivity, the positions are here defined according to the wind direction. This choice is based on the fact that reflectivity has been shown to be more strongly a function of wind speed than that of wave height [8]. However, the sensitivity of GIT modeling with respect to wind or wave direction is studied hereafter. The geometry is outlined in Fig. 7, where axis coordinate systems with respect to wind or wave directions are reported.

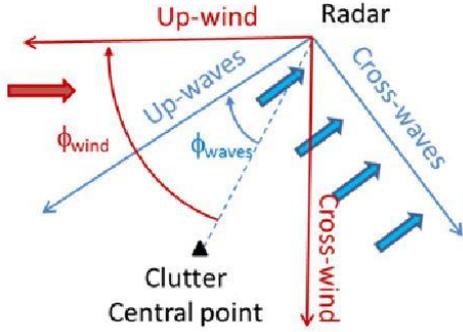


Fig. 7. Geometry of the representations considering wind or wave directions as reference. Blue: sea wave coordinate system. Red: wind coordinate system.

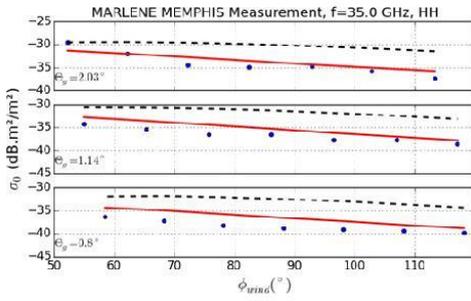


Fig. 8. Comparison of measurements of sea clutter reflectivity at 35 GHz versus GIT modeling, HH polarization, May 27, 2014, function of the wind-to-radar direction ϕ_{wind} . Red solid line and black dashed line correspond to GIT modeling with ϕ_{wind} and ϕ_{waves} , respectively, as input.

The plots of sea clutter reflectivity are presented in the wind axis system, with up-wind direction (i.e., the radar pointing in the direction where the wind comes from) and cross-wind directions (i.e., the radar pointing perpendicular to the wind) that are abscissa and ordinate axis, respectively. The weather conditions are reminded in the graphs, with the average values of the wind (u_{10}) and significant wave height (h_s). These values correspond to average conditions for the duration of measurement considering all clutter positions represented in each figure. To estimate the corresponding variability of sea wave height and wind conditions, the standard deviations $\sigma_{u_{10}}$ and σ_{h_s} have been specified. The relative azimuth angle between the radar pointing direction and the wind origin is denoted by ϕ_{wind} , whereas the grazing angle is θ_g . Then, the up-wind coordinate is defined by $R \cdot \cos \phi_{wind} \cdot \cos \theta_g$ and the cross-wind coordinates correspond to $R \cdot \sin \phi_{wind} \cdot \cos \theta_g$, where R is the distance between the sensor and the sea-clutter pattern position. For all GIT model calculations, the environmental conditions are accurately parametrized considering UTC date of the corresponding radar measurement. This can induce a slight variability of the conditions between the different reflectivity computations on a same graph.

Fig. 8 presents the reflectivity variations with azimuth angle for different grazing angles (2.03°, 1.14°, and 0.8°). In the

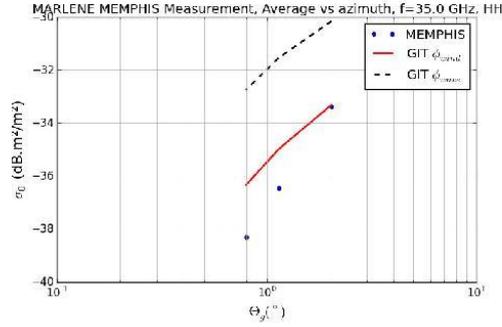


Fig. 9. Comparison between sea reflectivity from MARLENE MEMPHIS data and the GIT model at 35 GHz, for different grazing angles. Red solid line and black dashed lines correspond to GIT modeling with ϕ_{wind} and ϕ_{waves} , respectively, as input.

graphs are also plotted in red solid line and black dashed line the sea clutter reflectivity modeled by the GIT model parametrized by ϕ_{wind} and ϕ_{waves} , respectively. The sea clutter reflectivity measured at 35 GHz is decreasing with increasing azimuth angle because of sea waves orientation mainly due to wind influence. The sea clutter reflectivity is also decreasing with decreasing grazing angle because of shadowing and multipath effects. The results provided by GIT model are given on an indicative basis. This model is widely used in the community and proposes a dependence with wind strength u_{10} , average wave height h_{av} (related to significant wave height by $h_{av} = h_s/1.6$), radar frequency, polarization (HH or VV), grazing angle (θ_g), and azimuth angle (ϕ_{wind} or ϕ_{waves}).

In Fig. 9, all azimuth variations are averaged for each grazing angle value to study the dependence with grazing angle. This averaging operation is applied in the same manner both for measurements and GIT results. The trends of measurements and GIT model are very similar and can easily be compared in Figs. 8 and 9. The differences observed are lower than 3 dB when the GIT model is parametrized by ϕ_{wind} direction and the results are slightly better than when the angle ϕ_{waves} is used.

Considering that absolute calibration was not possible for MEDYCIS measurements during MARLENE campaign, a postprocessing has been applied to the data for the analysis. The not calibrated reflectivity values measured with MEDYCIS radar have been corrected considering the mean value of the reflectivity estimated by the GIT model, $\langle \sigma_0^{GIT} \rangle$, over all the acquisition positions in the map. The corrected reflectivity $\sigma_0^{MEDYCIS}(\theta_g, \phi_{wind})$ is then

$$\sigma_0^{MEDYCIS}(\theta_g, \phi_{wind}) = \sigma_0^{not\ cal}(\theta_g, \phi_{wind}) \times \langle \sigma_0^{GIT} \rangle / \langle \sigma_0^{not\ cal} \rangle \quad (1)$$

with $\sigma_0^{not\ cal}(\theta_g, \phi_{wind})$ the not calibrated reflectivity MEDYCIS measurement at (θ_g, ϕ_{wind}) position and $\langle \sigma_0^{not\ cal} \rangle$ the average of reflectivity values measured over all positions. The spatial variation of the corrected reflectivity is represented in Fig. 10. Only the dynamics of reflectivity variations has to be considered because of the lack of absolute calibration on this data set.

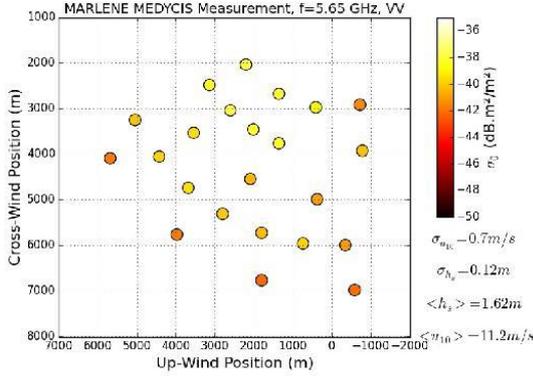


Fig. 10. Sea clutter reflectivity measured at the C-band by MEDYCIS, VV polarization, 5.65 GHz, May 27, 2014.

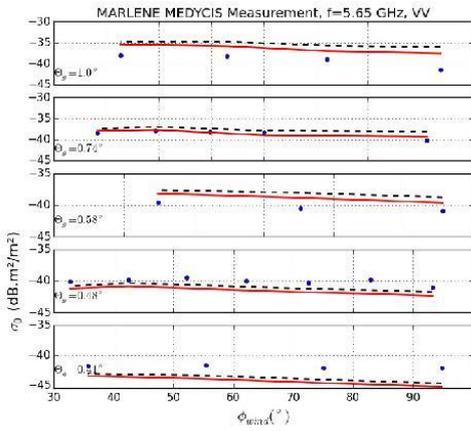


Fig. 11. Comparison of measurements versus GIT modeling of sea clutter reflectivity at 5.65 GHz, VV polarization, May 27, 2014. Red solid line and black dashed lines correspond to GIT modeling with ϕ_{wind} and ϕ_{waves} , respectively, as input and blue dots correspond to measurements.

An analysis of azimuth variations is presented in Fig. 11, with reflectivity variations drawn with respect to azimuth angle ϕ_{wind} for five grazing angles (1.0° , 0.74° , 0.58° , 0.48° , and 0.41°). GIT model has been parametrized with ϕ_{wind} and ϕ_{waves} as input, and reported in red solid line and black dashed lines, when the measurements are represented by blue dots. A slow decrease of reflectivity with increasing azimuth angle is observed for all grazing angles. This trend is similar as with the GIT model. Note that some slight reflectivity slope variations can be observed with azimuth angle in GIT results, such as for a grazing angle of 0.48° when ϕ_{wind} varies between 30° and 50° . This is due to the variation of u_{10} between the different acquisitions, and is taken into account in the GIT model. It illustrates the sensitivity of GIT model to the input parameter u_{10} .

A representation of reflectivity variation according to grazing angle is presented in Fig. 12. Measurements and modeling

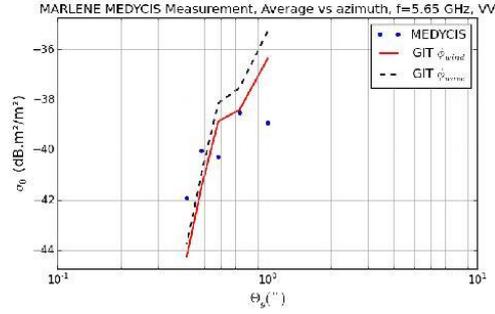


Fig. 12. Comparison between sea reflectivity from MARLENE MEDYCIS data and the GIT model, for different grazing angles, 5.65 GHz, VV polarization, May 27, 2014. Red solid line and black dashed lines correspond to GIT modeling with ϕ_{wind} and ϕ_{waves} , respectively, as input.

have been averaged over all azimuth directions. The reflectivity variations with regard to grazing angle obtained by GIT model and MEDYCIS measurements are very close. In this case too, the slow discontinuities in GIT model results are due to wind variability during measurements.

Considering MARLENE experiment results studied in this paper, a good compliance is obtained between GIT and measured reflectivity at the C-band in terms of angular variability, and at the Ka-band in terms of angular variability and absolute level. A parametrization of the GIT model with ϕ_{wind} or ϕ_{waves} has shown much better results at the Ka-band considering ϕ_{wind} as input parameter.

B. Sea Clutter Doppler Measurements

For MEMPHIS radar at the Ka-band and MEDYCIS radar at the C-band, the pulse repetition frequency (PRF) is sufficiently high to ensure a good radar sea clutter Doppler spectrum characterization. The mean Doppler spectra are computed for each position in the pattern, characterized by its position in terms of mean grazing angle θ_g and mean azimuth angle with respect to the sea waves mean direction ϕ_{waves} . The choice of the sea waves mean direction has reference for the azimuth angle that is discussed later in this paper.

The mean Doppler spectrum is estimated as follows. First, the Doppler spectrum is computed for each radar range cell. Second, the mean Doppler spectrum $\langle S(f) \rangle$ is calculated by averaging all the Doppler spectra over all range cells from

$$\langle S(f_j) \rangle = \sum_{i=1}^{N_r} S_i(f_j) / N_r \quad (2)$$

where $S_i(f_j)$ represents the Doppler spectrum for each radar range cell i , at Doppler frequency f_j , and N_r is the number of radar range cells (specified in Table I for each radar). This processing leads to the results shown by Figs. 13 and 14 for MEMPHIS radar at the Ka-band and for MEDYCIS radar at the C-band, respectively.

From this data analysis, it appears that at the first order, the mean Doppler velocity spectrum is close to a Gaussian function, as suggested by Walker [16], [17], Ward *et al.* [18],

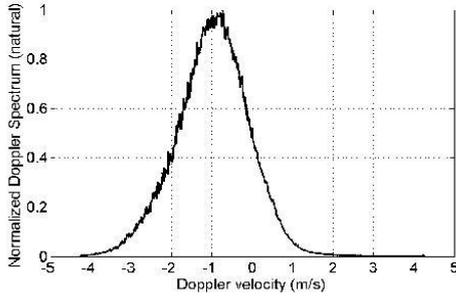


Fig. 13. Example of MARLENE MEMPHIS Doppler mean spectra. Ka-band, HH polarization, and mean range of 3300 m.

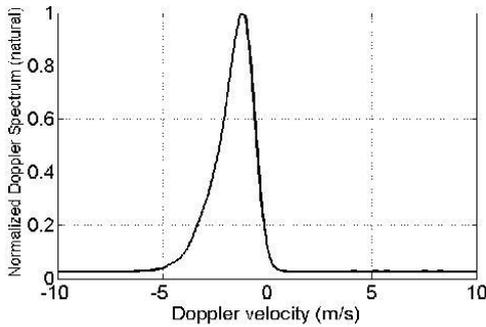


Fig. 14. Example of MARLENE MEDYCIS Doppler mean spectra. C-band, VV polarization, and mean range of 6000 m.

and Watts [19], [20]. Then, the Doppler centroid (f_c) is estimated from the first moment of the average Doppler spectrum by

$$\langle f_c \rangle = \frac{\sum_{j=1}^{N_f} f_j \langle S(f_j) \rangle}{\sum_{j=1}^{N_f} \langle S(f_j) \rangle}. \quad (3)$$

The Doppler centroid leads to the mean Doppler velocity, $\langle V_D \rangle = \langle f_c \rangle \lambda / 2$, with λ the radar wavelength.

In Fig. 15, for each clutter measurement in the defined pattern, mean Doppler velocity is estimated from (3) and represented as a function of its position referenced to the mean sea wave direction. For this type of representation, the sea state conditions must be known at each position. Considering that the WWIIII-PREVAG and SWAN-PREVAG modeling are not correct during the 27/05 (see Fig. 3), the sea conditions have to be assessed from buoys measurements. From Fig. 1, it can be observed that the significant wave height and mean sea wave direction are nearly invariant with respect to longitude variations in the measurement pattern. Then, the sea conditions defined by h_s , t_p , and wave directions have been estimated from the South and North buoys, by a linear interpolation with respect to latitude. Thus, up-wave coordinate corresponds to $R \cdot \cos \phi_{waves} \cdot \cos \theta_g$ and cross-wave coordinates correspond to $R \cdot \sin \phi_{waves} \cdot \cos \theta_g$. The geometry referenced to sea wave directions from the radar is summarized in Fig. 7.

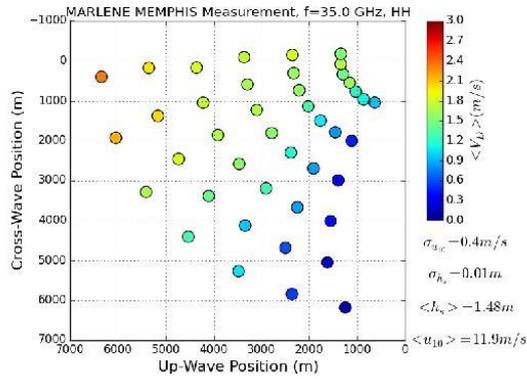


Fig. 15. Spatial variations of Doppler mean velocities obtained for MEMPHIS radar, Ka-band, HH polarization, May 27, 2014, in the morning.

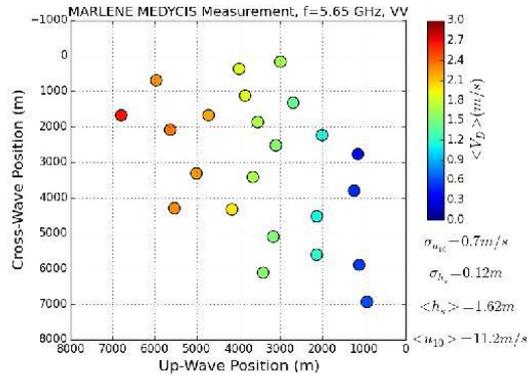


Fig. 16. Spatial variations of Doppler mean velocities obtained for MEDYCIS data, C-band, VV polarization, May 27, 2014, in the afternoon.

The variations of mean Doppler velocity (V_D) are represented for MEMPHIS radar measurements at 35 GHz in HH polarization in Fig. 15. The same representation is proposed for MEDYCIS radar at 5.65 GHz in VV polarization and HH polarization in Figs. 16 and 17, respectively. The positive Doppler velocities represent motion toward the radar. The variability of sea waves direction between each acquisition point is explaining the distortion of the pattern represented in Fig. 15 compared with the geometrical representation where the points are regularly positioned (see Fig. 1). For all these measurements, the spatial variations of $\langle V_D \rangle$ show the variability of mean Doppler velocity decreasing, whereas wave-radar relative azimuth angle ϕ_{waves} is increasing, and increasing with grazing angle θ_g .

