



HAL
open science

Propagation dans l'ionosphère en présence de turbulences : applications aux radars HF

Marie-José Abi Akl

► **To cite this version:**

Marie-José Abi Akl. Propagation dans l'ionosphère en présence de turbulences : applications aux radars HF. Electromagnétisme. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2017. Français. NNT : 2017PA066374 . tel-01743861

HAL Id: tel-01743861

<https://theses.hal.science/tel-01743861>

Submitted on 26 Mar 2018

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

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

École doctorale n° 391 : Sciences Mécaniques, Acoustique, Électronique
et Robotique de Paris (SMAER)

Thèse de Doctorat

pour obtenir le grade de Docteur délivré par

Université de Pierre et Marie Curie - Paris 06

Spécialité doctorale “Sciences pour l’ingénieur”

présentée et soutenue publiquement par

Marie-José ABI AKL

le 17 novembre 2017

Propagation dans l’ionosphère en présence de turbulences : applications aux radars HF

Directeur de thèse : **Marc HÉLIER**

Co-encadrants de thèse : **Muriel DARCES ET FLORENT JANGAL**

Jury

Mme Valérie VIGNERAS	Professeur à Bordeaux INP	Rapporteur
M. Yvon ERHEL	Professeur à l’Université de Rennes 1, CREC Saint-Cyr	Rapporteur
Mme Hélène ROUSSEL	Professeur à l’UPMC	Examineur
M. Yannick BENIGUEL	Directeur – IEEA, Courbevoie	Examineur
M. Philippe POULIGUEN	Responsable de domaine scientifique à la DGA	Examineur
M. Florent JANGAL	Architecte - DGA	Examineur
Mme Muriel DARCES	Maître de conférences à l’UPMC	Examineur
M. Marc HÉLIER	Professeur à l’UPMC	Directeur de thèse
M. Gilbert AUFRAY	Chef d’unité à l’Onera	Invité

"J'ai souffert.

J'ai appris.

J'ai changé." — Gibran Khalil Gibran

*"To be Parisian is not to have been born in Paris,
but to be reborn there." — Sacha Guitry*



Table des matières

Table des matières	5
Liste des figures	9
Liste des tableaux	13
Introduction	17
1 Étude bibliographique et état de l'art	25
1.1 L'ionosphère	25
1.1.1 Structure de l'ionosphère	26
1.1.2 Modélisation de l'ionosphère	29
1.1.3 Perturbations ionosphériques	36
1.1.4 Indice de réfraction de l'ionosphère	37
1.2 Le radar	38
1.2.1 Codage des impulsions et effet Doppler	41
1.2.2 Méthodes de mesure de la densité électronique de l'ionosphère	43
1.3 État de l'art du problème posé	46
1.3.1 Les modèles prévisionnels de l'ionosphère	46
1.3.2 Effet de l'ionosphère sur la propagation des ondes HF	48
1.3.3 Conception de simulateur de radars HF	51
1.3.4 Conclusion	51
2 Principes du traitement radar : vers un modèle comportemental de l'ionosphère pour de la détection radar dans un milieu isotrope	53
2.1 Synthèse du signal provenant d'une cible	54
2.1.1 Équations du signal reçu par le radar	54
2.2 Principe du traitement radar	58
2.2.1 Traitement Doppler	58
2.2.2 Traitement distance	58
2.2.3 Traitement Doppler-distance et obtention de l'image radar	59
2.3 Relation entre l'indice de réfraction n et le chemin de phase P	60
2.4 Le tracé de rayons	62

2.5	Intégration des profils modifiés	64
2.5.1	Calcul de la distance au sol à partir du chemin de phase P	64
2.5.2	Intégration de la distance au sol dans le signal reçu par le radar	66
2.6	Réalisation d'un simulateur d'image radar HF	66
2.7	Conclusion	69
3	Modélisation de la densité électronique de l'ionosphère	71
3.1	Construction d'un modèle MQP de l'ionosphère perturbée	72
3.1.1	Perturbation d'une couche du profil ionosphérique par bruitage	73
3.1.2	Perturbation à partir d'un processus stationnaire de fonction de corrélation exponentielle décroissante	74
3.2	Variation des paramètres de la fonction définissant le profil ionosphérique de Booker	77
3.2.1	Distribution de la densité électronique de l'ionosphère suivant une loi log-normale à une altitude donnée	77
3.2.2	Méthode de réduction des étalements Doppler	83
3.2.3	Partition des coefficients des points d'inflexions suivant trois zones d'altitude : basse, moyenne et haute altitude	86
3.3	Conclusion	88
4	Modèle final de fouillis ionosphérique : principes et résultats	91
4.1	Variations appliquées à la densité électronique	92
4.1.1	Variation aléatoire des grandeurs de référence	92
4.1.2	Génération des profils à partir de la densité spectrale de puissance de Shkarofsky	93
4.2	Prise en compte du temps pour la réalisation des profils : aspect temporel	96
4.3	Formation des signaux reçus à partir d'un filtrage de densité spectrale de puissance des profils	99
4.3.1	Influence des angles de tir sur la détection du fouillis ionosphérique au niveau de l'image radar	101
4.3.2	Étude statistique appliquée sur l'image radar	104
4.4	Comparaison d'image synthétique à un cas d'image radar réelle	105
4.4.1	Création d'image radar synthétique	105
4.4.2	Statistique sur l'image radar réelle	107
4.5	Études statistiques sur l'évolution du Doppler et de la distance en fonction des différents paramètres de variation du profil ionosphérique	109
4.5.1	Influence des paramètres de la densité spectrale de puissance	109
4.5.2	Influence du filtre passe-bas	113
4.6	Conclusion	117
	Conclusion générale et perspectives	119

Liste des communications	123
Bibliographie	125
Annexes	133
A Loi Log-normale à 3 paramètres - Loi de Johnson	133
B Raies de Bragg	135

Liste des figures

1	Réflexion de l'onde de ciel par l'ionosphère.[Onera]	17
2	Les antennes de Nostradamus à Dreux en France.[Onera]	18
3	Les antennes du radar ROS à Biscarosse en France.[Onera]	18
4	Carte de couverture éventuelle des radars HF hybride.	19
5	Deux exemples d'images radar réelles	21
1.1	Couches de l'atmosphère [1].	26
1.2	Profils ionosphériques de nuit et de jour [2].	27
1.3	Notation des dimensions par rapport au centre de la Terre.	30
1.4	Couche QP directe.	31
1.5	Couche QP inversée.	31
1.6	Modélisation MQP 3 couches et 2 couches de liaison.	32
1.7	Modélisation de la partie haute de l'ionosphère par une fonction d'Epstein et un profil de Chapman.	33
1.8	Représentation du profil selon le modèle de Booker [3].	34
1.9	Système radar mono-statique.	39
1.10	Schéma d'émission radar - Zone aveugle.	40
1.11	Directivité de l'antenne.	41
1.12	Représentation du "chirp" de bande $B=50$ kHz et un temps d'émission $t_e=1$ ms.	42
1.13	Calcul du CET entre un satellite et un récepteur au sol.	43
1.14	Ionogrammes obtenus à partir d'un sondage vertical (tracés rouge et vert) et représentation du profil réel (tracé noir) correspondant en utilisant le logiciel POLAN [4].	45
1.15	Variation de la densité électronique en fonction de l'altitude selon le modèle IRI 2012 [5].	47
1.16	Comparaison entre la représentation du profil ionosphérique de haute altitude de NeQuick (ligne en point-tiré) avec l'IRI (pointillé) [6].	48
1.17	Diffusion Doppler - temps avec une bande passante de 500 kHz : (a) Propagation dans le plan du champ magnétique; (b) Propagation dans le plan perpendiculaire au champ magnétique. [7]	49
1.18	Modèle de fonctionnement du simulateur HiCIRF [8].	52