The variations of mean Doppler velocity with respect to ϕ_{waves} and θ_g can be studied in more detail from Figs. 18–20. In these figures, the mean Doppler velocity (V_D) is represented as a function of ϕ_{waves} azimuth angle variations, for each grazing angle. In Fig. 18, mean Doppler speeds are represented at the Ka-band for HH polarization. Figs. 19 and 20 correspond

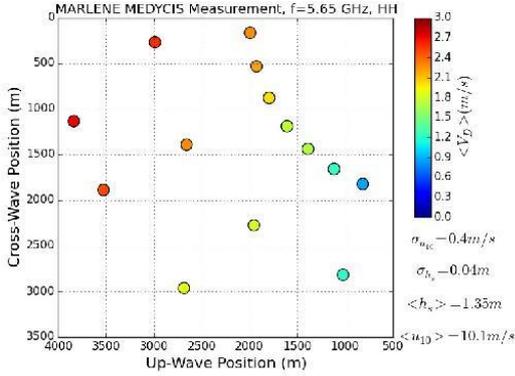


Fig. 17. Spatial variations of Doppler mean velocities obtained for MEDYCIS radar at C-band, HH polarization, May 27, 2014, in the afternoon.

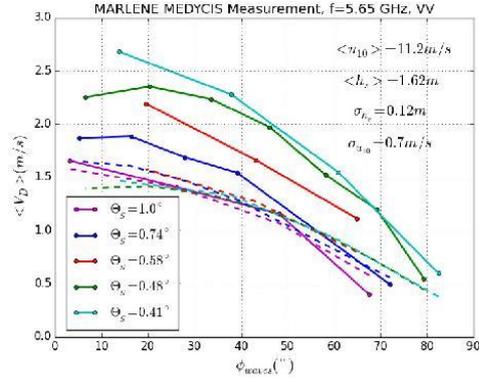


Fig. 19. Doppler speed estimation with respect to azimuth angle ϕ_{waves} and grazing angles. Results of MARLENE MEDYCIS radar at C-band, VV polarization, May 27, 2014, in the afternoon. Solid lines: measurements. Dashed lines: Trizna model.

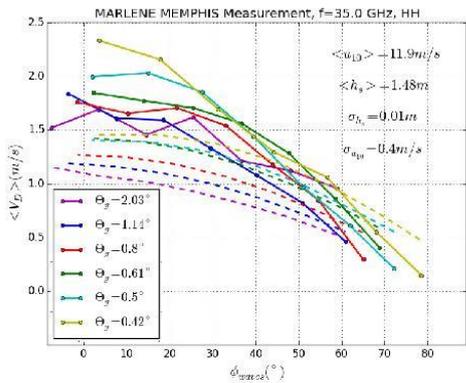


Fig. 18. Doppler speed estimation with respect to azimuth and grazing angles. Results of MARLENE MEMPHIS radar at the Ka-band, May 27, 2014, morning. Solid lines: measurements. Dashed lines: Trizna model.

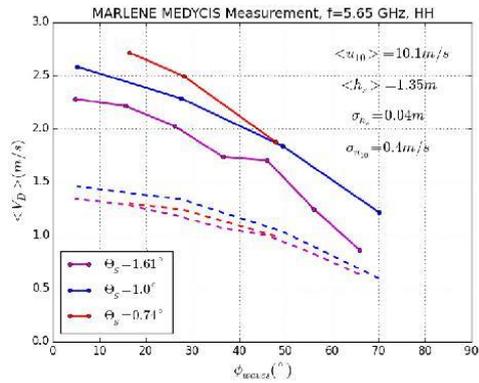


Fig. 20. Doppler speed estimation with respect to azimuth and grazing angles. Results of MARLENE MEDYCIS radar at C band, HH polarization, May 27, 2014, in the afternoon. Solid lines: measurements. Dashed lines: Trizna model.

to MEDYCIS measurements at the C-band, VV and HH polarizations, respectively. At the Ka-band HH polarization (Fig. 18), a maximum value of the velocity value appears on mean Doppler velocity when ϕ_{waves} is close to 0 (the up-sea waves direction) for all grazing angles. The same trend with respect to ϕ_{waves} is globally observed at the C-band and VV (Fig. 19) as in HH polarization (Fig. 20). This phenomenon is due to the projection of radar pointing direction on the sea wave traveling direction. This projection is maximum when the radar is pointing along the sea wave propagation direction. The choice of a representation of the Doppler velocity results as function of ϕ_{waves} instead of ϕ_{wind} has been justified from the following analysis. The measurements at the C-band and VV polarization have been represented according to ϕ_{wind} in Fig. 21. An intersection between the different curves can be noticed between 80° and 90°. This effect is assigned to the variation of the wind direction between measurements of the different points. This phenomenon is not

present considering the same measurements represented versus ϕ_{waves} in Fig. 19. It illustrates that the mean Doppler velocity is less sensitive to the wind variations and a representation versus the waves direction is more suitable. Moreover, another important observation is that the variability with azimuth of the Doppler velocity is closer to a projection function in $\cos \phi_{waves}$ than in $\cos \phi_{wind}$. These variations are taken into account in dashed line in Figs. 19 and 21, respectively. The model used for these representations is presented hereafter. From these observations, the choice of a representation of the Doppler velocity as a function of ϕ_{waves} has been assumed. Considering the mean directions of sea waves represented in Fig. 1, it can be observed that waves close to the shore (typically at latitudes close to 43.06° N and longitude 5.78375° E) are moving in the radar direction. When the radar is pointing to the South (i.e., to the bottom of Fig. 1), the sea waves direction appears

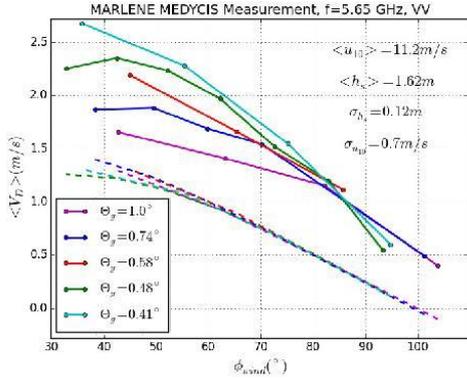


Fig. 21. Same graph than Fig. 19 but considering ϕ_{wind} azimuth angle instead of ϕ_{waves} . A ϕ_{waves} dependence is also taken into account in the Trizna model.

almost perpendicular to the radar pointing direction. These observations are compliant with the velocity variations with respect to ϕ_{waves} : the Doppler velocity is decreasing whereas ϕ_{waves} is increasing. It can be observed in Fig. 1 that when the radar is pointing in the South direction, at the North buoy latitude, the sea waves are not traveling with a direction perfectly perpendicular to the radar pointing direction. This radar pointing direction corresponds to the maximum azimuth angle between radar pointing direction and the waves direction. Therefore, the observed orientation of the sea waves, not perpendicular to radar pointing direction, induces that the measured Doppler velocity value corresponding to the cross waves is out of the range of the measured azimuth angles ϕ_{waves} . It can be noticed that the wave traveling direction is not the same for the North buoy and for the South buoy, a slight down rotation appears at South buoy level with respect to the East–West direction (horizontal direction in Fig. 1). This different orientation of sea waves is responsible for the distortion of the pattern observed in Fig. 15.

In Fig. 18, when the grazing angle is increasing from 0.42° up to 2.03° , the maximum mean Doppler velocity (obtained in the up-wave direction, i.e., ϕ_{waves} close to 0) is decreasing. The same tendency can be observed at the C-band for both polarizations when θ_g is increasing (Figs. 19 and 20). This observation can be explained by a superposition of different phenomena. First, the significant wave height is increasing with range from the coast (see Fig. 1). As the orbital velocity of the waves is proportional to the wave heights, this variability should have an impact on radar Doppler velocity. Second, the shadowing effect induces an illumination of only the top of the higher sea waves when the angle is very grazing. The illuminated waves are carried by the biggest long waves that move faster. The top of the waves is also more sensitive to the wind. When the grazing angle is high, typically above 10° , all scales of sea waves are illuminated and the mean Doppler velocity measured corresponds to an average of all scatterer velocities. When grazing angles decrease, the mean Doppler velocity decreases (or increases

in an absolute value). Considering the variation of Doppler velocity with azimuth, compared to a variation in cosine with ϕ_{waves} , a slightly modified azimuthal periodicity can be noticed, depending on the grazing angle. This phenomenon can be particularly observed at the C-band VV polarization (see Fig. 19). For higher grazing angles, the minimum value of $\langle V_D \rangle$ extrapolated from the data is not at ϕ_{waves} equal to 90° . To explain this phenomenon, one can observe that wind and waves have a different direction for minimum radar ranges. This can be observed by the comparison of Figs. 1 and 2, for example, considering North buoy as reference. When range is increasing to the south, the wind and waves direction are closer and the azimuthal variation of $\langle V_D \rangle$ is closer to a $\cos \phi_{waves}$ variation. This suggests that wind direction has an influence and seems to modify the azimuthal trend.

Comparing VV and HH Doppler velocities at the C-band (Figs. 19 and 20, respectively), a higher velocity is observed at HH polarization. For instance at $\theta_g \approx 1^{\circ}$, $\phi_{waves} \approx 3^{\circ}$, and VV polarization, the mean Doppler velocity is estimated to 1.67 m/s whereas at $\theta_g \approx 1^{\circ}$, $\phi_{waves} \approx 4.7^{\circ}$, and HH polarization, a mean Doppler velocity of 2.58 m/s is obtained. This difference between HH and VV Doppler velocities has been observed previously, showing “Fast scatterers” velocity higher at HH than at VV polarization [21].

Following the approach proposed by Trizna [11], the order of magnitude of the Doppler velocity V_D can be estimated in up-wave condition. The proposed model is the sum of three components

$$V_D = V_B + V_O + V_w \quad (4)$$

with V_B the Bragg-scatterer phase velocity, V_O the orbital velocity, and V_w the wind drift component. The Bragg-scatterer wave phase velocity at grazing angle is

$$V_B = \sqrt{\frac{g}{k_B} + \gamma k_B} \quad (5)$$

with $k_B = ((4\pi)/\lambda_{radar}) \cos \theta_g \approx ((4\pi)/\lambda_{radar})$, g is the gravitational acceleration, and γ is the surface tension per bulk density. Indeed at C- and Ka-bands, the Bragg velocity is $V_B^C \approx 0.24$ m/s and $V_B^{Ka} \approx 0.34$ m/s, respectively. Trizna [11] proposes to consider a wind drift current component $\langle V_w \rangle \approx 0.03 \langle u_{10} \rangle$ and the following orbital velocity:

$$V_O = \pi \frac{H}{T} \left[1 + 2\pi^2 \frac{H}{gT^2} \right] \quad (6)$$

where H is the height from crest to trough (approximated to h_s) and T is the long gravity wave period (approximated to the peak period t_p). Then from the buoys measurements, h_s and t_p have been estimated at each point of the pattern. The Trizna model has been extended to take into account the azimuthal variability of Doppler velocity. This extension consists in a projection of the radar pointing direction on the waves direction considering the orbital component and wind direction considering wind drift

$$V_D = V_B + V_O \cos \phi_{waves} + V_w \cos \phi_{wind}. \quad (7)$$

The results of the Trizna model considering these projections are reported in Figs. 18–20. In Fig. 21, the results are presented

versus the wind direction and the model is $V_D = V_B + (V_O + V_w) \cos \phi_{\text{wind}}$. This last representation has just been added to strengthen the choice of a representation versus ϕ_{waves} instead of ϕ_{wind} .

Analyzing results in Figs. 18–20, it appears that the sum of all components proposed by Trizna [11] leads to values lower than the measured ones at HH as in VV polarization. This approach is not able to fully replicate the observed variations with grazing angle in MARLENE conditions. In particular, the variation observed on measurements with grazing angle is not correctly modeled by the Trizna model. The only varying term of Trizna model with the quoted grazing angle is the orbital velocity and its dependence with sea conditions seems not sufficient to match with the measurements. Further work is then necessary to improve modeling in such grazing configurations.

An additional point can be noticed. From this analysis, the choice of a Gaussian function to describe the mean Doppler spectrum seems to be relevant at the first order (see the illustrations of Figs. 13 and 14). So for this point, Walker [16], Watts [19], [23], [24], or Whitrow [22] models would be appropriate. The problem is, however, the characterization of the mean velocity and the width of the spectrum at grazing angles. The model proposed by Trizna [11], characterizing the mean Doppler velocity, is based on land-based measurements from [25] and [26]. Both made in parallel to radar measurements a set of ocean environmental measurements. Compared with these campaigns, the tendency of a higher velocity on the mean Doppler spectra shift is observed in the MARLENE results. Whitecap coverage has been observed during MARLENE experiment the 27th of May. The influence of currents, wave overwash, and whitecap should significantly modify the sea Doppler spectrum and explain the differences. Moreover, the Trizna model is a simple and efficient approach, but it does not take into account the illumination angular variability. The azimuthal variation has been added to the model with respect to the wave and wind directions and provides a global correct behavior compared with MARLENE measurements. But it appears on measurements that the grazing angle also has an impact on Doppler velocity shift on measurements. It seems related to shadowing and to the fact that at grazing angle, only the top of the sea waves is illuminated.

IV. CONCLUSION

In this paper are presented the MARLENE campaign sea clutter measurements results. The campaign was held in Spring 2014 in coastal Mediterranean environment. A good correspondence between reflectivity measurements and the empirical GIT model is obtained at the C- and Ka-bands. The dynamics according to azimuth and grazing angles are retrieved by modeling, in sea state 3–4 condition. The Doppler spectrum is analyzed at the C- and Ka-bands. A fast scatterer effect, inducing a mean velocity spectrum higher at HH than at VV band, is observed at the C-band. The variation of mean Doppler velocity with respect to azimuth angle (referred to the mean sea waves direction) is studied. The maximum velocity is

measured in up-sea wave conditions, at the C- and Ka-bands. Variability of mean Doppler spectrum velocity with respect to grazing angle is underlined. The impact of shadowing induces higher velocities measured for the lower grazing angles. Results of the MARLENE campaign allow characterizing sea clutter in coastal environment and should be used for the development of further physical sea clutter models of reflectivity or Doppler spectrum. No results from MARSIG data have been used in this paper because of the too low PRF, limiting the capacity for Doppler analysis. In the future work, for instance dedicated to distribution of clutter amplitude, these data will be considered. Moreover, the Doppler data from MEMPHIS and MEDYCIS should be used to deeply study Doppler spectra, in particular considering their width. A critical point for the modeling of radar sea echoes in coastal environment is the space-time variability of the sea conditions in the considered area. This variability should be modeled by a sea wave model, such as WWII-PREVAG or SWAN-PREVAG, but as demonstrated in this paper, the results have to be used carefully.

ACKNOWLEDGMENT

The authors would like to thank SHOM for the simulations with the PREVAG model. The presented work has been carried out in the framework of the French–German Technical Agreement 119: “Modeling and measurements of sea clutter at centimetre and millimeter bands; application to atmospheric refractivity assessment” involving Fraunhofer FHR, WTD 71, DGA-MI, DGA-TN, and ONERA.

REFERENCES

- [1] D. Miret, G. Soriano, F. Nougier, P. Forget, M. Saillard, and C.-A. Guerin, “Sea surface microwave scattering at extreme grazing angle: Numerical investigation of the Doppler shift,” *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, vol. 52, no. 11, pp. 7120–7129, Nov. 2014.
- [2] Y. Wang, Y. Zhang, M. He, and C. Zhao, “Doppler spectra of microwave scattering fields from nonlinear oceanic surface at moderate- and low-grazing angles,” *Trans. Geosci. Remote Sens.*, vol. 50, no. 4, pp. 1104–1116, Apr. 2012, doi: 10.1109/TGRS.2011.2164926.
- [3] F. Nougier, C.-A. Guerin, and G. Soriano, “Analytical techniques for the Doppler signature of sea surfaces in the microwave regime—I: Linear surfaces,” *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, vol. 49, no. 12, pp. 4856–4864, Dec. 2011, doi: 10.1109/TGRS.2011.2152848.
- [4] F. Nougier, C.-A. Guerin, and G. Soriano, “Analytical techniques for the Doppler signature of sea surfaces in the microwave regime—II: NonLinear surfaces,” *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, vol. 49, no. 12, pp. 4920–4927, Dec. 2011, doi: 10.1109/TGRS.2011.2153207.
- [5] T. Lamont-Smith, “Azimuth dependence of Doppler spectra of sea clutter at low grazing angle,” *IET Radar Sonar Navigat.*, vol. 2, no. 2, pp. 97–103, Apr. 2008, doi: 10.1049/iet-rsn:20070099.
- [6] G. Farquharson, S. J. Frasier, B. Raubenheimer, and S. Elgar, “Microwave radar cross sections and Doppler velocities measured in the surf zone,” *J. Geophys. Res.*, vol. 110, p. C12024, Sep. 2005, doi: 10.1029/2005JC003022.
- [7] P. A. Hwang, M. A. Sletten, and J. V. Toporkov, “Breaking wave contribution to low grazing angle radar backscatter from the ocean surface,” *J. Geophys. Res.*, vol. 113, p. C09017, Sep. 2008, doi: 10.1029/2008JC004752.
- [8] M. M. Horst, F. B. Dyer, and M. T. Tuley, “Radar sea clutter model,” in *Proc. IEE Conf. Int. Conf. Antennas Propag.*, 1978, p. 169.
- [9] V. Gregers-Hansen and R. Mital, “An improved empirical model for radar sea clutter reflectivity,” *IEEE Trans. Aerosp. Electron. Syst.*, vol. 48, no. 4, pp. 3512–3524, Oct. 2012, doi: 10.1109/TAES.2012.6324732.