2.1	Code émis par le radar à chaque impulsion.	55
2.2	Schéma du traitement Doppler.	58
2.3	Traitement distance détaillé.	59
2.4	Traitement Doppler-Distance en présence de bruit.	60
2.5	Schéma de la réflexion dans l'ionosphère.	61
2.6	Illustration de la loi de Bouguer et relation entre β et θ	63
2.7	Exemple de tracé de 100 rayons lancés pour des angles de tir allant de 5° à 75° . 63	
2.8	Trajectoire d'une onde de ciel émise par un transmetteur T, se réfléchissant au niveau de l'ionosphère, et reçue par un récepteur R.	65
2.9	Le tracé de rayon symétrique par rapport à la verticale au point de réflexion de l'onde.	67
2.10	Exemple d'un spectre de raies de Bragg simulé à une fréquence de 10 MHz. 68	
2.11	Schéma bloc récapitulatif des différentes étapes de calcul.	69
3.1	Modélisation MQP de l'ionosphère à 4 couches (en bleu) et 3 liaisons (en rouge).	72
3.2	Perturbation de la 2 ^{ème} couche du profil ionosphérique par interpolation. . .	73
3.3	Principe de la méthode par variables aléatoires corrélées.	75
3.4	Étalement Doppler-distance.	76
3.5	Profil du jour de Booker pour les valeurs de référence des paramètres.	78
3.6	Schéma bloc du principe de création des profils continus perturbés dont la densité électronique suit une loi log-normale.	78
3.7	Représentation de 512 profils ionosphériques perturbés aléatoirement selon une loi multi-normale appliquée sur les altitudes d'une couche de profil. . . .	79
3.8	La densité électronique résultante gouvernée par une loi log-normale.	80
3.9	100 profils ionosphériques perturbés selon une loi multi-normale appliquée sur A_i	81
3.10	La densité électronique résultante gouvernée par une loi log-normale.	81
3.11	100 profils ionosphériques perturbés selon une loi multi-normale appliquée sur B_i	82
3.12	La densité électronique résultante gouvernée par une loi log-normale.	83
3.13	Étalements Doppler et distance au sol sans (a) et avec (b) tri des profils suivant la distance de corrélation.	85
3.14	Schéma bloc du principe de création des profils partitionnés perturbés.	87
3.15	100 Profils décomposés constituant une ionosphère instable.	87
3.16	Histogramme de distribution des profils à une altitude donnée de l'ionosphère 88	
4.1	100 profils continus d'une ionosphère instable	93
4.2	Histogramme obtenu en faisant varier le point de référence d'altitude z_0 . . .	93
4.3	Schéma bloc du principe de création des profils.	94
4.4	100 profils représentatifs d'une ionosphère perturbée	95

4.5	Histogramme de 100 profils de densité électronique de l'ionosphère à une altitude de 200 km	95
4.6	Schéma bloc du principe de création des profils, avec filtrage passe-bas final.	96
4.7	Exemples de variation de l'amplitude de la densité spectrale de puissance de l'irrégularité en fonction de la fréquence [9].	98
4.8	Comparaison des densité électronique de l'ionosphère pour différentes valeurs de fréquences de coupure.	98
4.9	Représentation d'un modèle d'ionosphère perturbée pendant 20.48 s.	99
4.10	Tracé de rayon 2D pour 20 angles de tir.	100
4.11	Image radar synthétique représentant des effets de fluctuations de densité en couche E et F.	101
4.12	Détection de la même perturbation ionosphérique influencée par le nombre d'angles de tir indiqué.	102
4.12	Détection de la même perturbation ionosphérique influencé par le nombre d'angles de tir indiqué.	103
4.13	Histogrammes du Doppler et de la distance correspondant à une détection de perturbation ionosphérique avec 20 angles de tir et 512 profils générés. .	104
4.14	Représentation d'un modèle d'ionosphère perturbé pendant 40.96 secondes. .	105
4.15	Tracé de rayon correspondant aux deux angles de tir de 20° et 25° avec réflexion totale sur la perturbation ionosphérique.	106
4.16	Représentation des perturbations ionosphériques A et B sur une image radar synthétique.	106
4.17	Effets des deux perturbations A et B sur l'image radar, se déplaçant à une vitesse de 6 m/s et 2 m/s respectivement, observés sur la dispersion du Doppler et de la distance.	107
4.18	Comparaison entre une image radar réelle et une image radar simulée dans le cas d'une représentation des perturbations ionosphériques distinctes. . .	108
4.19	Effet de la variation de σ_N^2 sur l'évolution des écarts types du décalage Doppler et de la distance.	110
4.20	Effet de la variation de l'indice spectral sur l'évolution du Doppler et de la distance.	111
4.21	Effet de la variation de l_0 sur l'évolution des écarts types du décalage Doppler et de la distance, $r_0 = 5$ m.	112
4.22	Effets du filtre passe-bas sur la variation de N pour deux valeurs de σ_N^2 et $l_0 = 500$ m.	114
4.23	Effets du filtre passe-bas sur la variation de N en fonction des paramètres de la densité spectrale de puissance : $l_0 = 5$ km et σ_N^2 variable.	115
4.24	Effets du filtre passe-bas sur la variation de N en fonction des paramètres de la densité spectrale de puissance : $l_0 = 50$ km et σ_N^2 variable.	116
4.25	Résultat final illustrant les possibilités du simulateur de fouillis ionosphérique.	120

B.1 Un exemple d'image produite par un radar HF à onde de surface. 136

Liste des tableaux

1.1	Propriétés typiques des <i>MSTID</i> et <i>LSTID</i>	36
3.1	Valeurs de référence des paramètres z_i , A_i et B_i du profil du de jour de Booser	77
4.1	Tableau comparatif des dispersions Doppler et distance entre une image synthétique (taches A et B) et une image réelle (taches A' et B')	109

ABSTRACT

High-frequency (HF : 3 MHz to 30 MHz) hybrid mode radar is a promising solution for continuous monitoring of sea and land areas up to 2000 km. This mode is a combination of the modes of operation of the sky wave and surface wave radars. When signal processing is performed on a slow target, the ionospheric irregularities degrade the Doppler-distance images. To take this phenomenon into account in simulation, a software module based on probabilistic models of the ionospheric clutter has been developed with the aim of simulating the spatial and temporal behavior of the ionosphere in radar processing.

The final version of this module is based on Booker's electron density profile, randomly modified in space from the Shkarofsky power spectral density function. The temporal aspect has also been taken into account in the radar processing by applying to the random phase paths thus generated a low-pass filtering taking into consideration the TEC (Total Electron Content) variation. The sensitivity of the Doppler shift and distance spreading to the parameters of the power spectral density and the cut-off frequency of the low-pass filter has also been studied. Finally, the synthesized images have been compared with the actual images obtained from an HF radar located in the South of France.

RÉSUMÉ

Le radar haute fréquence (HF : 3 MHz à 30 MHz) à mode hybride est une solution prometteuse pour assurer la surveillance permanente, jusqu'à 2000 km, de zones maritimes et terrestres. Ce mode est une combinaison des modes de fonctionnement des radars à onde de ciel et à ondes de surface. Lorsque l'intégration du signal est effectuée sur une cible lente, les instabilités ionosphériques affectent les images Doppler-distance. Pour rendre compte de ce phénomène en simulation, un module logiciel basé sur des modèles probabilistes du fouillis ionosphérique a été développé dans le but de simuler le comportement spatial et temporel de l'ionosphère dans le traitement radar.

La version finale de ce module est basée sur le profil de densité électronique de Booker, aléatoirement modifié en espace à partir de la fonction de densité spectrale de puissance de Shkarofsky. L'aspect temporel a été aussi pris en compte dans le traitement radar en appliquant aux chemins de phase aléatoires ainsi générés un filtrage passe-bas en prenant en considération les variations du TEC (Contenu Électronique Total). La sensibilité des étalements en décalage Doppler et en distance aux paramètres de la densité spectrale de puissance et à la valeur de la fréquence de coupure du filtre passe-bas, a également été étudiée. Enfin, les images synthétisées ont été comparées aux images réelles obtenues à partir d'un radar HF situé dans le Sud de la France.



Introduction

Contexte

La propagation dans l'ionosphère est étudiée depuis de nombreuses années, en particulier pour ses applications dans le domaine des radars Hautes Fréquences (HF). Ces radars à ondes décamétriques ont été mis en œuvre dès les années 40 et ont suscité de l'intérêt plus récemment compte tenu de leur potentiel de surveillance d'une large zone de l'espace aérien ou maritime en utilisant la réflexion ionosphérique ou le guidage des ondes par l'interface mer-air. Les fréquences utilisées par les radars HF sont comprises entre 3 MHz et 30 MHz et permettent une couverture permanente qui s'étend bien au-delà de l'horizon radioélectrique. De ce fait, les radars HF sont nommés « radars trans-horizon ». Ces derniers se répartissent en deux catégories : les radars à ondes de ciel et les radars à ondes de surface.