- [10] J. P. Reilly and G. D. Dockery, "Influence of evaporation ducts on radar sea return," *IEE Proc. F Radar Signal Process.*, vol. 137, no. 2, pp. 80–88, Apr. 1990.
- [11] D. Trizna, "A model for Doppler peak spectral shift for low grazing angle sea scatter," *IEEE J. Ocean. Eng.*, vol. OE-10, no. 4, pp. 368–375, Oct. 1985, doi: 10.1109/JOE.1985.1145132.
- [12] V. Fabbro *et al.*, "MARLENE: Mediterranean RFC and sea clutter environmental experiment," in *Proc. 9th Eur. Conf. Antennas Propag. (EuCAP)*, Lisbon, Portugal, Apr. 2015, pp. 1–3.
- [13] H. L. Tolman, "User manual and system documentation of WAVEWATCH III version 1.18," NOAA/NWS/NCEP/OMB Tech. Rep. 166, Apr. 1999, p. 110.
- [14] H. L. Tolman, "User manual and system documentation of WAVEWATCH III version 4.18," NOAA/NWS/NCEP/MMAB Tech. Rep. 316, Mar. 2014, p. 194.
- [15] N. Booij, L. H. Holthuijsen, and R. C. Ris, "A third-generation wave model for coastal regions: 1. Model description and validation," *J. Geophys. Res.*, vol. 104, no. C4, pp. 7649–7666, 1999.
- [16] D. Walker, "Experimentally motivated model for low grazing angle radar Doppler spectra of the sea surface (U)," *IEE Proc. Radar, Sonar, Navigat.*, vol. 147, no. 3, pp. 114–120, Jun. 2000, doi: 10.1049/ip-rsn:20000386.
- [17] D. Walker, "Doppler modeling of radar sea clutter (U)," *IEE Proc. Radar, Sonar, Navigat.*, vol. 148, no. 2, pp. 73–80, Apr. 2001.
- [18] K. D. Ward, R. J. A. Tough, and S. Watts, "Sea clutter: Scattering, the K distribution and radar performance," London, U.K.: Institution of Engineering and Technology Series: Radar, Sonar, Navigation and Avionics, Apr. 2006.
- [19] S. Watts, "Modeling and simulation of coherent sea clutter," *IEEE Trans. Aerosp. Electron. Syst.*, vol. 48, no. 4, pp. 3303–3317, Apr. 2012.
- [20] S. Watts, "A new method for the simulation of coherent sea clutter," in *Proc. Int. Conf. Radar*, Kansas City, MI, USA, 2011, pp. 52–57.
- [21] P. Forget, M. Saillard, and P. Broche, "Observations of the sea surface by coherent L band radar at low grazing angles in a nearshore environment," *J. Geophys. Res.*, vol. 111, p. C09015, Sep. 2006, doi: 10.1029/2005JC002900.
- [22] L. Whitrow, "A model of low grazing angle sea clutter for coherent radar performance analysis," DSTO Defense Sci. Technol. Org., Australia, Tech. Rep. DSTO-TR-2864, Jun. 2013.
- [23] S. Watts, L. Rosenberg, S. Bocquet, and M. Ritchie, "Doppler spectra of medium grazing angle sea clutter; part 1: Characterization," *IET Radar Sonar Navigat.*, vol. 10, no. 1, pp. 24–31, 2016, doi: 10.1049/iet-rsn.2015.0148.
- [24] S. Watts, L. Rosenberg, S. Bocquet, and M. Ritchie, "Doppler spectra of medium grazing angle sea clutter; part 2: Model assessment and Simulation," *IET Radar Sonar Navigat.*, vol. 10, no. 1, pp. 32–42, 2016, doi: 10.1049/iet-rsn.2015.0149.
- [25] V. W. Pidgeon, "Doppler dependence of sea return," *J. Geophys. Res.*, vol. 73, pp. 1333–1341, Apr. 1968.
- [26] Y. U. Mel' nichuk and A. A. Chernikov, "Spectra of radar signals from sea surface for different polarizations," *Izvestia, Atmos. Oceanic, Phys.*, vol. 7, pp. 28–40, 1971.

Author biographies and photographs not available at the time of publication.

2-D Propagation Modeling in Inhomogeneous Refractive Atmosphere Based on Gaussian Beams

Part I: Propagation Modeling

Charles-Antoine L'Hour^b, Vincent Fabbro^b, Alexandre Chabory, and Jérôme Sokoloff

Abstract—Gaussian beams as solutions of the parabolic wave equation (PWE) in inhomogeneous 2-D media are studied. Closed-form expressions of the Gaussian beam propagation are derived, based on the assumption that the gradient of the refractive index is locally vertical, constant, and bounded within realistic values observed in the troposphere. The proposed algorithm uses the closed-form expressions of the Gaussian beams along with a multibeam expansion procedure, in order to expand any incident field and to deal with particularly important variations of the atmosphere refractive index. The method is also able to model the propagation in refractivity grids from weather forecast algorithms, such as the Weather Research and Forecasting (WRF) model. Results are accurate up to several hundreds of kilometers when compared to the PWE solved by a split-step Fourier approach in ducting condition.

Index Terms—Gaussian beam, inhomogeneous media, multi-beam expansion, parabolic wave equation (PWE), propagation, split-step Fourier (SSF), tropospheric duct.

I. INTRODUCTION

THIS paper is the first part of a two-part manuscript that deals with the proposition of a model for propagation modeling. The second part [1] deals with the application of the proposed model to radio occultation.

This paper is in the framework of the modeling of long-distance refraction effect in an inhomogeneous medium. The propagation distance typically reaches several hundreds of kilometers or more, as for radio occultation geometry. In such a configuration, the applied model must deal with two issues: the accuracy of the refraction effect modeling and the sufficiently short computation time. The two

approaches that are commonly used to model these types of problems are geometrical optics (GO) [2] and the parabolic wave equation (PWE) method, classically solved by split-step Fourier (SSF) [3], [4]. GO is not efficient at long range and in complex atmospheric media (i.e., characterized by strong variations of the refractive index with range and altitude) because of the great number of rays that have to be launched to reach a given observation point [3]. The major drawback of PWE-SSF is the significant computation time in the case of a very large 2-D problem (considering the vertical plane, very large in altitude and range). In the case of a 3-D large problem (large in altitude, azimuth, and range), the computation time becomes prohibitive.

In this paper, a new high-frequency asymptotic method based on the Gaussian beam formalism is proposed to model the refraction in the atmosphere. It is called the Gaussian beam for atmospheric refraction (GBAR) method. A Gaussian beam is a solution of the PWE, in which the magnitude variation is Gaussian around an axis. Gaussian beam formalism has seen increased interest in the last decades, particularly to solve antennas [5] and wave field propagation problems in electromagnetics [6]–[8] as well as in seismology [9], [10]. The Gaussian distribution of its amplitude gives the Gaussian beam the property of being located both spatially and spectrally. Therefore, it is more realistic than a plane wave or a source point because it has limited spatial and angular spreads, which is not the case for a plane wave or a point source. Thus, a single Gaussian beam can fairly represent real fields throughout their propagation. When the field to be described is more complex, the Gaussian beam can be considered as the elementary field of a decomposition family, that is, the field can be expanded into a limited number of Gaussian beams. This method developed in [21] allows to describe all the complexity of the field with less elementary beams than the PWE uses plane waves. It is this advantage that is exploited in this paper. With respect to GO, the advantage comes from the fact that the observation point does not have to intercept the axis of a beam. The field at each observation point takes into account the contribution of all the adjacent elementary beams. Following the approach proposed in [9] and [11] in order to fully describe the propagation of a Gaussian beam in inhomogeneous media, several quantities must be determined. They are the trajectory of the beam and some parameters that depend on the arc length, the refractive

Manuscript received October 3, 2017; revised February 11, 2019; accepted March 10, 2019. Date of publication April 16, 2019; date of current version August 12, 2019. This work was co-financed by ONERA and the Midi-Pyrénées Region. (Corresponding author: Charles-Antoine L'Hour.)

C.-A. L'Hour and V. Fabbro are with The French Aerospace Lab, Electromagnetism and Radar Department (DEMR), Office National d'Etude et de Recherches Aérospatiales (ONERA), F-31055 Toulouse, France (e-mail: vincent.fabbro@onera.fr).

A. Chabory is with the TELECOM/EMA Department, ENAC, Toulouse University, 31055 Toulouse, France (e-mail: alexandre.chabory@recherche.enac.fr).

J. Sokoloff is with the Laboratoire LAPLACE, Groupe de Recherche en Electromagnétisme (GRE), Université Paul Sabatier, 31330 Toulouse, France, and also with the Electromagnetism and Radar Department (DEMR), Office National d'Etude et de Recherches Aérospatiales (ONERA), 31055 Toulouse, France (e-mail: sokoloff@laplace.univ-tlse.fr).

Color versions of one or more of the figures in this paper are available online at <http://ieeexplore.ieee.org>.

Digital Object Identifier 10.1109/TAP.2019.2911345

0018-926X © 2019 IEEE. Personal use is permitted, but republication/redistribution requires IEEE permission. See http://www.ieee.org/publications_standards/publications/rights/index.html for more information.

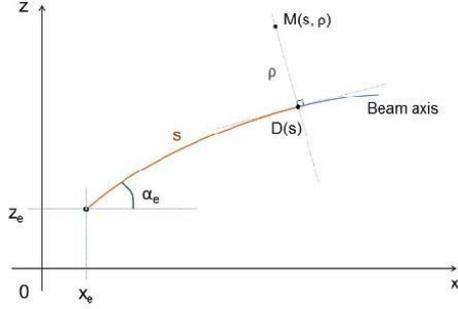


Fig. 1. Curvilinear coordinates system (s, ρ) associated with a preferred direction (blue line) in the Cartesian coordinates system (x, z) . The D point is defined as the point that minimized the distance to M .

index, and its variations. Rao and Carin [12] have adapted the formulation of Cerveny to propose a hybrid Parabolic Equation—Gaussian beam algorithm to model the propagation in inhomogeneous media. This algorithm uses a numerical beam tracer that employs a finite-difference approximation to compute the parameters of the beam along the beam axis. In this paper, an original approach to estimate these parameters is proposed and applied to a realistic atmospheric refraction problem.

This paper is organized as follows. Section II deals with the PWE solved in a curvilinear coordinate system and presents the basis of the GBAR method. Then, closed-form expressions for the computation of the Gaussian beam are derived and validated. Section III starts with a brief description of the multibeam expansion procedure (MEP) used along with the derived closed-form expressions. Then, the GBAR method is validated by comparisons with a PWE-SSF approach. The propagation medium is characterized by an atmospheric duct with inversion layer and strong values of the refractive index gradient.

II. PROPAGATION OF A GAUSSIAN BEAM IN INHOMOGENEOUS MEDIA

A. Parabolic Wave Equation

This paper is concerned with the 2-D scalar PWE, to which many radiowaves problems can be reduced. Assuming no depolarization effects, either the electric or magnetic field remains transverse to the propagation plane, according to the chosen polarization. For the horizontal polarization, the electric field is transverse, and for the vertical polarization, the magnetic field is transverse. The PWE is an approximation of the scalar wave Helmholtz equation, which models energy propagating in a cone centered on a preferred direction. Let u be the beam to be propagated in a given medium. Fig. 1 illustrates the axis of this beam whose transmitter is located at (x_e, z_e) . The elevation angle of the beam at the transmitter is denoted as α_e . Using the curvilinear coordinates system (s, ρ) , u is sought in the form [11]

$$u(s, \rho, t) = \exp\{-j\omega(t - T(s))\} \sqrt{\frac{c}{n(s)}} W(s, \beta) \quad (1)$$

where $j^2 = -1$, t denotes time, c is the light speed in vacuum, and ω is the angular velocity. The variable s is the arc length along the beam axis. Hence, $n(s)$ is the refractive index at length s along the beam axis. The eikonal $T(s)$ follows:

$$T(s) = \frac{1}{c} \int_{s'=s_0}^s n(s') ds' \quad (2)$$

The integral, taken along the beam axis, has the value of the propagation time from a reference point located at arc length s_0 to a point located at arc length s . Furthermore, β is related to both the angular velocity ω and the curvilinear coordinate ρ by the following relation:

$$\beta = \sqrt{\omega\rho} \quad (3)$$

where ρ is the distance from the beam axis. The PWE for W can be written as [11]

$$n(s) \frac{2j}{c} \frac{\partial W}{\partial s} + \frac{\partial^2 W}{\partial \beta^2} - \frac{n(s)^3}{c^2} \beta^2 \frac{\partial^2}{\partial \rho^2} \left(\frac{1}{n(s, \rho)} \right) \Big|_{\rho=0} W = 0 \quad (4)$$

where $n(s, \rho)$ is the refractive index at length s along the beam axis, and $n(s) \equiv n(s, \rho = 0)$.

The Gaussian beam can be introduced as a solution of (4), assuming a Gaussian evolution of the field transversally to the beam axis.

B. Gaussian Beam Solution

The proposed solution for a Gaussian beam in an inhomogeneous media is based on the formalism proposed in [9] and [11] and Popov [8], [10]. First, we seek the solution of (4) in the form

$$W(s, \beta) = A(s) \exp\left(j \frac{\beta^2}{2} \Gamma(s)\right) \quad (5)$$

where $\Gamma(s)$ and $A(s)$ are unknown complex-valued functions. Inserting (5) into (4) yields

$$\begin{cases} A(s) = \Psi q^{-\frac{1}{2}}(s) \\ \Gamma(s) = p(s)/q(s) \end{cases} \quad (6)$$

where Ψ is a complex constant. Furthermore, p and q are solutions of the following system of two coupled partial derivative equations:

$$\begin{cases} \frac{dq(s)}{ds} = \frac{c}{n(s)} p(s) \\ \frac{dp(s)}{ds} = -\frac{n(s)^2}{c} \frac{\partial^2}{\partial \rho^2} \left(\frac{1}{n(s, \rho)} \Big|_{\rho=0} \right) q(s). \end{cases} \quad (7)$$

Substituting (5) and (6) into (1) with $\Gamma(s) = p(s)/q(s)$ gives the following expression:

$$u(s, \rho, t) = \Psi \left[\frac{c}{n(s)q(s)} \right]^{1/2} \exp \left[-j\omega(t - T(s)) + j \frac{\omega}{2} \frac{p(s)}{q(s)} \rho^2 \right]. \quad (8)$$

Equation (8) shows that to model the propagation of a Gaussian beam, one needs to calculate the trajectory of the

beam axis, the values of the eikonal $T(s)$, and the two functions $p(s)$ and $q(s)$. The existing methods use numerical computations of the beam axis trajectory and iterative integrations of $T(s)$, $p(s)$, and $q(s)$ [11]. This paper presents new closed-form expressions to obtain these quantities.

C. Closed-Form Expression of the Gaussian Beam in a Vertical Linear Index Profile

The basic assumption for the derivation of the following expressions is to assume that around the beam, the gradient of the refractive index n is both vertical and constant. Therefore, we write

$$n(z) = n_0 + \xi(z - z_0) \quad (9)$$

where n_0 is a reference value of the index at altitude z_0 and ξ is the vertical and constant gradient of the refractive index. The trajectory of the beam axis, the eikonal, and the p and q functions will now be derived under this assumption.

1) *Beam Axis Trajectory*: The derivation of the beam axis trajectory starts with the Snell–Descartes law, which states that $\cos(\alpha)n$ is constant along the trajectory of a beam axis in an inhomogeneous media, where α is the elevation of the beam axis. Using (9) and deriving the Snell–Descartes law with respect to x , the following equation is obtained:

$$\frac{d}{dx}[\cos \alpha(x)[n_0 + \xi(z - z_0)]] = 0 \quad (10)$$

where (x, z) are the coordinates in the 2-D Cartesian system shown in Fig. 1. Using the equation $(dz/dx) = \tan \alpha(x)$, (10) becomes

$$\xi \left[1 + \left(\frac{dz}{dx} \right)^2 \right] - [n_0 + \xi(z - z_0)] \frac{d^2z}{dx^2} = 0. \quad (11)$$

The last equation is a differential equation in which solution is not trivial. In order to reduce the complexity of the derivation, the term $\xi d^2z/dx^2$ is assumed to be negligible with respect to the other terms. The quantity d^2z/dx^2 is the curvature of the beam axis. Hence, this assumption can be physically interpreted as expecting that the beam propagates in a medium with slow variations of curvature with range. The value of the bound will be discussed later. Equation (11) becomes

$$\xi \left[1 + \left(\frac{dz}{dx} \right)^2 \right] - n_0 \frac{d^2z}{dx^2} = 0. \quad (12)$$

The solution of (12) can be written as

$$z(x) = z_e + \frac{n_0}{\xi} \ln[\cos(\alpha_e)] - \frac{n_0}{\xi} \ln \left[\cos \left(\frac{\xi}{n_0}(x - x_e) + \alpha_e \right) \right] \quad (13)$$

where (x_e, z_e) are the coordinates of the beam transmitter and α_e is the elevation of the beam at the transmitter.

2) *Eikonal*: The eikonal represents the propagation time of the field from the transmitter. To introduce n_0 in (2), n and z must be expressed as functions of the arc length s . This can be done using the same kind of derivation as for the beam axis trajectory in (13). The equation of $z(s)$ comes as follows:

$$z(s) = z_e - \frac{n_0}{\xi} \ln[\cosh(a)] + \frac{n_0}{\xi} \ln \left[\cosh \left(\frac{\xi}{n_0}(s - s_e) + a \right) \right] \quad (14)$$

where $a = \tanh^{-1}(\sin \alpha_e)$. Then, the expression of the eikonal is derived

$$T(s) = \frac{1}{c} \frac{n_0^2}{\xi} \left\{ \frac{\xi}{n_0} \left[1 + \frac{\xi}{n_0}(z_e - z_0) - \ln[\cosh(a)] \right] (s - s_e) + \int_{\zeta = \frac{\xi}{n_0}s_e}^{\frac{\xi}{n_0}s} \ln \left[\cosh \left(\zeta - \frac{\xi}{n_0}s_e + a \right) \right] d\zeta \right\}. \quad (15)$$

The integral can be formally expressed using $b = (\xi/n_0)s_e + a$, which gives

$$\int_{\zeta = \frac{\xi}{n_0}s_e}^{\frac{\xi}{n_0}s} \ln[\cosh(\zeta + b)] du = \left[\frac{1}{2} \{ \text{Li}_2[-e^{-2b-2\zeta}] - (b+u)(2 \ln[e^{-2b-2\zeta} + 1] - 2 \ln[\cosh(b+\zeta)] + b+\zeta) \} \right]_{\zeta = \frac{\xi}{n_0}s_e}^{\frac{\xi}{n_0}s} \quad (16)$$

where Li_2 is the polylogarithmic function of order 2. Equations (15) and (16) give a direct formulation of the eikonal along the beam axis in order to compute the field of a Gaussian beam in (8).

3) *p and q Functions*: Expliciting the term $(\partial^2/\partial\rho^2)(1/n(s, \rho))$ into (7) yields

$$\begin{cases} \frac{dq(s)}{ds} = \frac{c}{n(s)} p(s) \\ \frac{dp(s)}{ds} = -\frac{n(s)^2}{c} \left[-\frac{\partial^2 n(s, \rho)}{\partial \rho^2} \frac{1}{n(s)^2} + \left(\frac{\partial n(s, \rho)}{\partial \rho} \Big|_{\rho=0} \right)^2 \frac{2}{n(s, \rho)^3} \right] q(s). \end{cases} \quad (17)$$

Deriving (9) with respect to ρ and using $d^2n/d\rho^2 = 0$, then the differential system becomes

$$\begin{cases} \frac{dq(s)}{ds} = \frac{c}{n(s)} p(s) \\ \frac{dp(s)}{ds} = 0. \end{cases} \quad (18)$$

This yields the following integral solution of (18):

$$\begin{cases} q(s) = q(s_e) + c \frac{p(s_e)}{n_0} \\ \quad \times \int_{\zeta=s_e}^s \left(1 + \frac{\xi}{n_0} (z_e - z_0) - \ln[\cosh(a)] \right. \\ \quad \left. + \ln \left[\cosh \left(\frac{\xi}{n_0} (\zeta - s_e) + a \right) \right] \right)^{-1} d\zeta \\ p(s) = p(s_e). \end{cases} \quad (19)$$

The purpose here is to get expressions that can be rapidly computed. This is why the formulation in (19) has been compared with the $p(s)$ and $q(s)$ functions that correspond to the envelope of a beam in a homogeneous medium [11]

$$\begin{cases} q(s) = q(s_e) + j(s - s_e) \\ p(s) = p(s_e) \end{cases} \quad (20)$$

where s_e is the curvilinear length of the beam transmitter, which is commonly zero. In the $e^{-j\omega t}$ convention, the values of $p(s_e)$ and $q(s_e)$ are given by [21]

$$\begin{cases} q(s_e) = \frac{\pi f n_e}{W_0^2} \\ p(s_e) = j \frac{n_e^2}{c} \end{cases} \quad (21)$$

where f is the frequency, n_e is the value of the refractive index at the transmitter, and W_0 is the waist of the beam (the area around the beam axis where the Gaussian field is greater than $\exp(-1)$ times the value of the field on the beam axis) at the narrowest part of the beam.

To justify the use of (20) instead of (19), let I denote

$$I = j \frac{n_e}{n_0} \int_{\zeta=s_e}^s \left\{ 1 + \frac{\xi}{n_0} (z_e - z_0) - \ln(\cosh a) \right. \\ \left. + \ln \left[\cosh \left(\frac{\xi}{n_0} (\zeta - s_e) + a \right) \right] \right\}^{-1} d\zeta. \quad (22)$$

First, the reference altitude z_0 can be chosen equal to z_e . As a result, the second term in the integrand becomes zero, and the coefficient before the integral reduces to j . Note that assuming $\alpha_e \ll 1$ leads to

$$a = \tanh^{-1}(\sin \alpha_e) \simeq \alpha_e \quad (23)$$

at second order. This relationship can be used to approximate the third term in the integrand by

$$\ln(\cosh a) \simeq \frac{\alpha_e^2}{2}. \quad (24)$$

The fourth term in the integrand cancels the third one because $(\xi/n_0)(\zeta - s_e)$ can be neglected since the gradient of the refractive index ξ is maximally of the order of 10^{-8} n-units/m. Finally, this derivation leads to

$$I = j \int_{\zeta=s_e}^s d\zeta = j(s - s_e) \quad (25)$$

which is the complex part of q that is found in (20).

The p and q functions give the value of the beam envelope with respect to the curvilinear length along the beam axis.

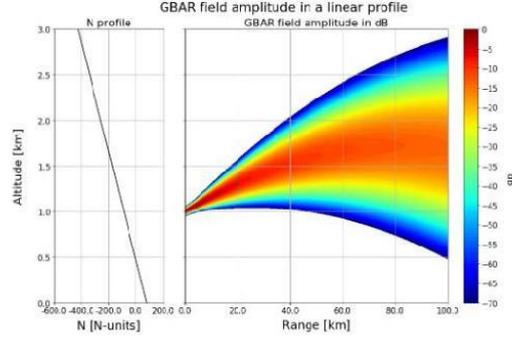


Fig. 2. Modeling of a Gaussian beam assuming a gradient of -210 N-units/km.

In the case of an inhomogeneous medium, the beam envelope along the axis is often written as [11]

$$L(s) = \left[\frac{\omega}{2} \text{Im} \left(\frac{p(s)}{q(s)} \right) \right]^{-1/2} \quad (26)$$

where Im denotes the imaginary part. Using (20) and (21), the last equation can be rewritten as

$$L(s) = kW_0 \sqrt{1 + 4 \left(\frac{s - s_e}{kW_0^2} \right)^2}. \quad (27)$$

The expression of $L(s)$ is consistent with the expression of the beam envelope in a homogeneous media.

D. Numerical Test of the Solution

The use of the latter equations is validated in the case of a propagation medium with a vertical and constant gradient. Fig. 2 shows the propagation modeling for a gradient of -210 N-units/km. This gradient is an extreme atmospheric gradient value. For comparison, the standard atmosphere gradient is -39 N-units/km. The frequency is 1 GHz, the beam waist of the incident Gaussian field is $W_0 = 20.0$ m, which gives a 3 dB aperture of $\theta_{3\text{dB}} = 0.43^\circ$. The elevation angle is $\alpha_e = 1^\circ$. This value of the beam waist is chosen so that a great part of the beam remains perpendicular to the vertical refractivity gradient. Indeed, this is the situation where the field is the most impacted by the refractivity gradient. Fig. 2(a) represents the vertical variation of the refractivity N . In Fig. 2(b), the variations of the field are displayed in color scale with respect to distance and altitude. Fig. 3 shows the amplitude difference of the GBAR and PWE-SSF fields in the same conditions (GBAR field in decibels minus PWE-SSF field in decibels). Fig. 4 shows the amplitude of the GBAR and PWE-SSF difference, after 100 km of propagation. Fig. 5 shows the difference of the unwrapped phases from GBAR and PWE-SSF computations, in degrees, after 100 km of propagation. It shows that the difference of the unwrapped phases from GBAR and PWE-SSF computations at 100 km is under 40° where the amplitude of the field is the highest. At 1 GHz of frequency, the wavelength is around 30 cm, which means that 40° correspond to around 3.3 cm. Compared to the 100 km of propagation, this results, combined with the slow variations of the phase difference around that point of

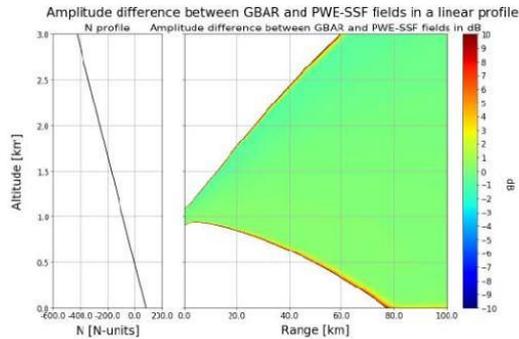


Fig. 3. Amplitude difference of the GBAR and PWE-SSF fields assuming a gradient of -210 N-units/km.

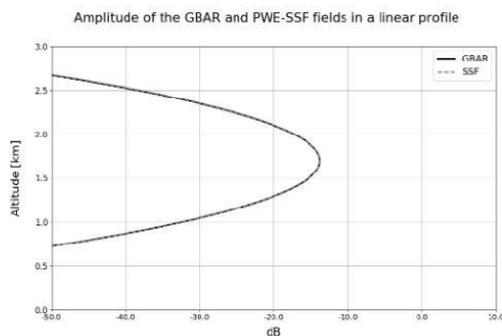


Fig. 4. Amplitude of the field, in decibels, after 100 km of propagation. The result is compared to PWE-SSF.

highest amplitude, highlight the accuracy of the GBAR phase computation. Compared to the result of PWE-SSF, the overall agreement is very good. Both GBAR and SSF have been implemented using the Python programming language. Using a personal computer equipped with a 2.80 GHz processor and 6 GB of RAM, the GBAR computation time to get the field map shown in Fig. 2 is 2.25 s compared to 15.78 s using PWE-SSF with a range step of 100 m and a vertical sampling of 1 m. The GBAR computation time to get the field at the end of propagation domain at 100 km is 0.12 s. The PWE-SSF method cannot compute the field only at the end of the domain, it has to propagate iteratively from the vertical where the wave is initiated. This simulation case stands for extreme conditions. Thus, simpler conditions can be expected to be well addressed by the GBAR equations.

To summarize this section, the proposed propagation method is called GBAR method. It uses (13) to model the beam axis, (14)–(16) to compute the propagation time along the beam axis, and (20) to model the envelope of the beam.

III. PROPAGATION OF A GAUSSIAN BEAM IN A MEDIUM WITH THE HORIZONTAL AND VERTICAL VARIATIONS OF THE REFRACTIVE INDEX

A. Modeling of the Propagation Medium

The closed-form expressions derived in Section II-C for the description of the beam axis, the eikonal function, and

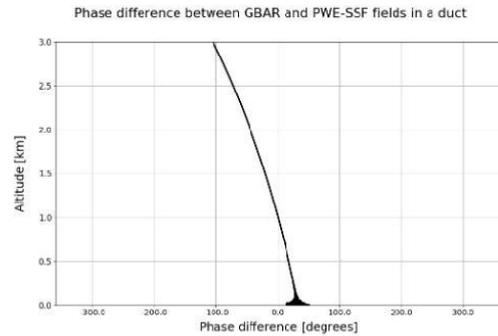


Fig. 5. Phase relative error between GBAR and PWE-SSF fields, in percentages, after 100 km of propagation.

the p and q functions are valid under the assumption that the gradient of the refractive index is vertical and constant. Now, this section shows how they can be used to model the propagation of a Gaussian beam in a medium with vertical and horizontal variations of the refractive index.

Let us consider a Cartesian 2-D propagation medium with horizontal (x -coordinate) and vertical (z -coordinate) variations of the refractive index. The objective, which is to model forward propagation in long-range inhomogeneous atmospheric media, can be described by numerical weather mesoscale models such as Weather Research and Forecasting (WRF) [13]. Typical outputs of numerical weather forecast models are a 3-D grid of temperature, pressure, and humidity. From these quantities, refractivity and refractivity gradients can be computed. Hence, to compute the propagation of the field in this medium using the GBAR method, the values of the refractive index are sampled using a 2-D grid. Some methods such as PWE-SSF use series of vertical profiles of the refractive index to model the propagation [4]. The closed-form expressions derived in Section II-C also use the gradient of the refractive index. Therefore, assuming that in each cell of the propagation medium, the refractive index changes only along the vertical coordinate z , at each local vertical variation of n can be associated a vertical and constant gradient as illustrated in Fig. 6. This is valid when the horizontal variations of the refractive index are much smaller than the vertical variations, which is typically true in most atmospheric topologies.

To compute the field from the beam transmitter to an observation point, the closed-form expressions (13), (14), (15), and (20) are used. When the beam axis reaches the side of one cell, the transition to the next cell consists of three steps. First, the point where the beam axis intersects the side of the cell is calculated. Second, the elevation angle of the beam axis, the eikonal, and the p and q functions is computed at this point. Third, the origin of the beam is displaced to the intersection point with the transmitter parameters being defined by the quantities calculated in step two. This procedure ensures the continuity of the beam axis, the beam envelope, and the eikonal.

The detection of an intersection between the beam axis and the end of a cell needs to be detailed. Given a beam axis

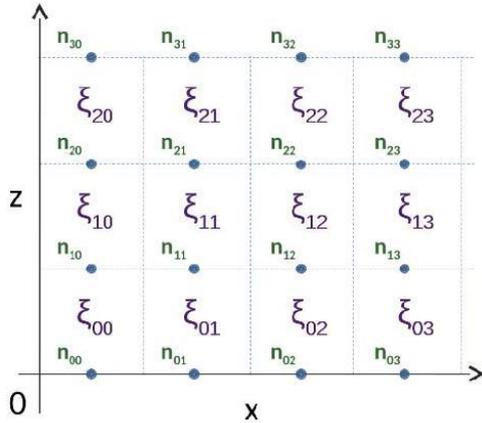


Fig. 6. Modeling of the propagation medium assuming vertical and constant gradient of the refractive index within each cell of the sampling 2-D grid.

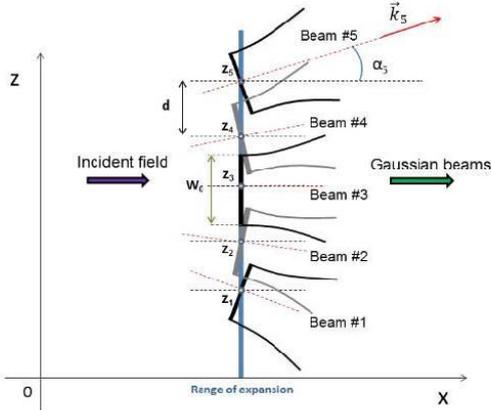


Fig. 7. Illustration of the MEP.

and assuming that the beam propagates from left to right, the current cell of the beam is known, and therefore the locations of the side of the cell in the propagation medium. The altitude $z_{r,s}$ of the beam axis at the range of the right side of the cell is calculated. Three cases are possible. The first case is when that altitude is somewhere between the top side and the bottom side of the cell, as shown in Fig. 8. Then, the intersection point is located using (13) with x being the range of the right side of the cell. The second case is when $z_{r,s}$ is above the top side of the cell. Then, the range at which the beam axis reaches the top side of the cell is calculated by inverting (13) to get range as a function of altitude, and using that equation with the altitude of the top side of the cell. The third case is when $z_{r,s}$ is below the bottom side of the cell. This case is dealt with using the same approach as for the second case.

The proposed approach, based on Cervený *et al.* [11] method, suffers from a limitation. It assumes that the Gaussian

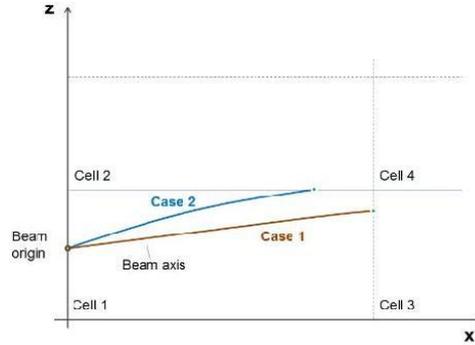


Fig. 8. Calculation of the intersection between the beam axis and the cells: the first case (shown in red) corresponds to when the beam axis reaches the right side of its current cell; the second case (shown in blue) corresponds to when the beam axis reaches the top side of its current cell; and the case when the beam axis reaches the bottom side of the cell is not shown.

beam envelope is still symmetrical around the beam axis during propagation in a varying medium. This approximation can induce significant errors in case of propagation in strong multilinear atmospheric gradients. To work around the problem, a solution is to apply a multibeam expansion of the field distribution in case of strong refraction effects.