Radar à ondes de ciel



FIGURE 1 – Réflexion de l'onde de ciel par l'ionosphère.[Onera]

Le radar à ondes de ciel (Over The Horizon Radar - OTHR) émet des ondes HF qui sont réfléchies par l'ionosphère, comme l'illustre la figure 1. Ce mode de propagation est utile pour établir des liaisons à grande distance afin de détecter des cibles très éloignées. En effet, ce type de radars couvre des zones allant de 500 km jusqu'à quelques milliers de km.



FIGURE 2 – Les antennes de Nostradamus à Dreux en France.[Onera]

A titre d'exemple, le radar HF français "Nostradamus", représenté sur la figure 2, est un radar à ondes de ciel. Le radar australien "Jindalee", par exemple, fait également partie de cette catégorie de radars.

Radar à ondes de surface

Le radar à ondes de surface (ROS) émet des ondes électromagnétiques qui suivent la courbure de la Terre à l'interface entre la mer et l'air. Dans ce cas, les antennes de ces radars sont généralement situées sur les côtes. Ce choix d'implantation est directement lié à l'importante conductivité de l'eau de mer par rapport à celle de la terre ferme. Ainsi, la propagation des ondes HF est moins atténuée sur la mer que sur terre. Ce type de radar est utile, entre autres, pour des applications spécifiques telles que l'océanographie [10], mais aussi la détection de navires.



FIGURE 3 – Les antennes du radar ROS à Biscarosse en France.[Onera]

La figure 3 montre le réseau de réception au premier plan et les antennes d'émission dans le fond de l'image. Ces antennes à ondes de surface sont déployées par l'ONERA et localisées sur les côtes landaises en France.

Radar hybride

Le radar hybride met en jeu des ondes combinant deux modes de propagation : la propagation par ondes de ciel et la propagation par ondes de surface. Ce type de radar particulier constituera le contexte des travaux de recherche effectués dans le cadre de cette thèse et présentés tout au long de ce manuscrit. Cette combinaison a été récemment proposée afin d'assurer la longue portée en onde de ciel. En effet, ce mode de fonctionnement permet d'assurer une émission dirigée depuis un radar à ondes de ciel situé loin de la mer, en ayant seulement des récepteurs à ondes de surface à différents endroits sur les côtes. De cette manière, la couverture obtenue par le radar hybride, s'étend jusqu'à plus de 2000 km du lieu d'émission en ondes de ciel et jusqu'à 400 km des côtes pour les différentes réceptions en ondes de surface. Le fonctionnement de ce type de radar peut être considéré comme ajustable, variable selon la zone de surveillance ciblée : émission centralisée en ondes de ciel vers une zone maritime lointaine et réception côtière en ondes de surface à proximité de cette zone. En d'autres termes, la zone de surveillance aérienne et maritime sera adaptable selon les besoins liés au suivi des trafics.

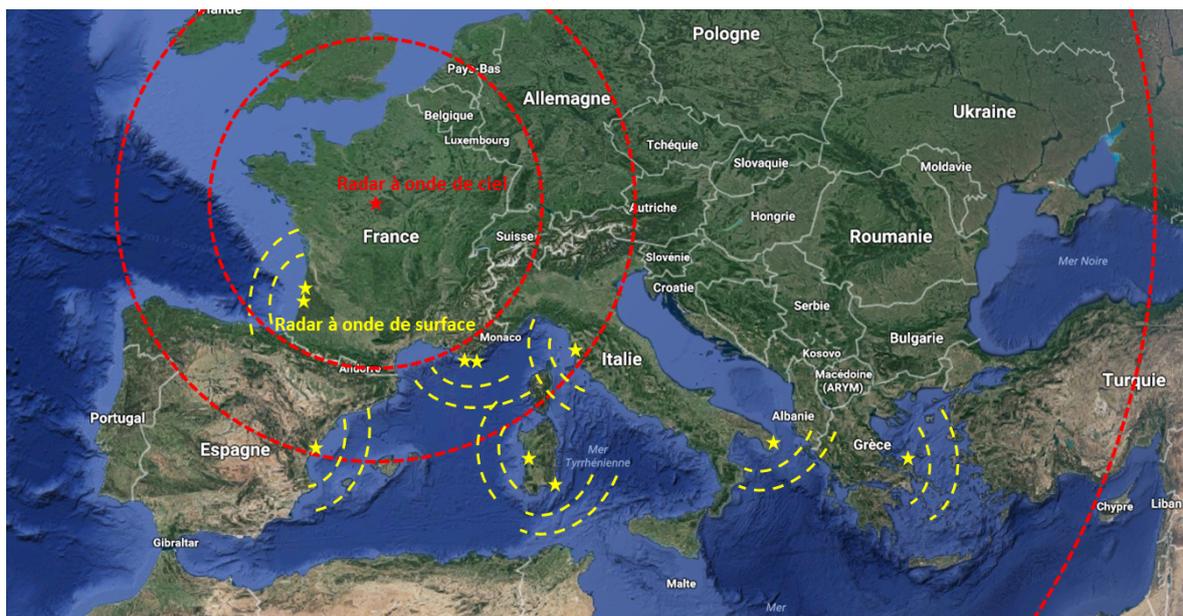


FIGURE 4 – Carte de couverture éventuelle des radars HF hybride.

La figure 4, montre un scénario possible d'une future détection à l'aide d'un tel radar hybride. L'émission est alors centralisée depuis un radar à ondes de ciel, réglable en élévation et en azimut, portant jusqu'à plus de 2000 km. En revanche, pour la réception, plusieurs réseaux locaux de récepteurs à ondes de surface sur la Méditerranée et sur l'Atlantique seront mis en place et seront ainsi activés en fonction du trafic à surveiller pour couvrir une large zone.

Ce type de radar est particulièrement intéressant étant donné qu'il permet à de nombreux récepteurs d'ondes de surface de fonctionner sans émetteurs proches. Ainsi, le problème d'encombrement du spectre à la réception sera atténué [11] et le Rapport Signal sur Bruit (RSB) sera meilleur. De plus, l'entretien de ce type de radar est plus facile et moins coûteux parce que l'émission provient d'un site unique. En parallèle, les pertes sont faibles en onde de ciel.

Les principales difficultés de mise en œuvre des radars HF hybrides sont l'influence de l'ionosphère et à l'influence des fluctuations de l'état de la mer (vent et vagues). Deux types de détection de cibles sont alors pris en considération en fonction de leur vitesse radiale vis-à-vis du radar ; nous distinguerons la détection de cibles rapides et la détection de cibles lentes. Le traitement du signal reçu, dit traitement radar, permet de construire les images de détection des cibles et la réponse de l'environnement sous la forme d'images d'intensité des échos, appelées Doppler-distance. La fréquence Doppler est obtenue par la vitesse radiale des cibles figurant en abscisse et la distance au sol est reportée en ordonnée, comme figurant sur les images radar ci-après (figure 5).

La détection de cibles rapides aboutit à la construction d'images peu perturbées par les divers fouillis. Effectivement, le temps de traitement par le radar est court et l'ionosphère est considérée stable durant ce temps. En revanche, la détection de cibles lentes peut entraîner une détection de qualité dégradée car le temps d'intégration par le radar est plus long. Il se trouve que, dans ce dernier cas, les caractéristiques électromagnétiques de l'ionosphère ainsi que l'état de surface des patchs de mer sont susceptibles de fluctuer durant le temps du traitement radar. En effet, l'ionosphère est un milieu instable parce qu'il est soumis à plusieurs phénomènes qui le perturbent de manière régulière comme l'alternance jour-nuit due à la rotation de la Terre (traduite par la ligne grise) ou de manière moins prévisible comme les tempêtes solaires. Il en résulte des fluctuations de la densité électronique ionosphérique et donc de l'indice du milieu de propagation, sujet traité ici. Par analogie optique, ces fluctuations font de l'ionosphère un miroir déformable. Par conséquent, il en résulte un étalement de la fréquence Doppler (information relative à la vitesse radiale des cibles) et de la distance des cibles ce qui dégrade détection. Deux types d'observations sont représentés sur les images de la figure 5.

Au-delà du cas du radar hybride qui fut le point de départ de ce travail de thèse, les radars HF sont de grands équipements compte tenu des dimensions de leurs antennes. Ces derniers sont généralement de l'ordre de la dizaine de mètres par élément et de plusieurs centaines de mètres pour les réseaux d'antennes. Par conséquent, il s'avère nécessaire de faire de l'expérimentation virtuelle avant de les déployer sur le terrain. Cela permet en particulier d'optimiser leur emplacement, le choix des types d'antennes et des fréquences de travail. C'est la finalité des simulateurs de radars HF de répondre à ce besoin.