B. Multibeam Expansion and Propagation of Various Incident Fields

Using a Gaussian-beam-based field expansion has two main interests. First, it provides a tool to expand a given incident field as a sum of Gaussian beams. Second, it allows to compute further expansions along the propagation where the field goes through atmospheric areas with great refractivity variations, such as gradient inversions, elevated ducts, or evaporation ducts. Several expansions of an incident electromagnetic field into Gaussian beams have been proposed in the literature [14]–[20]. However, these techniques can induce a large number of expanded Gaussian beams to accurately describe the initial field. To improve the expansion efficiency, a multibeam expansion has been proposed in [21] and is presented in this section.

The proposed iterative solution of forward propagation is composed of the following steps. First, the field is expanded into elementary Gaussian beams (EGB). Then, each EGB is propagated in the inhomogeneous medium considering a limited range. Finally, the total propagated field is computed by summing all the EGB contributions. This process is repeated as necessary along the propagation range.

The beam waist must be chosen such as both the spatial and the spectral properties of the field are accurately represented. The wave that must be expanded is computed at the range where the MEP is processed (see Fig. 7). The beam waist W_0 is the same for all the expansion beams. It is chosen so that each expansion beam has a plane-waves spectrum width equal to that of the field to expand, which is determined using a spectral spread technique.

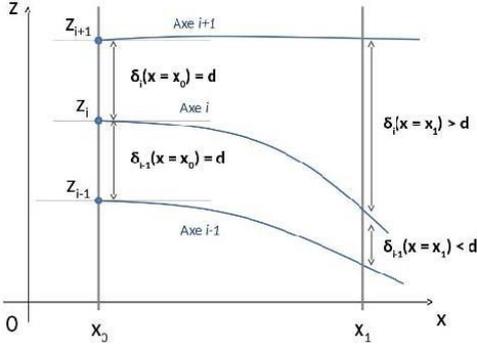


Fig. 9. Illustration of the z-axis gaps between the axes of adjacent beams.

Once the EGBs waist W_0 is determined, the locations of the EGB are chosen every $d = \kappa W_0$ along the vertical interface of expansion (between z_{min} and z_{max}), where κ is fixed at 0.8 [21]. The directions of propagation of the beams are the directions of the Poynting vectors \mathbf{k}_i of the incident field at the points of the expansion grid, as shown in Fig. 7. Once the positions, the propagation directions, and the waist of the beams are known, the expansion coefficients are computed through solving a linear system [21]. Mathematically, this means that the following equation holds at the points of the expansion grid:

$$E(x, z) = \sum_m u_m(x, z) \quad (28)$$

where E is the incident field and u_m is the m th EGB expressed as in (8).

A criterion is defined to decide when a new MEP is needed. The proposed criterion evaluates the gaps between adjacent beam trajectories along the propagation, as illustrated in Fig. 9, and compares the gaps to the value of d , which is the distance between two beams at the last MEP, as shown in Fig. 7. The expression of the criterion is

$$\left| \frac{\delta}{d} - 1 \right| < \epsilon \quad (29)$$

where ϵ is a parameter of the simulation. This criterion is effective to detect strong variations of the refractive index, and therefore is effective to test whether a new MEP is needed or not.

IV. NUMERICAL TEST

A. Configuration of the Test

The MEP presented in Section III-B extends the scope of application of the GBAR method to any regular incident field. The proposed technique can be compared to the PWE-SSF solution. The chosen simulation configuration corresponds to the propagation of an incident Gaussian field in a refractive structure with strong variations and a gradient inversion, over a distance of 100 km. The medium is made of three refractivity profiles in order to make a variation with range. These profiles

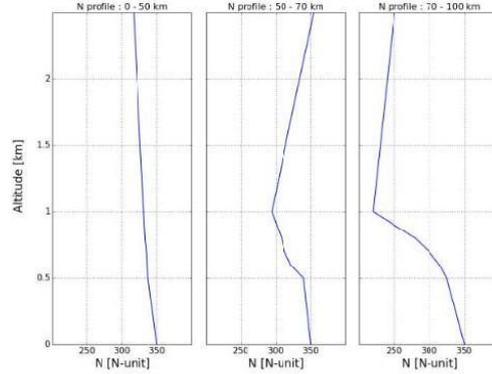


Fig. 10. Three refractivity profiles of the propagation medium used for the simulation of Figs. 11, 13, and 14.

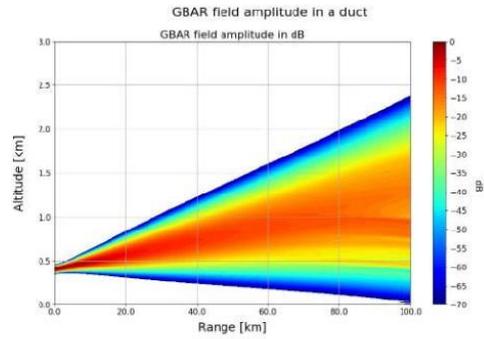


Fig. 11. Normalized field map in decibels, using a Gaussian incident field, over a distance of 100 km, using the GBAR method.

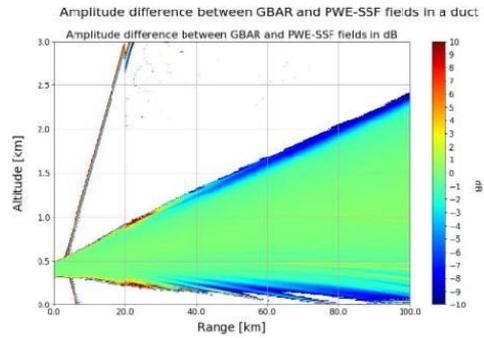


Fig. 12. Amplitude difference in decibels of the GBAR and PWE-SSF fields for the simulation shown in Fig. 11.

are shown in Fig. 10. The first profile goes from 0 km in range to 50 km. The second profile is from 50 to 70 km. The third and last profiles go from 70 to 100 km.

B. Results at 1 GHz

The simulation results are shown in Figs. 11–14. After the first 20 km, a multibeam expansion is processed every

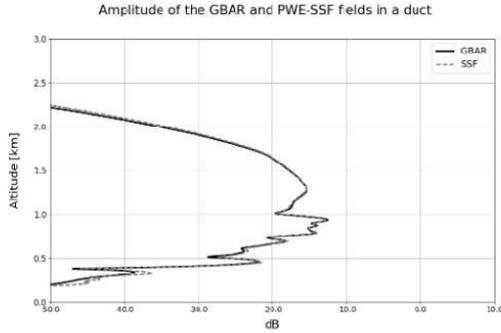


Fig. 13. Normalized field amplitude at range 100 km with respect to altitude for the simulation shown in Fig. 11.

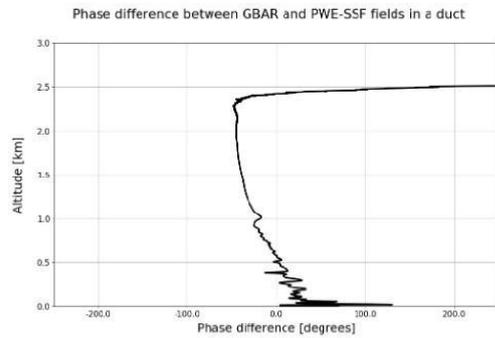


Fig. 14. Phase difference of the GBAR and PWE-SSF fields, after 100 km of propagation.

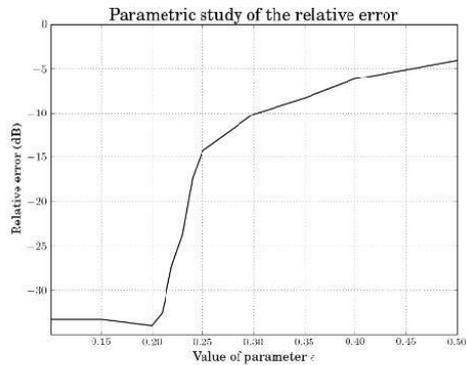


Fig. 15. Field relative error with respect to ϵ defined in (29). The parameter is ϵ from (29). The value of ϵ defines the gap value between the trajectories of two adjacent beams that trigger a new MEP.

2 km, which gives a total of 40 expansions. This result corresponds to $\delta = 0.2$. This choice of δ is explained in Fig. 15 where a parametric study is performed on the field relative error between GBAR and SSF at the right side limit of the

propagation domain. This relative error is defined by

$$\varepsilon_{ref} = \frac{\sum_{z_k} |u_{SSF}(x, z_k) - u_{GBAR}(x, z_k)|^2}{\sum_{z_k} |u_{SSF}(x, z_k)|^2} \quad (30)$$

where u_{SSF} is the field computed by SSF and u_{GBAR} is the field computed by GBAR. Fig. 15 shows the relation between ε_{ref} and ϵ . About 50 EGBs are used at the first expansion (at 20 km). The number of EGBs increases with range because of the spatial widening of the field. The last MEP uses about 300 EGBs. The transmitter is located at range 0 km and at altitude 0.4 km. The frequency used is 1 GHz. The beam waist of the incident Gaussian field is $W_0 = 20.0$ m, which gives a 3 dB aperture of $\theta_{3dB} = 0.43^\circ$. The elevation angle is $\alpha_e = 0.5^\circ$. The field variations with altitude and distance are represented in color scale in Figs. 11 and 12 shows the amplitude difference of the GBAR and PWE-SSF fields in the same conditions. The field amplitude at range 100 km with respect to altitude is compared to the field computed by the PWE-SSF method in Fig. 13. The strong negative gradients under 1 km of altitude in Fig. 10 lead to the downward bending of the field, whereas the positive gradient above 1 km of altitude leads to the upward refraction of the field, as shown in Fig. 11. Hence, two elements should be underlined. First, after 60 km of propagation, the ducting effect gathers back the beams under 1 km of altitude and leads to tricky field recompositions, as shown in Figs. 11 and 13. This is also where the field is the greatest at -7 dB. Second, the gradient inversion at 1 km of altitude splits the field under and above that altitude and leads to a smaller value of the field amplitude, -31 dB. Fig. 14 shows that the difference of the unwrapped phases from GBAR and PWE-SSF computations at 100 km is under 50° . At 1 GHz of frequency, the wavelength is around 30 cm, which means that 50° corresponds to around 4.0 cm. Again, compared to the 100 km of propagation, this results highlight the accuracy of the GBAR phase computation.

The vertical sampling used for the computation of the field is $\delta z = 1$ m. The GBAR computation time to get the field at range 100 km is about 20 s on a standard personal computer (64 bit operating system, quad-core 2.80 GHz processor, 6 GB RAM), which is about the same as the computation time using the PWE-SSF method using a step in range of $\delta x = 100$ m. For smoother refractivity, less MEPs are required and the computation time of the GBAR method would be significantly shorter. The results obtained by the two methods match very well for the level of field between -40 and 0 dB.

C. Results at 10 GHz

Using the same configuration, Figs. 16 and 17 show the results of PWE-SSF and GBAR at 10 GHz. The elevation angle is still $\alpha_e = 0.5^\circ$. Both give very similar results in amplitude and phase. The decreased wavelength lead to rapid oscillations of the amplitude in the transition regions of the gradient.

The greater frequency requires to decrease the vertical sampling in the fast Fourier transform (FFTs) of PWE-SSF compared to the case $f = 1$ GHz. In order to model the field in a propagation cone of $\pm 5^\circ$, the vertical sampling is

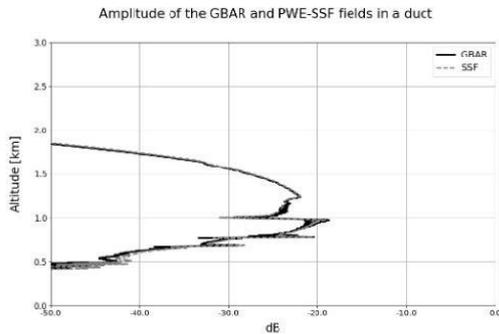


Fig. 16. Field at range 100 km with respect to altitude at 10 GHz.

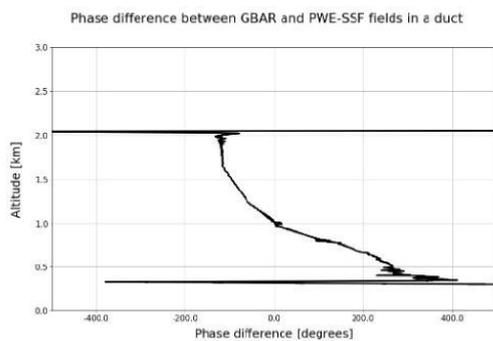


Fig. 17. Phase difference of the GBAR and PWE-SSF fields, after 100 km of propagation.

set to 0.2 m [3]. This requirement increases the computation time of PWE-SSF to about 9 min 10 s. The GBAR method computes the field using an expansion at each kilometer. The expansion beams have a beam waist of around $50\lambda \simeq 1.5$ m. The computation time of GBAR is about 2 min 30 s.

V. CONCLUSION

A Gaussian beam method for propagation modeling in inhomogeneous atmospheric medium has been presented. Closed-form expressions for the computation of a Gaussian beam propagated in inhomogeneous media have been derived assuming that the gradient of the refractive index is locally vertical and constant. This assumption is consistent with realistic conditions observed in the atmosphere. Based on the proposed formalism, the GBAR model has been presented. It uses the closed-form expressions along with a fast MEP in order to address strong variations of the atmosphere refractivity. Indeed, this process uses the Gaussian beam formalism to expand a physical field as a sum of Gaussian beams, which are then propagated in the medium to compute the field at given observation points. First, GBAR model has been validated in the presence of extreme atmospheric refractivity gradient, by comparison to the classical PWE-SSF method. Second, the GBAR method has shown a good accuracy for a

profile of the refractive index that combines strong variations and a gradient inversion. The proposed GBAR method shows that the Gaussian beam formalism can be used to compute the propagation of physical fields in tropospheric refractive media. The method is significantly faster than PWE-SSF in media characterized by typical values of the refractive index, especially when the frequency increases. It competes with PWE-SSF when extreme values of the refractive index are used. In addition, the proposed approach could be improved to model diffraction effects as proposed in [22]. This point appears as a rational perspective. Also, the relatively small number of elementary beams renders possible to extend the method to 3-D. Finally, GBAR model is able, in particular, to efficiently address realistic long-range refraction problems, as in radio occultation geometry [1].

REFERENCES

- [1] C.-A. L'Hour, V. Fabbro, A. Chabory, and J. Sokoloff, "2-D propagation modeling in inhomogeneous refractive atmosphere based on Gaussian beams Part II: Application to radio occultation," *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 67, no. 8, pp. 5487–5496, Aug. 2019.
- [2] Z. Yun and M. F. Iskander, "Ray tracing for radio propagation modeling: Principles and applications," *IEEE Access*, vol. 3, pp. 1089–1100, 2015.
- [3] M. Levy, "Parabolic equation methods for electromagnetic wave propagation," in *Electromagnetics and Radar (Book 45)*, vol. 45. Stevenage, U.K.: IET, 2000.
- [4] F. Vincent, N. Mathieu, L. Robert, P. Nicolas, and B. Christophe, "Propagation modeling using the Split Step Fourier method: Ground boundary conditions analysis and acceleration by GPU," in *Proc. Int. Radar Conf.*, Oct. 2014, pp. 1–6.
- [5] K. Elis, A. Chabory, J. Sokoloff, and S. Bolioli, "A 2D Gaussian-beam-based method for modeling the dichroic surfaces of quasi-optical systems," *J. Infr., Millim., THz. Waves*, vol. 37, no. 8, pp. 753–769, 2016.
- [6] A. Chabory, J. Sokoloff, and S. Bolioli, "Physics-based expansion on 3D conformal Gaussian beams for the scattering from a curved interface," *Prog. Electromagn. Res. B*, vol. 54, pp. 245–264, 2013. doi: 10.2528/PIERB13071101.
- [7] I. Ghannoum, C. Letrou, and G. Beauquet, "A Gaussian beam shooting algorithm for radar propagation simulations," in *Proc. Int. Radar Conf. 'Surveill. Safer World' (RADAR)*, Bordeaux, France, Oct. 2009, pp. 1–5.
- [8] M. M. Popov, "A new method of computation of wave fields using Gaussian beams," *Wave Motion*, vol. 4, no. 1, pp. 85–97, 1982.
- [9] V. Červený, "Gaussian beam synthetic seismograms," *J. Geophys.*, vol. 58, pp. 44–72, Jan. 1985.
- [10] M. M. Popov, "Ray theory and Gaussian beam method for geophysicists," Biblioteca Central—UFBA, Editora da Universidade Federal da Bahia, Salvador, Brazil, 2002.
- [11] V. Červený, M. M. Popov, and I. Pšenčík, "Computation of wave fields in inhomogeneous media—Gaussian beam approach," *Geophys. J. Int.*, vol. 70, pp. 109–128, Jul. 1982.
- [12] B. Rao and L. Carin, "A hybrid (parabolic equation)-(Gaussian beam) algorithm for wave propagation through large inhomogeneous regions," *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 46, no. 5, pp. 700–709, May 1998.
- [13] W. C. Skamarock *et al.*, "Mesoscale and microscale meteorology division," Nat. Center Atmos. Res., Boulder, CO, USA, Tech. Note, Jun. 2008.
- [14] P. D. Eiziger, Y. Haramaty, and L. B. Felsen, "Complex rays for radiation from discretized aperture distributions," *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 35, no. 9, pp. 1031–1044, Sep. 1987.
- [15] D. Luga and C. Letrou, "Alternative to Gabor's representation of plane aperture radiation," *Electron. Lett.*, vol. 34, no. 24, pp. 2286–2287, Nov. 1998.
- [16] C. Letrou, A. Boag, and E. Heyman, "Gaussian beams representation based on periodic frames for radiation from cylindrical apertures," in *Proc. IEEE/APS URSI Meeting*, Monterey, CA, USA, Jun. 2004, pp. 1979–1982.
- [17] D. Luga, D. Luga, A. Boag, and C. Letrou, "Gaussian beam tracking through a curved interface: Comparison with a method of moments," *IEEE Proc.-Microw., Antennas Propag.*, vol. 150, no. 1, pp. 49–55, Feb. 2003.

- [18] J. Hillairet, J. Sokoloff, and S. Bolioli, "Electromagnetic scattering of a field known on a curved interface using conformal Gaussian beams," *Prog. Electromagn. Res. B*, vol. 8, pp. 195–212, 2008. doi: 10.2528/PIERB08062603.
- [19] D. Lugara, C. Letrou, A. Shlivinski, E. Heyman, and A. Boag, "Frame-based Gaussian beam summation method: Theory and applications," *Radio Sci.*, vol. 38, no. 2, p. 8026, 2003.
- [20] D. Lugara and C. Letrou, "Printed antennas analysis by a Gabor frame-based method of moments," *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 50, no. 11, pp. 1588–1597, Nov. 2002.
- [21] A. Chabory, J. Sokoloff, S. Bolioli, and P. F. Combes, "Computation of electromagnetic scattering by multilayer dielectric objects using Gaussian beam based techniques," *Comp. Rendus Physique*, vol. 6, no. 6, pp. 654–662, 2005.
- [22] J. Hillairet, J. Sokoloff, and S. Bolioli, "Uniform analytic scattered fields of a PEC plate illuminated by a vector paraxial Gaussian beam," *Prog. Electromagn. Res.*, vol. 14, pp. 203–217, 2009.

Charles-Antoine L'Hour received the master's degree in engineering from ENAC, French Civil Aviation University, Toulouse, France, in 2013, and the Ph.D. degree in electromagnetics from Paul Sabatier University, Toulouse, in 2017.

From 2017 to 2018, he was with SCALIAN, Toulouse. He was a Subcontractor with Airbus Defence and Space, Toulouse. Since 2018, he has been with the Department of Electromagnetism and Radar, Office National d'Etude et de Recherches Aéropatiales (ONERA), Toulouse. His current research interests include electromagnetic propagation topics, such as atmospheric propagation and urban propagation.

Vincent Fabbro was born in Le Havre, France, in 1972. He received the Diplôme d'Études Approfondies (DEA) degree from the Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace (ISAESUPAERO), Toulouse, France, in 1995, and the Ph.D. degree in electronics from Paul Sabatier University, Toulouse, in 1999.

Since 1999, he has been with the Electromagnetism and Radar Department, Office National d'Etude et de Recherches Aéropatiales (ONERA), Toulouse. He is currently the Supervisor of Ph.D. students on propagation modeling in troposphere and ionosphere. His current research interests include modeling radiowave propagation effects for radar and telecommunication systems applications.

Alexandre Chabory received the master's degree in engineering from ENAC, French Civil Aviation University, Toulouse, France, in 2001, and the M.Sc. degree and the Ph.D. degree in electromagnetics from Paul Sabatier University, Toulouse, in 2001 and 2004, respectively.

From 2004 to 2007, he was a Post-Doctoral Scientist with the Eindhoven University of Technology, Eindhoven, The Netherlands. Since 2007, he has been with the Electromagnetics and Antennas Research Group, Telecom Team, ENAC, Toulouse, where he has been heading this group since 2012. His current research interests include electromagnetic theory and modeling, mainly for aeronautical applications.

Jérôme Sokoloff received the Diplôme d'Études Approfondies in microwave and optics telecommunications and the Ph.D. degree in electromagnetics (Gaussian beams) from Paul Sabatier University, Toulouse, France, in 1998 and 2001, respectively.

Since 2002, he has been an Associate Professor with AD2M, Toulouse, and LAME Laboratories, Toulouse. In 2009, he joined the Electromagnetics Research Group, LAPLACE Laboratories, Toulouse. His current research interests include asymptotic methods in electromagnetics before addressing emerging and multidisciplinary topics, including metamaterials, microwave plasma devices, orbital angular momentum waves, and more recently microwave electrodynamics and time reversal.

RESEARCH ARTICLE

10.1029/2019JC015121

This article is a companion to Platzter et al. (2019), <https://doi.org/10.1029/2019JC015123>.

Key Points:

- Two-dimensional spectra were extracted from radar returns from sea surface
- A pattern is observed at low frequencies in wavenumber-frequency spectra
- The characteristics of this pattern have been explicitly linked to the spectrum of waves

Correspondence to:

F. Platzter, M. Saillard and V. Fabbro, florestan.platzer@onera.fr; marc.saillard@univ-tln.fr; vincent.fabbro@onera.fr

Citation:

Platzer F., Saillard, M., & Fabbro, V. (2019). Two-dimensional spectra of radar returns from sea: 1. Theoretical and numerical study of the group line. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 124. <https://doi.org/10.1029/2019JC015121>

Received 6 MAR 2019

Accepted 25 AUG 2019

Accepted article online 31 OCT 2019

©2019. American Geophysical Union. All Rights Reserved.

Two-Dimensional Spectra of Radar Returns from Sea: 1. Theoretical and Numerical Study of the Group Line

F. Platzter^{1,2}, M. Saillard², and V. Fabbro¹

¹ONERA/DEMR, Université de Toulouse, Toulouse, France, ²Université de Toulon, Aix Marseille Université, CNRS/INSU, IRD, MIO UM 110, Mediterranean Institute of Oceanography, La Garde, France

Abstract The work presented here aims at interpreting the pattern observed at low frequencies in wavenumber-frequency (k, ω) representations (dispersion diagrams) of radar returns from sea surface. This pattern is sometimes referred to as the “group line” in the literature and is supposed to result from the nonlinear behavior of the signal with respect to surface profile. To confirm this assumption, we have calculated the patterns generated by various nonlinear terms of second order in sea surface height. It is shown that the resolution in frequency of most data is not sufficient to allow for an accurate representation of the group line through an FFT. A methodology is proposed to define an average slope of the group line, which can be interpreted in terms of velocity.

1. Introduction

Time series of microwave radar cross section (RCS) from sea surface are almost routinely used to image sea surface and extract informations about surface current or sea state, see for instance the review paper Borge et al. (2013) and references herein. Such radars operate in the microwave range and illuminate the surface under grazing incidence from a vessel or a platform. Data processing is often based on a Fourier transform in both range and time. The resolution in range of the radars are less than a few meters while time series duration is about a few tens of seconds. The resulting 2D (or 3D) spectrum exhibits some characteristic patterns of gravity waves, including a bright line (or surface) in accordance with their dispersion relation, but also some energy along the harmonics and a so-called “group line” at low time and space frequencies. The group line results from the nonlinear dependence of the backscattered field with respect to surface parameters. If coherent radars are used, one can map either the radar cross section or the Doppler velocity, both leading to similar plots Frazier and McIntosh (1996). Interpretation of the group line has been investigated in Frazier and McIntosh (1996), Smith et al. (1996), Plant and Farquharson (2012), with emphasis on the signature of breaking waves or wave groups at the crest. It is also noticed that the group line occurs in slices of the 3D Fourier transform of optical measurements Leckler et al. (2015), but it seems that the authors have not focused their attention on it.

In Frazier and McIntosh (1996), the authors explore many explanations. After suggesting that “there is little doubt that the backscattered power profile has a nonlinear relation to local incidence angle” at grazing incidence, which is the preferred interpretation in the present paper, a detailed discussion about the velocity of non-Bragg contributors that may be linked to breaking waves or scatterers bounded to the crest finally drives the reader to an interpretation in terms of hydrodynamic phenomena. The same year, Smith et al. (1996) also interpret the slope of the group line in terms of “group modulation of wave breaking,” since the associated velocity exceeds what would be expected from the modulation of Bragg wave.

More recently, Plant and Farquharson (2012) have excluded turbulent eddies in the wind, water turbulence advected by currents, second-order hydrodynamic or electromagnetic nonlinearities or shadowing as main contributors, while the latter has been considered as the dominant nonlinear mechanism in Borge et al. (2013). In Plant (2012), Plant establishes a correspondence between the slope of the group line, the velocity derived from Doppler spectra and the peak of Phillips’ Lambda function, introduced in Phillips (1985). In the wind direction, these quantities are close to each other, suggesting all of them bring the signature of breaking waves. However, numerical simulations of dispersion diagrams based on nonlinear Schrödinger equation do exhibit such features Krogstad and Trulsen (2010), for weakly nonlinear one-dimensional surfaces. This is also the case for the simulations presented here. Therefore, not only the interpretation of the group line

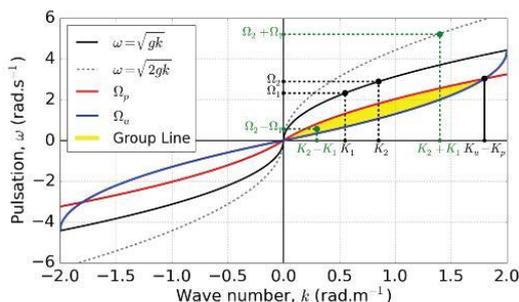


Figure 1. Geometrical description of the group line associated with a band-limited continuous power spectrum.

still deserves to be discussed, but there is also some need for a clear definition of the slope of the group line, since it is associated to the velocity of waves.

In this paper, after the group line has been defined and exhibited in Section 2, we present in Section 3, for the one-dimensional case, a detailed theoretical analysis of the group line generated by a quadratic function of sea surface height or of its slope. The same calculations can be performed for any quadratic term involving the surface height and its time or spatial derivatives, but only these two have been of interest when compared to the data, in sections 6 and 7 at the end of the paper. This is also consistent with the discussions about the link between sea spikes, fast scatterers, and breaking waves which focus on large slopes and on the crests of high waves. In Section 4, it is shown that the fast Fourier transform (FFT) of experimental time series lacks of resolution in frequency to provide an accurate description of the group line. However, an empirical formula is given in Section 5, which avoids tedious computations for a huge set of frequencies.

2. Group Line

This section focuses on the group line generated by a nonlinear function of a random variable with Gaussian probability density and given power spectrum $S(\mathbf{K})$, typically a linear superposition of gravity waves or the associated distributions of slopes. Since the radar resolution in range is about 1 m, or more, smaller scales are filtered out from S and capillary waves are not considered. On the low frequency side, the spectrum is assumed to vanish very rapidly below the wavenumber K_p associated with the dominant wave. The calculations performed here thus apply to typical spectra of wind waves and do not take into account the superposition of swell.

At large depths and without current, the dispersion relation of gravity waves is $\Omega = \sqrt{gK}$, $K = |\mathbf{K}|$ and Ω denoting the wavenumber and the frequency, respectively.

In the frame of linear approximation, the contribution to surface height of waves longer than the radar resolution in range, characterized by the high-wavenumber cutoff K_u , can be written as

$$\eta_L(\mathbf{x}, t) = \int_{K < K_u} A(\mathbf{K}) \exp(i\mathbf{K} \cdot \mathbf{x} - i\Omega(\mathbf{K})t) d\mathbf{K} + cc, \quad (1)$$

where $|A|$ is the square root of the spectrum of surface gravity waves and $\Omega(\mathbf{K})$ is given by the dispersion relation of gravity waves.

To understand the influence of nonlinearities and the characteristics of the group line, let us first consider the simple case of a quadratic dependence η_L^2 . For simplicity, let us combine two periodic waves

propagating in the same direction, $\eta_1(K_1, \Omega_1)$ and $\eta_2(K_2, \Omega_2)$. The product $\eta_1\eta_2$ generates terms with wavenumbers $K = \pm K_2 \pm K_1$ and associated frequencies $\Omega = \pm \Omega_2 \pm \Omega_1 = \pm \sqrt{gK_2} \pm \sqrt{gK_1}$. If K_1 and K_2 are close to each other, the resulting points in the (k, ω) plane are close either to the second harmonic $\omega = \pm \sqrt{2gk}$ or to the origin. The slope of the straight line joining the origin to the latter is nothing but the group velocity of the wave packet.

Let us now keep $k = K_2 - K_1$ constant and increase K_1 from K_p up to K_u , where K_p is the low frequency cutoff of the spectrum of gravity waves. Since shorter waves than K_u are discarded here, $A(K_1)A^*(K_2)$ vanishes when K_1 lies out of the interval $[K_p, K_u - k]$. $|\Omega_2 - \Omega_1|$ is thus decreasing from $\omega_p = \sqrt{g(K_p + k)} - \sqrt{gK_p}$ down to $\omega_u = \sqrt{gK_u} - \sqrt{g(K_u - k)}$. Consequently, for a wide-band spectrum, the group line fills a part of the (k, ω) plane of which pattern is controlled by the long energetic waves on one side (K_p), the resolution in range on the other side (K_u), as illustrated in Figure 1. Obviously, the same result holds for the square of the slope,

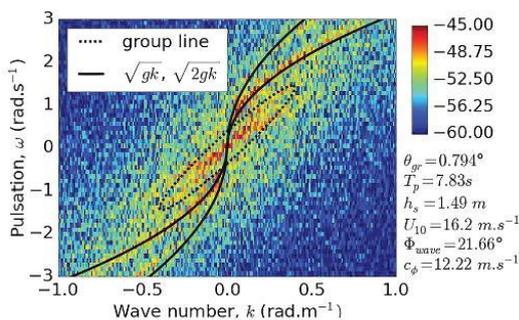


Figure 2. Example of dispersion diagram derived from experimental data Fabbro et al. (2017).

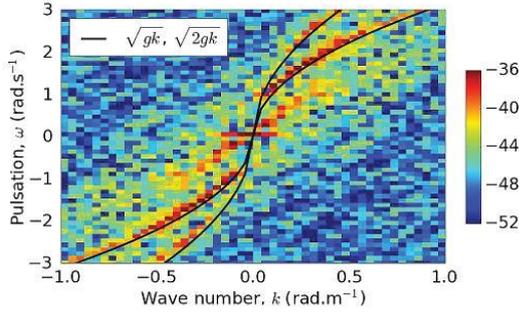


Figure 3. Dispersion diagram of the computed backscattered amplitude for 1D sea surface with wind speed 7 m/s, illuminated under grazing incidence and H polarization at L band. The resolution in range is 1.25 m. Horizontal axis: wavenumber; vertical axis: frequency.

since only $A(\mathbf{K})$ is modified in this case. Diagrams from real data, such as the one in Figure 2 computed through a 2D FFT of range-time series from the database described in Fabbro et al. (2017), do exhibit a cloud of energetic points at low space and time frequencies. The boundaries of the group line do not clearly appear, because of noise, of poor resolution, and of the direction spreading of gravity waves.

Similar plots are also obtained from a numerical solver based on a rigorous boundary integral formalism, devoted to scattering from one-dimensional rough surfaces illuminated under grazing incidence Miret et al. (2014). In Figure 3, sea surface is described by Pierson Moskowitz spectrum and computations are performed for horizontal polarization at L band. Creamer's approach is used to represent hydrodynamic nonlinearities Creamer et al. (1989). The contribution from each range cell is recorded during about 1 min, and a two-dimensional FFT is then performed. It is interesting to notice that the group line is clearly visible, even though hydrodynamic nonlinearities are assumed to be weak and no breaking occurs. This result is consistent with the theoretical predictions of Krogstad and Trulsen (2010).