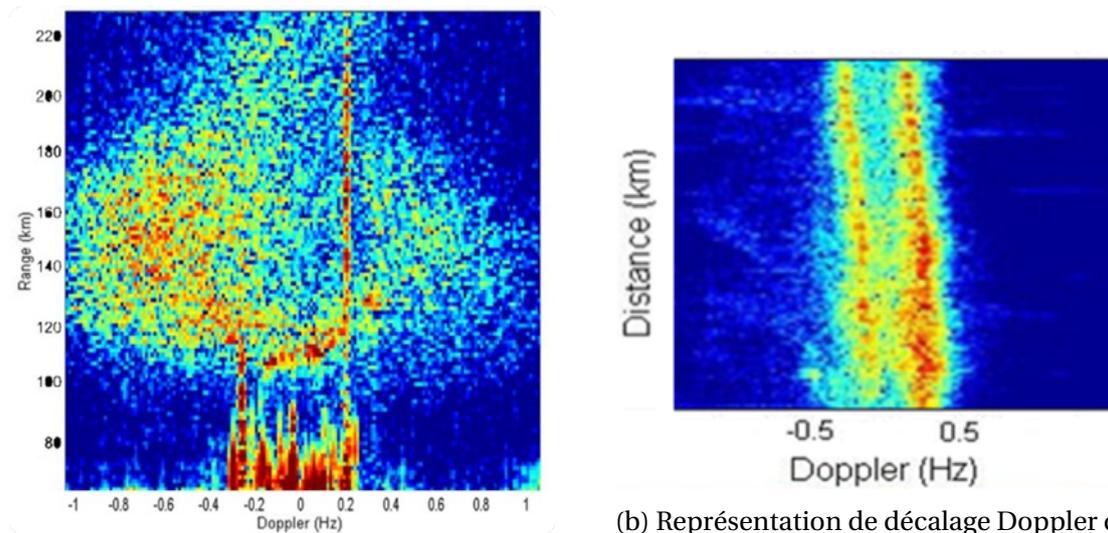


FIGURE 5 – Deux exemples d’images radar réelles

Ces derniers sont en général développés de manière modulaire, chaque module prenant en charge l’une des composantes de la chaîne d’émission-réception. Notamment, un module aura la capacité de rendre les différents effets de l’ionosphère en allant du simple décalage en Doppler jusqu’au fouillis ionosphérique.

Objectifs de la thèse

L’objectif principal des travaux de recherche dans le cadre de cette thèse sera de contribuer au développement d’un module de calcul de fouillis ionosphérique d’un futur simulateur de radar HF. Ce module sera capable de générer des images Doppler-distance de scènes, réalistes et représentatives d’un état particulier de l’ionosphère.

Le second objectif sera donc de reproduire les effets des fluctuations ionosphériques sur la propagation des ondes HF et le traitement radar. L’originalité de ce travail réside dans la représentation dynamique du modèle ionosphérique en prenant en compte des fluctuations rapides de la densité électronique de l’ionosphère. L’échelle de temps des répétitions des impulsions utilisées par le radar est de quelques millisecondes. Les images synthétiques obtenues seront finalement comparées aux images réelles, réalisées avec les radars HF opérationnels de l’ONERA.

Par ailleurs, une étude statistique des étalements Doppler et distance de l’image radar synthétique sera effectuée en fonction des propriétés de la densité électronique de l’ionosphère. Cette dernière étape servira à créer une base de données représentative de la variation de l’ionosphère. Ces données auront pour but de prévoir l’effet du fouillis io-

ionosphérique sur des images Doppler-distance représentatives, pour différents types de perturbations ionosphériques. Enfin, l'intégration du fouillis de mer au modèle, précédemment modélisé avec succès dans de nombreux travaux [12], contribuera à augmenter le caractère réaliste des images ainsi générées.

Contenu du document

Dans un premier temps, des modèles analytiques déjà existants seront utilisés pour décrire le profil en altitude de la densité électronique de l'ionosphère afin de calculer la trajectoire des ondes HF. Il s'agira ensuite de modifier ces modèles afin de prendre en compte les perturbations ionosphériques et leurs effets.

Par ailleurs, il existe des modèles électromagnétiques rigoureux de la propagation d'une onde HF dans l'ionosphère de densité électronique variable, comme celui de Yeh [13]. Dans ce modèle, la perturbation est introduite en faisant fluctuer aléatoirement la densité électronique de l'ionosphère. Cette manipulation revient alors à résoudre mathématiquement une équation de propagation stochastique. Cependant, il s'avère que les modèles de ce type sont très lourds à mettre en œuvre et très difficiles à intégrer dans le processus du traitement radar. Il est donc important de trouver une solution intermédiaire pour répondre aux objectifs des travaux de cette thèse.

Dans le chapitre 1, une étude bibliographique portant sur la description de l'ionosphère, son indice et ses perturbations sera présentée. Ensuite, différents modèles de représentation de profils ionosphériques seront rappelés tels que le modèle MQP ou celui de Booker. Puis, nous décrirons deux méthodes de caractérisation expérimentale des variations de la densité électronique ionosphérique. Ensuite, nous allons expliquer le fonctionnement des radars HF et l'effet Doppler. Une deuxième partie sera consacrée à présenter l'état de l'art en matière de simulateurs de propagation HF, notamment les modèles rendant compte des perturbations ionosphériques dans les communications HF et d'autres s'intéressant aux effets des perturbations sur le rapport signal sur bruit.

Dans le chapitre 2, nous développerons la représentation comportementale de l'évolution de la densité électronique ionosphérique tout en justifiant notre choix. Ensuite, nous proposerons une relation entre le chemin de phase et la variation de l'indice de réfraction ou de la densité électronique. Dans ce chapitre, nous expliquerons également l'intégration des variations ionosphériques dans le traitement radar avec les profils calculés. Enfin, nous présenterons la méthode de calcul du chemin de phase et de la distance au sol à partir d'un tracé de rayons à deux dimensions.

Dans le chapitre 3, nous montrerons les résultats des premiers essais de génération de

profils perturbés avec le modèle MQP. Cette approche préliminaire servira d'élément de validation de l'approche comportementale. Ensuite, nous améliorerons cette approche en modélisant une ionosphère perturbée à l'aide d'un modèle basé sur les travaux de Booker dont le profil est continu et à dérivée continue. À l'aide de cette approche plus performante, nous représenterons différents types de variations de l'ionosphère en modifiant les paramètres géométriques du modèle selon des lois normales.

Dans le chapitre 4, la génération d'une densité électronique de référence sera déduite d'une densité spectrale de puissance élaborée par Shkarofsky [14]. Puis, une technique simple de filtrage temporel des réalisations sera appliquée sur la densité électronique. Ce filtrage de la densité électronique sera réglé en fonction des caractéristiques des variations temporelles du contenu électronique total, transposé à une échelle spatiale plus locale. Des images Doppler-distance et des distributions statistiques seront comparées en fonction du type de variations appliquées aux profils perturbés. Dans ce quatrième chapitre, nous proposerons une étude systématique de la variation des écarts types des étalements en fréquence Doppler et en distance, en fonction des propriétés de la densité électronique de l'ionosphère et de ses irrégularités. De plus, une comparaison entre les images obtenues par simulation et les images réelles obtenues par les radars de l'ONERA sera également présentée. À partir de cette comparaison et de l'étude statistique, nous pourrons envisager d'ajuster les paramètres décrivant différents types de variations de l'ionosphère qui se traduisent dans les images radars.

Chapitre 1

Étude bibliographique et état de l'art

La propagation des ondes de ciel émises par les radars HF est fortement influencée par le milieu de réfraction, l'ionosphère. Dans le cadre de ce premier chapitre, une description des radars HF, de l'ionosphère et de ses effets sur la détection du radar est proposée. Des modèles physiques destinés à représenter l'ensemble des couches ionosphériques sont également présentés. Puis nous résumons les différents types de perturbations que nous pouvons rencontrer dans ce milieu. Enfin, la méthodologie du calcul de l'indice de réfraction de l'ionosphère est détaillée.

Dans un deuxième temps, une description du fonctionnement et des mesures des radars classiques puis des radars HF est présentée. Ensuite, nous détaillons les outils utilisés pour mesurer les caractéristiques de l'ionosphère. Finalement, une étude des effets ionosphériques sur la réception radar est introduite.