In the two-dimensional case, the Fourier transform with respect to \mathbf{x} of η_L^2 is nothing but the autoconvolution of $A(\mathbf{K}) \exp(-i\Omega(\mathbf{K})t)$ (defined equation (1)),

$$\begin{aligned} \tilde{\eta}_L^2(\mathbf{k}, t) = & \iint_{K < K_u} A(\mathbf{K})A(\mathbf{k} - \mathbf{K}) \exp(-i(\Omega(\mathbf{K}) + \Omega(\mathbf{k} - \mathbf{K}))t) d\mathbf{K} + cc \\ & + \iint_{K < K_u} A(\mathbf{K})A^*(\mathbf{K} - \mathbf{k}) \exp(-i(\Omega(\mathbf{K}) - \Omega(\mathbf{K} - \mathbf{k}))t) d\mathbf{K} + cc, \end{aligned} \quad (2)$$

where K refers to wavenumber of waves while k refers to the Fourier coordinate. A second Fourier transform with respect to t leads to Dirac distributions $\delta(\omega \pm (\Omega(\mathbf{K}) + \Omega(\mathbf{k} - \mathbf{K})))$ and $\delta(\omega \pm (\Omega(\mathbf{K}) - \Omega(\mathbf{k} - \mathbf{K})))$. Only the second one provides values of ω located below the dispersion relation $\omega = \sqrt{gk}$ and contributes to the group line. If, instead of η_L^2 , a quadratic function involving slopes is considered, the spectrum of gravity waves has to be replaced by the corresponding moment.

In the following, we will focus our attention on the case where the radar beam propagates in the direction of the wind. In these conditions, \mathbf{K} lies along this direction and the quantity $A(\mathbf{K})A^*(\mathbf{K} - \mathbf{k})$ that contributes to the group line takes significant values when \mathbf{K} is also directed in this direction and decays rapidly away from it, as shown in Figure 4 for typical weather conditions encountered during data measurements Fabbro et al. (2017). In addition, since $\omega = \Omega(\mathbf{K}) - \Omega(\mathbf{K} - \mathbf{k})$ is an even function of K_{\perp} , the component of \mathbf{K} perpendicular to \mathbf{k} , we have $\frac{\partial \omega}{\partial K_{\perp}}(K_{\perp} = 0) = 0$. It results that ω is almost unchanged when \mathbf{K} slightly deviates from wind direction. Therefore, it seems reasonable in this case to perform the analytical estimation of the group line in the frame of a 1D problem.

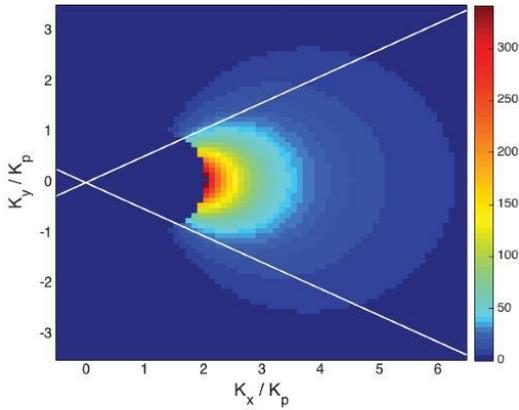


Figure 4. $|A(\mathbf{K})A(\mathbf{K} - \mathbf{k})|$ versus K_x/K_p and K_y/K_p , for $\mathbf{k} = K_p \hat{\mathbf{x}}$ with peak wave $K_p = 0.1$ and phase speed to wind speed ratio $c_p/U = 0.75$. A is assumed to follow the empirical spectrum proposed by Hasselmann Hasselmann et al. (1980); 82% of the integral is concentrated between the white lines with slopes $\pm \tan \pi/6$. The distribution becomes even narrower when k is increased.

3. Analytical Results

Here, it is assumed that all the wavevectors are aligned along the x axis, oriented according to wind direction. Since $\tilde{\eta}_L^2(k, \omega) = \tilde{\eta}_L^2(-k, -\omega)$, we can restrict our investigations to $k \geq 0$. In this case, the 2D FFT $\tilde{\eta}_L^2$ can be calculated exactly. Indeed, only one value of K between $K_p + k$ and K_u satisfies $\omega - \Omega(K) + \Omega(K - k) = 0$, as required by the Dirac distribution.

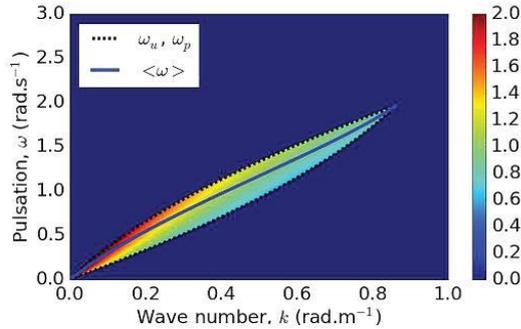


Figure 5. Group line associated with η_L^2 (log scale) for a band-limited K^{-3} wave spectrum. The low-frequency cutoff is $K_p = 0.14 \text{ rad/m}$ and the radar range resolution, acting as high-frequency cutoff, is $K_u = 1 \text{ rad/m}$. The blue line represents the weighted average value, $\langle \omega \rangle$.

From, $\omega = \sqrt{gK} - \sqrt{g(K-k)}$, it comes once squared,

$$\sqrt{g(K-k)} = \frac{\sqrt{gk}}{2} \left(\frac{\sqrt{gk}}{\omega} - \frac{\omega}{\sqrt{gk}} \right) \quad (3)$$

$$\sqrt{gK} = \frac{\sqrt{gk}}{2} \left(\frac{\sqrt{gk}}{\omega} + \frac{\omega}{\sqrt{gk}} \right). \quad (4)$$

Therefore, if $S(K)$ is a power-law spectrum which behaves as $K^{-\alpha}$ and with $A(K) \propto \sqrt{K^{-\alpha}}$,

$$|A(K)A^*(K-k)| \propto k^{-\alpha} \left(\frac{gk}{\omega^2} - \frac{\omega^2}{gk} \right)^{-\alpha}. \quad (5)$$

In addition, since $\omega(K)$ is a single valued invertible function, the contribution of $\eta_L^2(k, \omega)$ to the group line is

$$\left| \frac{dK}{d\omega} \right| A(K)A^*(k-K) \quad (6)$$

with $|A(K)A^*(k-K)|$ given by equation (5). The derivative of equation (4) with respect to ω gives

$$\left| \frac{dK}{d\omega} \right| = \frac{k}{2\omega} \left(\frac{gk}{\omega^2} - \frac{\omega^2}{gk} \right) \quad (7)$$

resulting in

$$\left| A(K)A^*(K-k) \frac{dK}{d\omega} \right| \propto k^{1-\alpha} \left(\frac{gk}{\omega^2} - \frac{\omega^2}{gk} \right)^{1-\alpha}. \quad (8)$$

An example is given in Figure 5, which exhibits the group line derived from equation (6), for a band-limited K^{-3} spectrum. The plot has been restricted to the upper right quadrant, since the spectrum is centro-symmetric and all the waves go in the same direction here. To translate this 2D map in terms of “velocity,” the weighted average $\langle \omega \rangle$ is calculated for each k ,

$$\langle \omega \rangle = \frac{\int_{\omega_u}^{\omega_p} \omega \left| \eta_L^2(k, \omega) \right| d\omega}{\int_{\omega_u}^{\omega_p} \left| \eta_L^2(k, \omega) \right| d\omega}, \quad (9)$$

and the mean slope $\langle \omega \rangle / k$ between 0 and k is considered. In Figure 5, $\langle \omega \rangle$ has been plotted, according to the following formula, derived after tedious calculations

$$\langle \omega \rangle_{\eta_L^2} = \sqrt{gk} \frac{\left[\frac{\frac{\omega}{\sqrt{gk}}}{1 - \left(\frac{\omega^2}{gk}\right)^2} - \frac{1}{4} \ln \frac{1 + \frac{\omega}{\sqrt{gk}}}{1 - \frac{\omega}{\sqrt{gk}}} - \frac{1}{2} \arctan \frac{\omega}{\sqrt{gk}} \right]_{\omega_p}^{\omega_u}}{\left[\frac{1}{1 - \left(\frac{\omega^2}{gk}\right)^2} \right]_{\omega_p}^{\omega_u}}, \quad (10)$$

where $\omega_p = \sqrt{g(K_p + k)} - \sqrt{gK_p}$ and $\omega_u = \sqrt{gK_u} - \sqrt{g(K_u - k)}$ are the upper and lower boundaries of the domain covered by the group line, respectively.

The same kind of calculations can be performed for the square of the slope, η_{Lx}^2 ($\eta_{Lx} = \frac{\partial \eta}{\partial x}$). In this case, since the spectrum has a slower decay, as K^{-1} , equation (8) takes a very simple form, namely, $1/\omega$. As a result the energy density of the group line spreads out in a more homogeneous way, leading to smaller values of $\langle \omega \rangle$ than for η_L^2 .

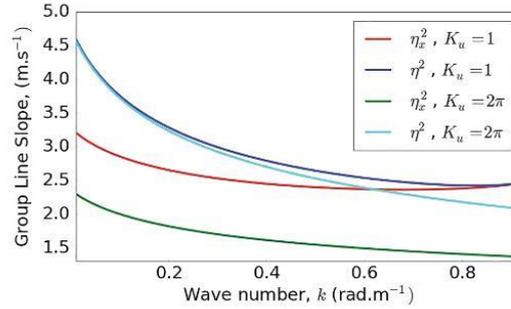


Figure 6. Average slope of the group line $\langle \omega \rangle / k$ versus k for a band-limited K^{-3} spectrum with $K_p = 0.14 \text{ rad/m}$. Blue line: slope of η_L^2 for $K_u = 1$; cyan line: the same for $K_u = 2\pi$; red line: slope of η_x^2 for $K_u = 1$; green line: the same for $K_u = 2\pi$.

$$\langle \omega \rangle_{\eta_{Lx}^2} = \frac{[\omega]_{\omega_p}^{\omega_u}}{[\ln \omega]_{\omega_p}^{\omega_u}}. \quad (11)$$

The difference between the group lines associated with η_L^2 and η_{Lx}^2 is illustrated in Figure 6, which compares both average slopes $\langle \omega \rangle / k$. The high sensitivity of the group line of η_{Lx}^2 to the high-frequency cutoff is also exhibited in Figure 6, where both cases $K_u = 1$ and $K_u = 2\pi$ have been considered. The higher K_u , the smaller slope. This results from the slow decay of the spectrum of η_{Lx} , of which rms depends on K_u .

On the contrary, the slope of the group line of η_L^2 is hardly changed, because most of the energy is concentrated along the line $\omega = \omega_p(k)$. It is also worth to notice that the limit when k tends to 0 of $\langle \omega \rangle$ in equation (10) is $0.4 \sqrt{g/K_p} k$, leading to slope at origin $0.4 c_\phi(K_p)$ for η_L^2 in Figure 6, where $c_\phi(K_p) = \sqrt{g/K_p}$ denotes the phase velocity of the most energetic wave. This is a little less than its group velocity $c_g = c_\phi/2$, because of the weight of slower waves of sea spectrum. The 0.4 coefficient is thus the signature of the K^{-3} decay of the spectrum. Let us also point out that the slope decreases with k .

Similar analytical calculations can be done for other types of second-order terms, such as η_{Lx}^2 or $\eta_L \eta_{Lx}$, but such calculations become too complicated for higher order nonlinearities. However, it has been observed that the dispersion diagrams derived from experimental data present very small amount of energy in the vicinity of higher harmonics (Figure 2), suggesting that second-order terms are the leading nonlinearities.

4. Synthetic Data

Range-time series of $\eta_L(x, t)$ have also been generated numerically through the superposition of time-harmonic waves with random phases. It appears that for usual durations of recording, typically a minute, the dispersion plots derived from 2D FFT significantly differs from the previous analytical results. The discrepancy is reduced when very long time series are considered.

To understand the origin of this behavior, let us come back to Figure 1 in Section 2, where we have pointed out that, for given k , $\omega = \sqrt{g(k+K)} - \sqrt{gK}$ is slowly decreasing toward zero when K increases. More precisely, since the derivative of equation 4 gives

$$\frac{dK}{d\omega} = -\frac{k}{2\omega} \left(\frac{gk}{\omega^2} - \frac{\omega^2}{gk} \right), \quad (12)$$

the interval dK which feeds the range of frequencies $[\omega - d\omega, \omega]$ behaves as ω^{-3} for small values of ω . Therefore, when performing a time FFT, with resolution $\Delta\omega = 2\pi/T$ where T denotes the duration of the time series, the contributions from large wavenumbers, for instance $K_1 = K_u$ and $K_2 = K_u - k$, can be separated if $T > \frac{8\pi}{\sqrt{gk}} \left(\frac{K_u}{k} \right)^{3/2}$. With typical values such as $K_u = 2\pi$ and $k = 0.1$, we get $T > 12600$ s. Numerical

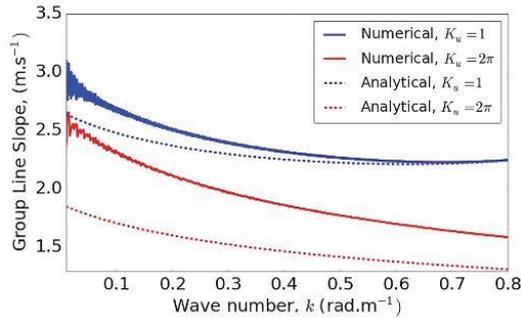


Figure 7. Comparison of theoretical and computed average slopes of the group line $\langle \omega \rangle / k$ versus k , for η_{Lx}^2 (blue: $K_u = 1$; red: $K_u = 2\pi$).

experiments have shown that an accurate computation of the integral is even more demanding. So a few minutes long time series do not allow an accurate representation of the group line generated by high-resolution radars. Obviously, the 2D FFT underestimates the contribution from low frequencies. This explains why the numerical estimation of $\langle \omega \rangle$ is greater than the exact value and why the discrepancy is greater for $K_u = 2\pi$ than for $K_u = 1$ in Figure 7, where 400 s long time series have been considered. In the same way, the error is much lower when considering η_L^2 than η_{Lx}^2 , since the weight of low frequencies is smaller in the former case.

Hence, we can conclude that the 2D FFT is not suited to study the group line generated from real data. As a consequence, quantitative estimation of physical parameters such as velocity of waves or breakers from such a representation is not relevant.

5. Empirical Formula to Correct 2D FFT Output

For such “short” time series, numerical experiments have shown that the group line derived from the 2D FFT presents a behavior that can be fitted

with analytical formula. For instance, when considering the group line associated with η_{Lx}^2 , the average frequency $\langle \omega \rangle (k)$ follows with very good accuracy

$$\langle \omega \rangle = \frac{3 \left[\omega^{5/2} \right]_{\omega_u}^{\omega_p}}{5 \left[\omega^{3/2} \right]_{\omega_u}^{\omega_p}} \tag{13}$$

instead of equation (11). Though we have no mathematical proof, everything occurs as if $dk/d\omega$ behaves as $\omega^{-3/2}$ instead of ω^{-3} (equation 12). This rule also works for η_L^2 , leading to replace equation (10) by the formula given in Appendix A

As an example, Figure 8 exhibits the agreement between the empirical formula and computations of the 2D FFT of short synthetic range-time series. Displacements of 500 m long surface profiles have been recorded during 400 s. Averaging is performed over 200 of such surfaces. To sum up the results presented in the last two sections, Figure 9 presents how the predictions of the 2D FFT evolves from the empirical formula at low recording durations down to the theoretical result of Fourier analysis at very long ones. Accuracy at very low values of k is hard to achieve, since a small fluctuation of $\langle \omega \rangle$ generates a large deviation of $\langle \omega \rangle / k$.

Hence, we have now at hand a way to transform the average value of ω derived from FFT of range-time series with poor resolution in frequency into the one that should result from Fourier transform of an infinitely long time series, through multiplication by the ratio equation (11) / equation (13). This step is essential if one aims at giving physical interpretation of the data.

6. Comparison with Data from Numerical Solution of the Scattering Problem

To check the validity of the previous results, we have tested them against the group line derived from numerical solution of the scattering problem, as already exhibited in Figure 3. The computation provides time series of the backscattered amplitude from each radar cell. A dispersion diagram is obtained through a 2D FFT and the average value $\langle \omega \rangle (k)$ is computed from equation (9), where the square height has been replaced by the radar cross section. In Figure 10, the group line associated with the backscattered field from 100 radar cells, each 1.25 m in length, recorded during 1 min, is presented. The radar frequency is 1.2 GHz and its polarization is horizontal. In Miret et al. (2014) Tatarskii and Charnotskii (1998), it has been demonstrated that the backscattered amplitude from a rough

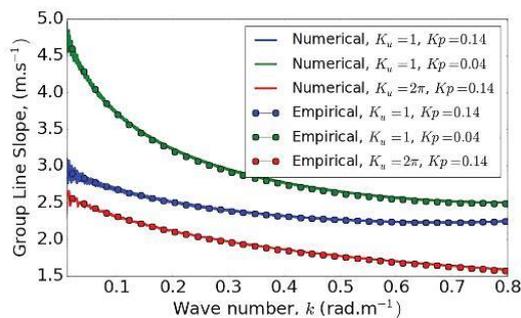


Figure 8. Comparison of empirical formula and computed average slopes of the group line $\langle \omega \rangle / k$ versus k , for η_{Lx}^2 . The solid lines represent the computed average slopes while the circle markers represent the empirical formulas.