La dernière partie de ce chapitre est consacrée à l'état de l'art des différents thèmes abordés dans le cadre de cette thèse. Des modèles prévisionnels de l'état de l'ionosphère sont aussi présentés notamment les modèles IRI et NeQuick. Enfin, les effets des irrégularités ionosphériques sur la propagation HF sont décrits.

1.1 L'ionosphère

L'atmosphère terrestre est divisée en cinq couches : la troposphère, la stratosphère, la mésosphère, la thermosphère et l'exosphère. L'ionosphère est la zone de la haute atmosphère qui s'étend de 55 km à 1000 km, incluant à la fois la thermosphère et l'exosphère, comme le montre la figure 1.1. Cette zone est caractérisée par la présence de particules chargées (électrons et ions), formées par photo-ionisation sous l'effet du rayonnement solaire et de jets de particules. À cause de ces particules chargées, l'ionosphère a une importance en radiocommunications, car elle influence la propagation des ondes radioélectriques émises au niveau de la Terre.

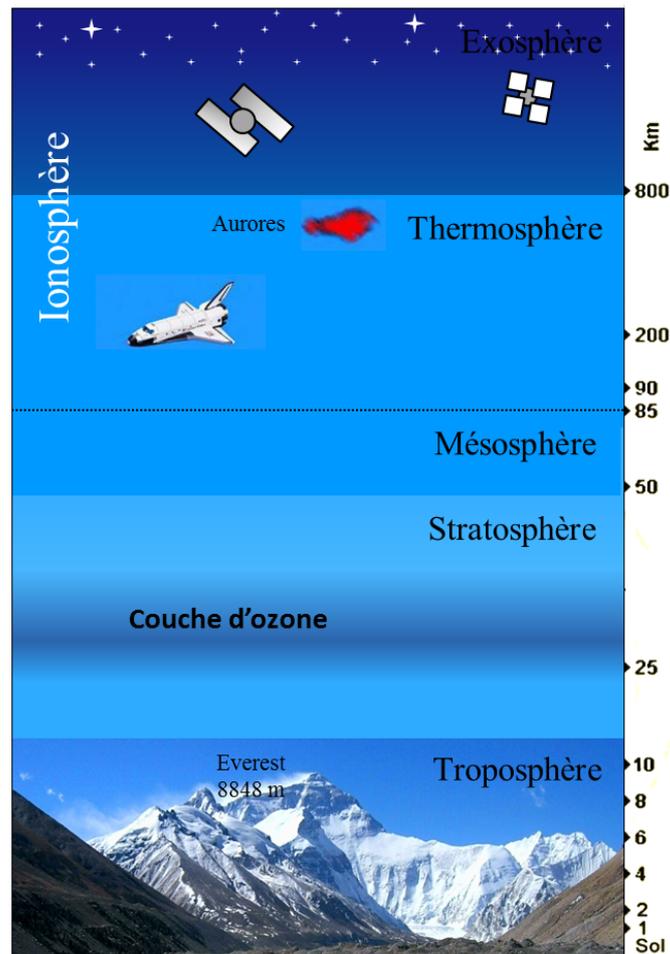


FIGURE 1.1 – Couches de l'atmosphère [1].

1.1.1 Structure de l'ionosphère

Les mécanismes de formation de l'ionosphère sont d'origine solaire. L'énergie des rayonnements électromagnétiques d'origine solaire est suffisante pour arracher des électrons aux atomes et aux molécules de l'atmosphère : c'est la photo-ionisation. Cette ionisation, non homogène sur l'ensemble de l'ionosphère, donne naissance à la formation de couches plus ou moins densément peuplées de particules chargées [15].

Usuellement, l'ionosphère est divisée en trois couches : D, E et F (la couche F est divisée en deux sous-couches F1 et F2 durant le jour). Les couches se différencient par l'altitude et la densité d'électrons au niveau du maximum local d'ionisation. Ces caractéristiques dépendent du rapport entre le taux d'ionisation et le taux de recombinaison des gaz présents aux différentes altitudes. La densité d'électrons dans ces couches fluctue en fonction des mouvements des gaz de l'ionosphère sous l'effet du vent local, de la convection et du flux solaire. Elle fluctue aussi directement sous l'effet des jets de particules solaires.

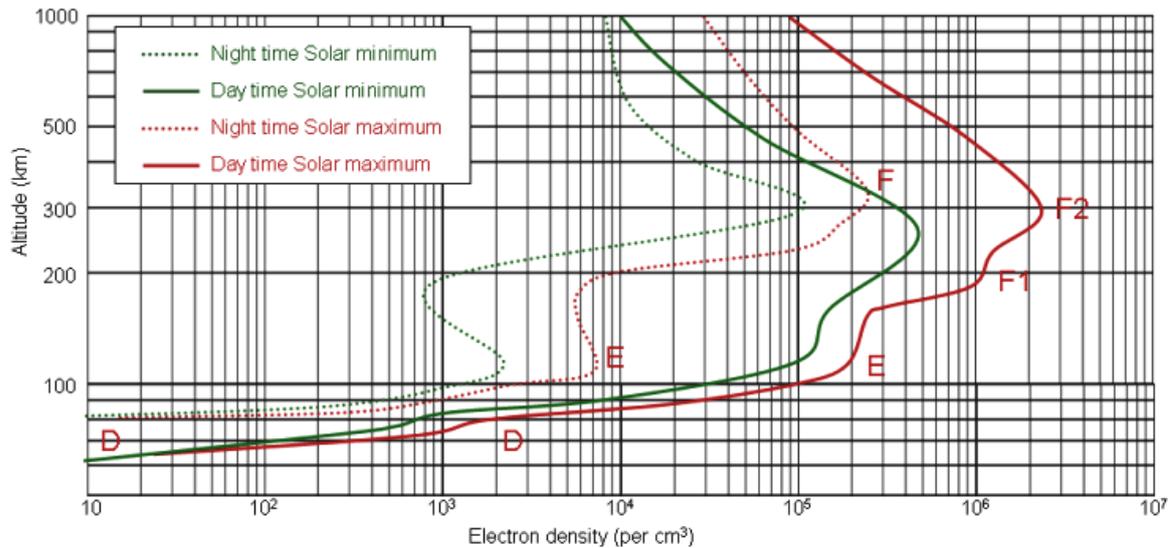


FIGURE 1.2 – Profils ionosphériques de nuit et de jour [2].

Ainsi, chaque couche ionosphérique correspond à une gamme d'altitudes et de densités électroniques. Une onde HF voyageant dans ce milieu va fortement interagir avec ces particules chargées. Au lieu d'employer la notion de densité électronique, il est parfois utile d'introduire la notion équivalente de fréquence plasma [16], étant donnée que l'ionosphère est considéré comme un plasma froid. La fréquence plasma peut être apparentée à la fréquence de coupure de l'ionosphère. Une onde, se propageant en incidence verticale dans l'ionosphère, est réfléchiée sur les couches ionosphériques si sa fréquence est inférieure à la fréquence plasma, et les traverse dans le cas contraire. Nous emploierons l'une ou l'autre de ces notions dans la suite du document. Pour une densité électronique N_e donnée, il est possible de définir une fréquence plasma définie par la relation :

$$f_p = \sqrt{\frac{N_e}{1.24 \times 10^{10}}} \quad (1.1)$$

où N_e est la densité électronique (m^{-3}) et f_p la fréquence plasma (MHz).

La figure 1.2 montre des valeurs maximales et minimales d'ionisation (exprimées en densité électronique) de l'ionosphère le jour et la nuit sur un cycle solaire de 11 ans. Ces mesures, par exemple, ont été effectuées par la station de surveillance des Perturbations Ionosphériques Soudaines A118 en France [2].

Les caractéristiques moyennes des couches ionosphériques se définissent aux latitudes moyennes comme suit.

La couche D, entre 55 km et 95 km d'altitude environ, est la région où l'ionisation est faible pendant le jour, avec un maximum à midi et presque nulle pendant la nuit. Cela est dû à une grande vitesse de recombinaison, en raison du nombre élevé de particules neutres existant à cette altitude, ce qui aboutit à un grand nombre de collisions et à l'ab-

sorption des ondes HF dans la partie basse de la bande, en majorité dans cette zone.

La couche E, se situe entre 95 km et 150 km d'altitude. À 125 km d'altitude environ, il existe un point d'inflexion de la courbe (figure 1.2) qui peut marquer un maximum local d'ionisation. Dans cette zone, on remarque parfois l'existence de nuages ayant une ionisation très élevée, correspondant à ce qu'on appelle les couches E sporadiques Es. Ce lieu est favorable pour la formation d'irrégularités, vu les nombreuses fluctuations d'ionisation [17].

La couche F, au-delà de 150 km, est divisée en deux sous-couches F1 et F2. La sous-couche F1 s'étend de 150 km à 250 km d'altitude, et est présente pendant les jours d'été seulement. La sous-couche F2 couvre la partie la plus élevée de la couche F et correspond à la zone la plus ionisée. Contrairement aux couches D, E et F1, cette sous-couche garde une ionisation presque permanente indépendamment de la position du Soleil. Le maximum d'ionisation a lieu dans l'après-midi, en raison, d'une part, de la lenteur des recombinaisons des électrons à cette altitude et d'autre part, du fait que cette région est alimentée en électrons à partir des régions inférieures par un mécanisme de diffusion [18].

Activité solaire

Le principal agent ionisant les atomes et les molécules de l'ionosphère est le Soleil. La forte variabilité diurne du milieu ionosphérique est ainsi conditionnée par l'activité solaire. De nombreux indices sont utilisés pour quantifier l'activité solaire et les plus communément employés sont l'indice R_{12} [19] et le flux solaire $F_{10.7cm}$ [20] :

- L'indice R_{12} correspond à une moyenne glissante du nombre de taches solaires. Ces dernières sont des régions sur la surface du Soleil marquées par une température inférieure à leur environnement et ayant une intense activité magnétique. L'indice R_{12} permet de caractériser le niveau de l'activité solaire. La valeur mensuelle est la médiane calculée à partir de l'ensemble des valeurs journalières observées. Ce nombre fluctue considérablement d'un mois à un autre et, de ce fait, on ne délivre qu'une moyenne glissante calculée sur plusieurs mois. Cet indice est un paramètre d'entrée des modèles employés dans les logiciels de prévisions.
- Le flux solaire $F_{10.7cm}$ est étroitement relié à l'indice R_{12} . Ce flux correspond aux émissions radio-solaires présentant une longueur d'onde de 10.7 cm (fréquence de 2.8 GHz). Ce flux est mesuré depuis 1947 et s'avère être un indicateur important de l'activité solaire, car il tend à suivre les changements d'émission des radiations UV du soleil qui influent sur la haute atmosphère terrestre et l'ionosphère : les radiations UV sont les principaux agents ionisants de l'ionosphère.

Activité magnétique

L'arrivée d'une perturbation solaire s'accompagne d'un intense flux de particules chargées qui modifie la structure du champ magnétique terrestre et, de ce fait, perturbe les transmissions radioélectriques. Ainsi, il est possible de remonter à l'activité solaire par le biais de l'étude des fluctuations du champ magnétique terrestre. En un point donné, l'enregistrement au sol du champ magnétique terrestre fait apparaître des variations régulières (jours magnétiquement calmes) et des variations anormales (jours magnétiquement actifs ou perturbés). Les observatoires magnétiques à travers le monde assignent des indices locaux à partir desquels des indices mondiaux sont déterminés. Citons, par exemples, les indices A et K [19][21] qui sont les plus couramment utilisés.

- L'indice K est une évaluation de l'activité magnétique enregistrée en un lieu donné sur un intervalle de trois heures. La mesure est adaptée aux conditions locales pour chaque station. Cet indice, qui peut prendre des valeurs comprises entre 0 (jour calme) et 9 (jour perturbé), est un indicateur des variations irrégulières associées aux perturbations du champ magnétique terrestre. Le changement d'une unité de l'indice K implique un fort changement des conditions de propagation des ondes électromagnétiques dans l'ionosphère.
- L'indice A correspond à un indice journalier qui représente les conditions géomagnétiques planétaires. Une valeur de cet indice inférieur à 10 est considérée comme représentative de bonnes conditions de propagation. En revanche, une valeur supérieure à 10 indique de fortes conditions d'atténuation dans l'ionosphère.

1.1.2 Modélisation de l'ionosphère

La modélisation de l'ionosphère consiste à représenter la densité électronique, ou bien la fréquence plasma, en fonction de l'altitude par un système d'équations. Cette représentation a pour but de mener divers calculs notamment le tracé de rayon analytique 2D [22] qui sera expliqué dans le second chapitre. Beaucoup de modèles ont été établis pour représenter ce plasma comme par exemple le modèle MQP (*Multi Quasi Parabolic*) et le modèle de Booker qui sont présentés ci-dessous.

La modélisation MQP

Le principe de la modélisation MQP consiste à décrire l'ensemble des couches ionosphériques par des segments de quasi-paraboles. Cette modélisation [23] est largement employée dans la détermination des prévisions de propagation pour les communications HF (3-30 MHz) qui utilisent le pouvoir réfractant de l'ionosphère.

La modélisation permet ainsi de caractériser chaque couche ionosphérique par un tri-

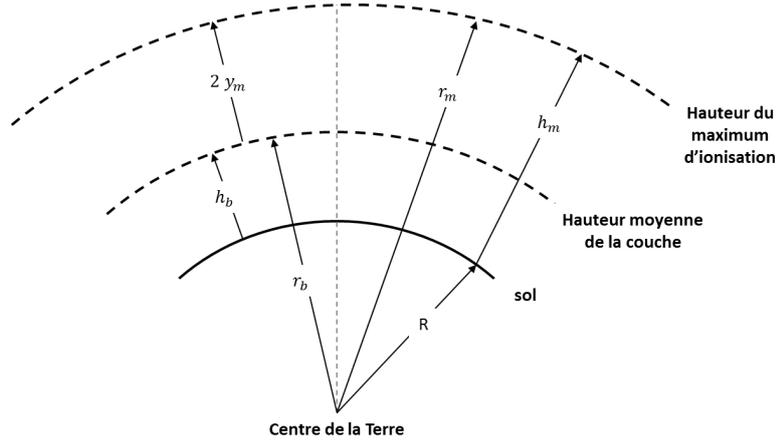


FIGURE 1.3 – Notation des dimensions par rapport au centre de la Terre.

plet de paramètres physiques ($f_c; h_b; h_m$) où f_c est la fréquence critique de la couche ou fréquence plasma du maximum d'ionisation, h_b l'altitude de la base de la couche et h_m l'altitude du maximum d'ionisation de la couche. Les paramètres d'altitude sont représentés sur la figure 1.3. À ces trois paramètres physiques s'ajoute un quatrième paramètre qui est la demi-épaisseur de la couche, noté par y_m tel que $y_m = (h_m - h_b)/2$. Ainsi, l'expression de la densité électronique modélisée par segment de quasi-parabole (figure 1.4) est définie par [22] :

$$N_e = \begin{cases} N_m \left(1 - \frac{(r-h_m)^2 h_b^2}{y_m^2 r^2}\right) & r_b < r < \frac{h_m h_b}{h_b - y_m} \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (1.2)$$

où N_m représente la densité électronique du maximum d'ionisation.

Pour $r_b < r < \frac{h_m h_b}{h_b - y_m}$, nous écrivons l'équation (1.2) sous la forme suivante [24] :

$$\begin{cases} N_e = a - b \left(1 - \frac{h_m}{r}\right)^2 \\ a = N_m \\ b = N_m \left(\frac{h_b}{y_m}\right)^2 \end{cases} \quad (1.3)$$

Pour assurer la continuité de la densité électronique en fonction de l'altitude, une couche de liaison est introduite entre chaque couche QP directe (couche QP inversée – figure 1.5).

Dans le cas d'une modélisation de l'ionosphère par deux couches QP (représentant par exemple les couches E et F), une couche de liaison destinée à garantir la continuité de la densité électronique, est ainsi introduite. Dans ce cas, l'expression de la densité élec-

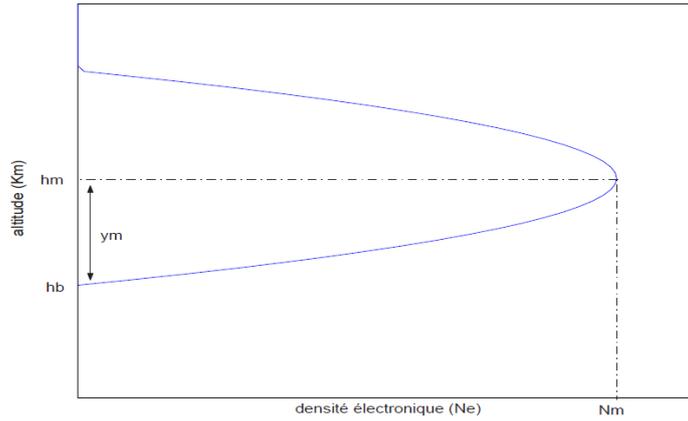


FIGURE 1.4 – Couche QP directe.