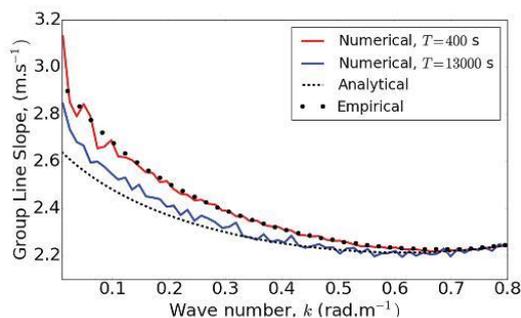


Figure 9. Comparison of theoretical, empirical, and computed average slopes of the group line $\langle \omega \rangle / k$ versus k , for η_{Lx}^2 ($K_u = 1$). (blue: $T_{int} = 13,000$ s; red: $T_{int} = 400$ s).

surface separating two homogeneous media behaves as the square of the vertical component of the incident wavevector when the grazing incidence angle tends toward zero. In the present model, the hydrodynamic nonlinearities are assumed to be weak and the surface profile remains smooth. The assumption of a boundary separating two homogeneous media is thus fulfilled. If one extends the limiting behavior of the scattering amplitude for each radar cell of sea surface, even if it is much smaller than the wavelength of long gravity waves, it comes that the fluctuations of the scattering amplitude with range follow that of the square of the vertical component of the local incidence wavevector. Keeping in mind that the slope of gravity waves remain low, the local incidence angle remains low as well. Therefore, denoting by θ_0 the grazing incident angle, the backscattered amplitude from a radar cell is proportional to the square of the local grazing angle

$$s^0(x) \propto (\sin \theta_0 + \eta_{Lx}(x))^2 \tag{14}$$

of which first nonlinear term with respect to sea surface profile is η_{Lx}^2 .

Therefore, since the time series is short, the average frequency derived from the scattering computations (blue solid line) has to be compared with the one predicted by the empirical formula established for the square of surface slope η_{Lx}^2 (equation (13)). A very good agreement is observed.

7. Comparison of the Slope of the Group Line with the Velocity of Breakers

Coherent radars permit one to get also range-time maps of the velocity, defined as the first moment of the Doppler spectrum. Their frequency-wavenumber spectra have been studied in Plant (2012), where it is noticed that the slope of the group line compares with the most probable velocity of breaking gravity waves c_0 . In Irisov and Plant (2016), the authors have fitted the set of c_0 data with a second-order polynomial in $c_\phi(K_p)$, the phase velocity of the dominant wave,

$$c_0 = 0.22 + 0.39c_\phi - 0.008c_\phi^2. \tag{15}$$

It is interesting to notice that the first order coefficient is very close to the slope at $k = 0$ of $\langle \omega \rangle$ in equation (10), which is equal to 0.4. This suggests to compare c_0 with the slope associated with η_L^2 . Since the second-order derivative of $\langle \omega \rangle$ at $k = 0$ is negative, we have found a small value of k which allows us to fit the polynomial, as shown in Figure 11. Although choosing $k = 0.11$ is not based on physical considerations, noticing that the group line in Figure 2 or in figure 1 of Plant (2012) concentrates energy between $k = -0.2$ and $k = 0.2$, it makes sense to estimate the slope in this range. But the most important here is that we get the same behavior and the same order of magnitude over a very wide range of values of $c_\phi(K_p)$. Therefore, if the radar echo is dominated by the contribution of breakers and if c_0 is a good approximation of their velocity, it may be conjectured that the group

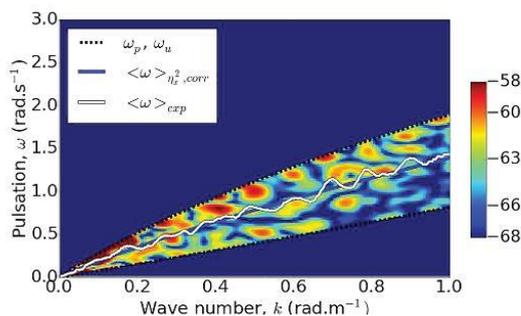


Figure 10. Focus on the group line computed from the solution of the scattering problem. White solid line: average frequency from scattering data. Blue solid line: average frequency for η_{Lx}^2 , according to equation (13).

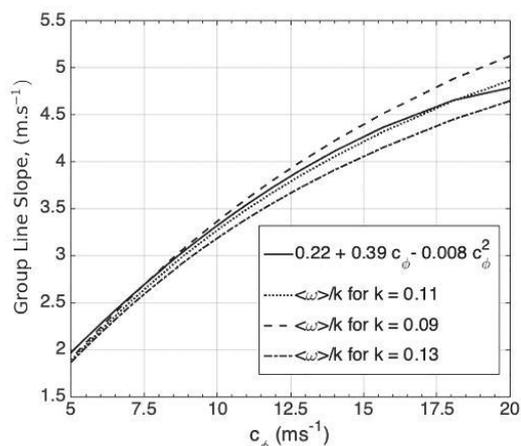


Figure 11. Slope of the group line $\langle \omega \rangle / k$ (equation (10)) versus phase velocity of the dominant wave $c_\phi(K_p)$ (red), for k around 0.11, versus the empirical formula proposed in Irisov and Plant (2016) for the most probable velocity of breakers (solid line).

line of the dispersion diagram of the average Doppler velocity should behave as the one derived from η_L^2 .

8. Conclusion

The characteristics of the group line have been explicitly linked to the spectrum of waves, at least for simple nonlinear functions of η . Since the group line is not a single line but an area of the (k, ω) plane, a systematic procedure has been proposed to give a mathematical sense to the “slope of the group line,” to allow its interpretation in terms of velocity. Applying numerical 2D fast Fourier transform to data with coarse frequency grid leads to overestimate the slope and to misinterpret the associated velocity. A correction must be applied to make the numerical result consistent with that derived from a Fourier transform.

Since the amplitude of the backscattered electromagnetic field is a nonlinear function of surface profile, the 2D dispersion diagram derived from the Fourier transform in range and time always exhibit a group line, whatever the sea surface state. In the particular case of low grazing incidence, when the asymptotic regime predicted in Tatarskii and Charnotskii (1998) is reached, numerical simulations provide consistent results, the slope of the group line fitting the one generated by the square of the slope of long gravity waves η_{Lx}^2 .

Finally, it has been noticed that the behavior of the slope of the group line associated with η_L^2 , with respect to phase velocity of the dominant wave, fits well the most probable velocity of breakers, as estimated in Irisov and Plant (2016). Since the computations performed here are restricted to weak hydrodynamic nonlinearities, we have not been able to exhibit group lines with such high slopes. This will be investigated in a companion paper focusing on in situ data analysis Platzter, Fabbro, & Saillard, 2019. (submitted).

Appendix A

Equations (9, 11, 13) require analytical calculation of integrals of the type

$$I(\beta, n) = \int \omega^\beta \left(\frac{gk}{\omega^2} - \frac{\omega^2}{gk} \right)^{-n} d\omega, \tag{A1}$$

with $\beta = -1, 0, \frac{1}{2}, \frac{3}{2}$ and $n = 0$ or 2 .

Below is given the average value of ω for the group line associated with η_L^2 when a 2D FFT is used to compute the dispersion diagram.

$$\langle \omega \rangle = N/D \tag{A2}$$

with $N = I(\frac{3}{2}, 2)$ and $D = I(\frac{1}{2}, 2)$.

$$\begin{aligned}
 N = \sqrt{gk} & \left[8 \frac{\left(\frac{\omega}{\sqrt{gk}}\right)^{5/2}}{1 - \left(\frac{\omega}{\sqrt{gk}}\right)^4} + 5 \ln \frac{1 - \frac{\omega}{\sqrt{gk}}}{1 + \frac{\omega}{\sqrt{gk}}} \right]_{\omega_u}^{\omega_p} \\
 & + \sqrt{gk} \left[\frac{10}{\sqrt{2}} \arctan \left(\frac{\sqrt{\frac{2\omega}{\sqrt{gk}}}}{1 - \frac{\omega}{\sqrt{gk}}} \right) - 10 \arctan \sqrt{\frac{\omega}{\sqrt{gk}}} \right]_{\omega_u}^{\omega_p} \\
 & + \sqrt{gk} \left[\frac{5}{\sqrt{2}} \ln \frac{1 + \sqrt{2\frac{\omega}{\sqrt{gk}} + \frac{\omega}{\sqrt{gk}}}}{1 - \sqrt{2\frac{\omega}{\sqrt{gk}} + \frac{\omega}{\sqrt{gk}}}} \right]_{\omega_u}^{\omega_p}
 \end{aligned} \tag{A3}$$

$$\begin{aligned}
 D = & \left[8 \frac{\left(\frac{\omega}{\sqrt{gk}}\right)^{3/2}}{1 - \left(\frac{\omega}{\sqrt{gk}}\right)^4} + 3 \ln \frac{1 - \frac{\omega}{\sqrt{gk}}}{1 + \frac{\omega}{\sqrt{gk}}} \right]_{\omega_u}^{\omega_p} \\
 & + \left[6 \arctan \sqrt{\frac{\omega}{\sqrt{gk}}} - \frac{6}{\sqrt{2}} \arctan \left(\frac{\sqrt{\frac{2\omega}{\sqrt{gk}}}}{1 - \frac{\omega}{\sqrt{gk}}} \right) \right]_{\omega_u}^{\omega_p} \\
 & + \left[\frac{3}{\sqrt{2}} \ln \frac{1 + \sqrt{2\frac{\omega}{\sqrt{gk}} + \frac{\omega}{\sqrt{gk}}}}{1 - \sqrt{2\frac{\omega}{\sqrt{gk}} + \frac{\omega}{\sqrt{gk}}}} \right]_{\omega_u}^{\omega_p}
 \end{aligned} \tag{A4}$$

with $\omega_p = \sqrt{g(K_p + k)} - \sqrt{gK_p}$ and $\omega_u = \sqrt{gK_u} - \sqrt{g(K_u - k)}$.

Acknowledgments

The authors acknowledge the Délégation Générale de l'Armement (DGA) for financial support and Gabriel Soriano, at Institut Fresnel, for valuable discussions and for providing the computer code devoted to solving the scattering problem. The data used in the paper are not available publicly. These are the property of Fraunhofer FHR, WTD71, and ONERA. Please contact the authors at vincent.fabbro@onera.fr for more information.

References

- Borge, J. N., Reichert, K., & Hesnner, K. (2013). Detection of spatio-temporal wave grouping properties by using temporal sequences of x-band radar images of the sea surface. *Ocean Modelling*, *61*, 21–37. <https://doi.org/10.1016/j.ocemod.2012.10.004>
- Creamer, D. B., Henyey, F., Schult, R., & Wright, J. (1989). Improved linear representation of ocean surface waves. *Journal of Fluid Mechanics*, *205*, 135–161. <https://doi.org/10.1017/S0022112089001977>
- Fabbro, V., Biegel, G., Förster, J., Poisson, J. B., Danklmayer, A., Böehler, C., et al. (2017). Measurements of sea clutter at low grazing angle in mediterranean coastal environment. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, *55*(11), 6379–6389. <https://doi.org/10.1109/TGRS.2017.2727057>
- Frazier, S. J., & McIntosh, R. E. (1996). Observed wavenumber-frequency properties of microwave backscatter from the ocean surface at near-grazing angles. *Journal of Geophysical Research*, *101*(C8), 18,391–18,407. <https://doi.org/10.1029/96JC01685>
- Hasselmann, D. E., Dunkel, M., & Ewing, J. A. (1980). Directional wave spectra observed during jonswap 1973. *Journal of Physical Oceanography*, *10*(8), 1264–1280. [https://doi.org/10.1175/1520-0485\(1980\)010<1264:DWSODJ>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(1980)010<1264:DWSODJ>2.0.CO;2)
- Irisov, V., & Plant, W. (2016). Phillips' lambda function: Data summary and physical model. *Geophysical Research Letters*, *43*, 2053–2058. <https://doi.org/10.1002/2015GL067352>
- Krogstad, H. E., & Trulsen, K. (2010). Interpretations and observations of ocean wave spectra. *Ocean Dynamics*, *60*(4), 973–991. <https://doi.org/10.1007/s10236-010-0293-3>
- Leckler, F., Ardhuin, F., Peureux, C., Benetazzo, A., Bergamasco, F., & Dulov, V. (2015). Analysis and interpretation of frequency-wavenumber spectra of young wind waves. *Journal of Physical Oceanography*, *45*, 2484–2496. <https://doi.org/10.1175/JPO-D-14-0237.1>
- Miret, D., Soriano, G., & Saillard, M. (2014). Rigorous simulations of microwave scattering from finite conductivity two-dimensional sea surfaces at low grazing angles. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, *52*(6), 3150–3158. <https://doi.org/10.1109/TGRS.2013.2271384>
- Phillips, O. M. (1985). Spectral and statistical properties of the equilibrium range in wind-generated gravity waves. *Journal of Fluid Mechanics*, *156*, 505–531. <https://doi.org/10.1017/S0022112085002221>
- Plant, W. J. (2012). Whitecaps in deep water. *Geophysical Research Letters*, *39*, L16601. <https://doi.org/10.1029/2012GL052732>, 116601
- Plant, W. J., & Farquharson, G. (2012). Origins of features in wave number-frequency spectra of space-time images of the ocean. *Journal of Geophysical Research*, *117*(C6), C06015. <https://doi.org/10.1029/2012JC007986>

- Platzer, F., Fabbro, V., & Saillard, M. (2019). Two-dimensional spectra of radar returns from sea: Analysis of the group line from experimental data. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, *124*. <https://doi.org/10.1029/2019JC015123>
- Smith, M., Poulter, E., & McGregor, J. (1996). Doppler radar measurements of wave groups and breaking waves. *Journal of Geophysical Research, Oceans*, *101*(C6), 14,269–14,282. <https://doi.org/10.1029/96JC00766>
- Tatarskii, V. I., & Chumatskii, M. I. (1998). On the universal behavior of scattering from a rough surface for small grazing angles. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, *46*(1), 67–72. <https://doi.org/10.1109/8.655452>

RESUME

Ce manuscrit présente divers travaux de recherche portant sur la modélisation de la propagation des Ondes ElectroMagnétiques (OEM) en milieux complexes. Les travaux adressent notamment la modélisation numérique et analytique des interactions des OEM en environnement marin, avec la troposphère puis l'ionosphère, milieux naturels dont les effets sur la propagation des OEM sont sensibles aux fréquences micro-ondes. La modélisation numérique de la propagation par résolution de l'équation parabolique y est centrale. Elle sera appliquée aux différents environnements de propagation, pour différents types d'applications (radar, télécommunication ou positionnement par radionavigation GNSS). Les effets de réfraction et de scintillation atmosphérique (troposphérique, ionosphérique), des interactions avec le sol ou la surface de mer seront alors illustrés. L'ensemble de l'exposé sera complété par des exemples d'application à la télédétection active de l'atmosphère (restitution des profils verticaux d'indice de réfraction par inversion des échos radars ou de signaux GNSS en géométrie de Radio-Occultation, caractérisation de la turbulence troposphérique par sondage GNSS) que les thèmes précédemment évoqués ont opportunément mis à jour. Les perspectives de travaux envisagés sont centrées sur les problèmes de propagation des OEM dans l'ionosphère, avec comme principaux objectifs la caractérisation des fluctuations turbulentes de densité électronique du plasma ionosphérique, leur occurrence, la modélisation et la prévision des scintillations ionosphériques.

Mots clefs : Propagation électromagnétique, modélisation, environnement marin, troposphère, ionosphère, scintillation, réfraction, équation parabolique, sondage micro-onde de l'atmosphère.

ABSTRACT

This manuscript is presenting various research works on the modeling of the propagation of electromagnetic waves (EMW) in complex environments. The work includes numerical and analytical modelling of EMW interactions in the maritime environment, in the troposphere and then the ionosphere, natural environments whose effects on EMW propagation are sensitive to microwave frequencies. In this work, numerical modeling of the propagation by resolution of the Parabolic Wave Equation (PWE) is central. It will be applied to different propagation environments, for different types of applications (radar, telecommunication or positioning by GNSS radio navigation). The effects of refraction and atmospheric scintillation (tropospheric, ionospheric), interactions with ground or sea surface will then be illustrated. The presentation will be complemented by examples of application to active remote sensing of the atmosphere (retrieval of vertical refraction index profiles by inversion of radar echoes or GNSS signals in Radio-Occultation geometry, characterization of tropospheric turbulence by GNSS). The prospects for work envisaged are centered on the problems of EMW propagation in the ionosphere, with the main objectives of characterizing the turbulent fluctuations in the electron density of the ionospheric plasma, their occurrence, modelling and prediction of ionospheric scintillations.

Keywords: Electromagnetic propagation, modelization, maritime environment, troposphere, ionosphere, scintillation, refraction, parabolic wave equation, microwave atmosphere remote sensing.