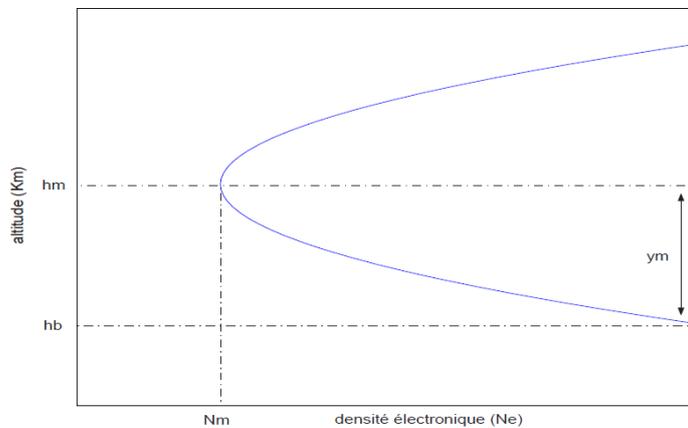


FIGURE 1.5 – Couche QP inversée.

tronique sur la totalité de l'ionosphère devient :

$$\begin{cases} N_E = a_E - b_E \left(1 - \frac{r_E}{r}\right)^2 & \text{Couche E} \\ N_j = a_j + b_j \left(1 - \frac{r_j}{r}\right)^2 & \text{Couche de liaison} \\ N_F = a_F - b_F \left(1 - \frac{r_F}{r}\right)^2 & \text{Couche F} \end{cases} \quad (1.4)$$

où a_E , a_F et a_j représentent respectivement les densités électroniques maximales des couches E, F et de la couche de liaison; r_E , r_F et r_j représentent les distances radiales des maxima d'ionisation des couches E, F et de la couche de liaison, respectivement. Afin de définir les paramètres a_j , b_j et r_c de la couche de liaison, la continuité de la densité électronique et de sa dérivée première permettent d'écrire les relations suivantes :

$$\begin{cases} a_j = a_E \\ b_j = r_F b_F \frac{1 - \frac{r_E}{r_j}}{r_E \left(1 - \frac{r_E}{r_j}\right)} \\ r_c = \frac{r_F b_F \left(\frac{r_F}{r_E} - 1\right)}{a_F - a_E + b_F \left(\frac{r_F}{r_E} - 1\right)} \end{cases} \quad (1.5)$$

Le paramètre r_c représente la distance radiale de jonction de la couche de liaison avec la couche F. Pour résumer, la modélisation MQP résulte de l'alternance d'un certain nombre de couches QP directes et inverses, tout en introduisant entre chacune d'elles, des couches de liaison. Par exemple, la figure 1.6 représente une modélisation MQP de trois couches (bleues) et deux couches de liaison (verte et rouge).

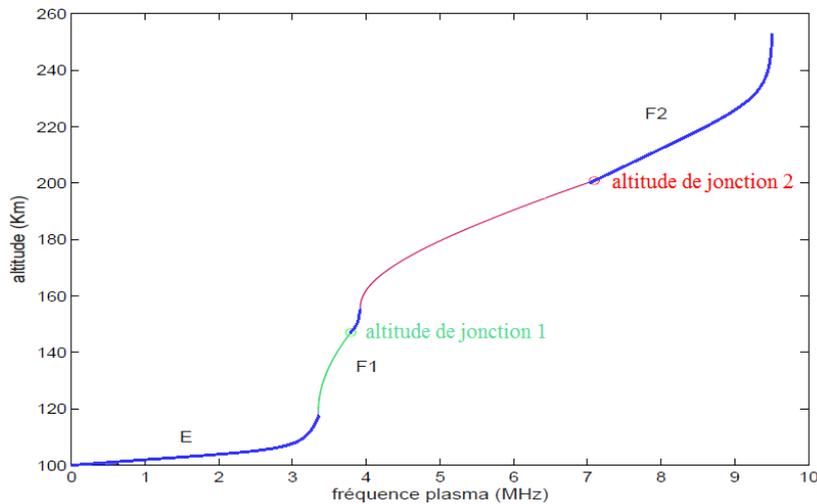


FIGURE 1.6 – Modélisation MQP 3 couches et 2 couches de liaison.

Cette modélisation est partiellement retenue dans le cadre de cette thèse. Plus loin dans ce manuscrit, nous montrerons qu'en intégrant les perturbations ionosphériques, le profil MQP et sa dérivée première deviennent tous les deux discontinus.

Le profil de Chapman et la fonction d'Epstein

Le profil de Chapman est utilisé pour compléter le modèle MQP afin de représenter les hautes altitudes. Ce profil [25] trouve son utilité dans la modélisation des liaisons entre la Terre et l'espace (liaisons trans-ionosphériques). Les ondes électromagnétiques employées dans ces communications (typiquement avec des fréquences supérieures à 20 MHz) permettent la traversée du milieu ionosphérique sans aucune réflexion par ce dernier. Par ailleurs, une réfraction peut, toujours, avoir lieu à ces fréquences.

La modélisation de la partie haute de l'ionosphère (région située au-dessus du maximum de densité électronique de la couche F2) s'avère ainsi nécessaire. La partie haute de l'ionosphère, comprise entre l'altitude du maximum d'ionisation et 1000 km environ, présente une décroissance exponentielle de la densité électronique en fonction de l'altitude. Il est possible de modéliser cette décroissance par un profil de Chapman simple couche ou une fonction d'Epstein, figure 1.7.

Le premier modèle théorique de la densité électronique de l'ionosphère a été proposé par Chapman en considérant que l'atmosphère est stratifiée horizontalement, isotherme

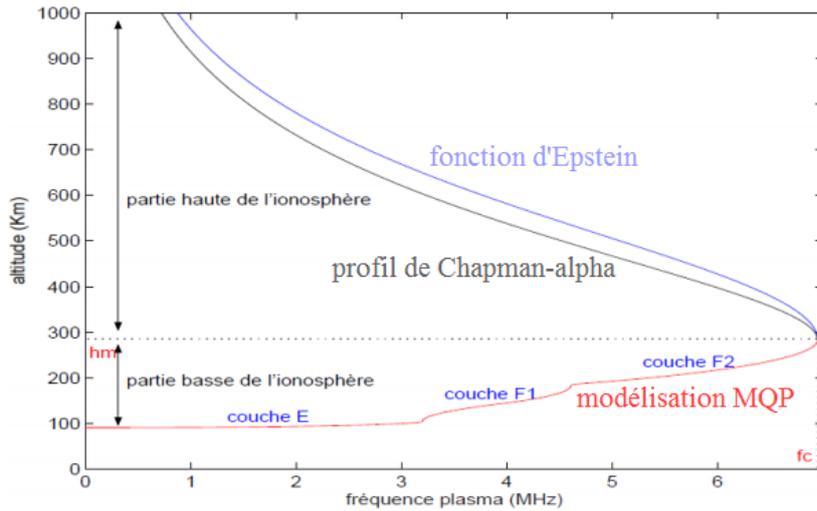


FIGURE 1.7 – Modélisation de la partie haute de l'ionosphère par une fonction d'Epstein et un profil de Chapman.

et mono-moléculaire. Dans ces conditions, la formule de Chapman est donnée par [26] :

$$N(k, \chi) = N_m(\chi) \exp\left(\frac{1}{2}[1 - z - \exp(-z)]\right) \quad (1.6)$$

avec

$$z = \frac{h - h_m(\chi)}{H}$$

$$h_m(\chi) = h_{m0} + H \ln \frac{1}{\cos(\chi)}$$

$$N_m(\chi) = N_{m0} \sqrt{\cos(\chi)}$$

où χ est l'angle zénithal solaire, h est l'altitude courante, h_{m0} est la hauteur du maximum d'ionisation (pour $\chi = 0$), N_{m0} est la densité maximale d'ionisation (pour $\chi = 0$) et H est la hauteur d'échelle de l'atmosphère donnée par :

$$H = \frac{kT}{mg}$$

k : constante de Boltzmann

T : température absolue

m : masse moléculaire du gaz

g : accélération de la pesanteur

La fonction d'Epstein [27] est généralement utilisée pour modéliser la décroissance de la densité électronique de la partie haute de l'ionosphère. La formulation mathématique de cette fonction est très similaire à celle du profil de Chapman.

Le modèle de Booker

Le modèle de Booker permet de s'affranchir des problèmes de discontinuités violant les conditions de l'approximation WKB (Wentzel Kramers Brillouin) [15]. Cette dernière

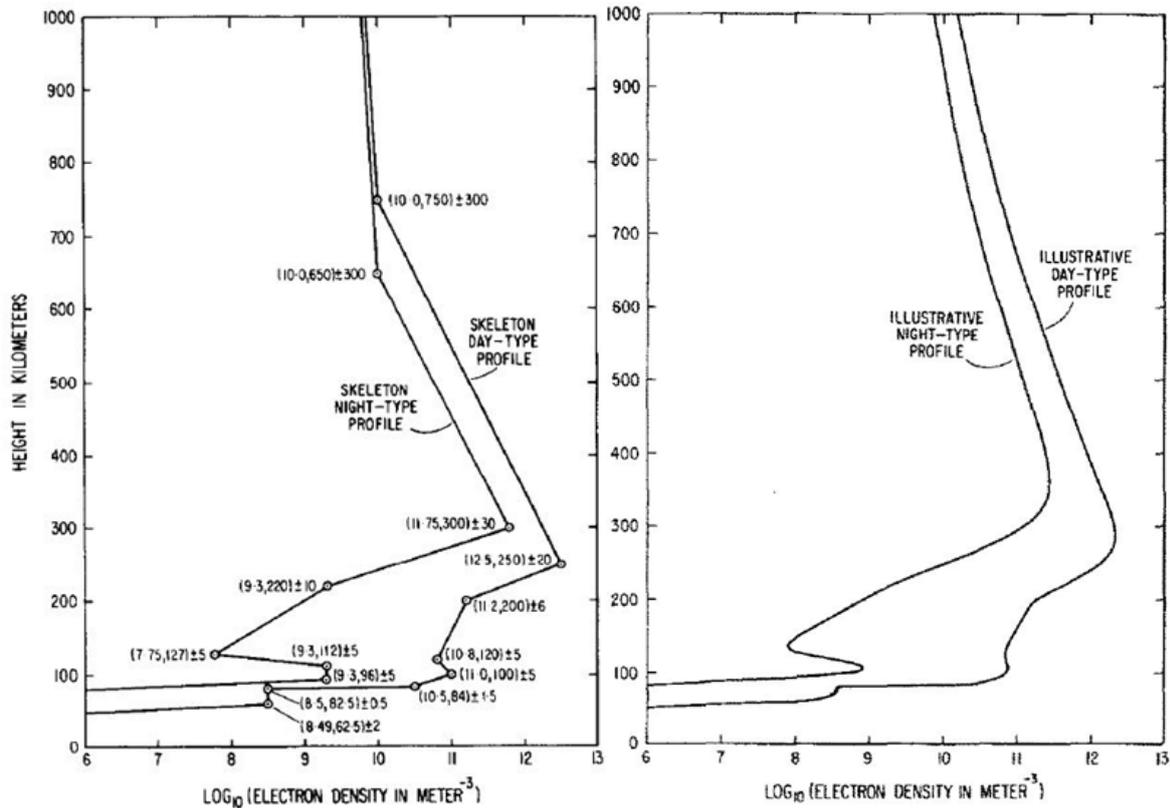


FIGURE 1.8 – Représentation du profil selon le modèle de Booker [3].

méthode est utilisée pour trouver des solutions approximatives à des équations différentielles linéaires dont les coefficients varient en espace.

Des discontinuités mathématiques apparaissent quand des fluctuations ionosphériques perturbent le modèle MQP de l'ionosphère. Ainsi, le modèle de Booker est un modèle analytique capable de remédier à ce problème, tout en conservant un gradient continu [28].

Le modèle de Booker trouve tout son intérêt dans le tracé du profil de l'ionosphère à partir d'une seule fonction à quatre jeux de paramètres. Par conséquent, pour perturber tout le profil ionosphérique, il suffit de modifier un et/ou plusieurs paramètres de la fonction définissant le modèle de Booker.

Le profil de Booker est déduit d'un « squelette » construit à partir de segments linéaires définis par une pente et une altitude de début. Ensuite, un lissage est appliqué sur les segments selon la fonction d'Epstein à une échelle donnée pour chaque point d'intersection de deux segments consécutifs, voir figure 1.8. La pente, l'altitude et l'échelle représentent les paramètres définissant le profil de Booker et seront utilisés dans ce qui suit.

Booker a supposé que la densité électronique N de l'ionosphère varie exponentielle-

ment en fonction de l'altitude z selon l'équation suivante [3] :

$$\frac{1}{N} \frac{dN}{dz} = H^{-1} \quad (1.7)$$

où H correspond à une échelle de lissage en altitude. Dans le cas de l'ionosphère, H dépend de l'altitude. Si z_1 est une altitude de transition pour l'échelle de lissage, l'équation (1.7) pourra s'écrire de la façon suivante :

$$\begin{cases} \frac{1}{N} \frac{dN}{dz} = H_1^{-1} & z < z_1 \\ \frac{1}{N} \frac{dN}{dz} = H_2^{-1} & z > z_1 \end{cases} \quad (1.8)$$

Dans ce cas, la courbe de densité électronique est divisée en deux parties autour de l'altitude z_1 . Dans ce cas, une discontinuité peut être présente entre les transitions, au point z_1 . Pour pallier ce problème, H^{-1} peut être développée selon un profil variant de H_1^{-1} à H_2^{-1} de la façon suivante :

$$\frac{1}{N} \frac{dN}{dz} = H_1^{-1} + \frac{H_2^{-1} - H_1^{-1}}{1 + e^{-(z-z_1)/h_1}} \quad (1.9)$$

où h_1 représente l'échelle qui contrôle l'intervalle d'altitude, siège de la transition entre les sections de profils. En prenant en compte différentes régions d'ionosphère à plusieurs altitudes $z_i = z_1, z_2, \dots, z_m$ avec un vecteur $h_i = h_1, h_2, \dots, h_m$ d'échelles de lissage, pour des transitions différentes, la densité électronique N du profil sera représentée par l'expression :

$$N = N_0 \exp[H_{01}^{-1}(z - z_0) + \sum_{n=1}^m (H_{n,n+1}^{-1} - H_{n-1,n}^{-1}) h_n \ln \frac{1 + e^{\frac{z-z_n}{h_n}}}{1 + e^{\frac{z_0-z_n}{h_n}}}] \quad (1.10)$$

où N_0 est la densité électronique de référence à une altitude z_0 et $H_{n,n+1}^{-1}$ correspond à l'échelle de lissage entre la section n et la section $n+1$. L'équation (1.10) décrit un profil flexible de densité d'électrons continu, à dérivée continue et qui reste une fonction totalement analytique variant en fonction de l'altitude.

Représenter les profils suivant une équation en $\log_{10}N$ permet de linéariser l'équation (1.10) qui s'écrit alors :

$$\log_{10}N = \log_{10}N_0 + A_{01}(z - z_0) + \sum_{n=1}^m (A_{n,n+1} - A_{n-1,n}) \times [f(z - z_n, B_n) - f(z_0 - z_n, B_n)] \quad (1.11)$$

Dans cette formule, les quantités $A_{n,n+1}$ représentent les pentes du profil des $\log_{10}N$ sur l'intervalle $z_n < z < z_{n+1}$, les B_i représentent les réciproques des échelles de lissage h_i aux altitudes de transitions z_i successivement. La fonction $f(z, B)$ est définie par :

$$f(z, B) = B^{-1} \ln(1 + e^{Bz}). \quad (1.12)$$

Dans la figure 1.8 (gauche), une représentation des profils de jour et de nuit en fonction de l'altitude est donnée. Les points d'inflexion de la courbe apparaissent avec leurs paramètres associés : la densité N en m^{-3} donnée par son \log_{10} , l'altitude z en km et l'échelle de lissage précédée du symbole \pm . À l'aide du modèle de Booker, en appliquant l'équation (1.11), nous obtenons le graphique de droite où les tracés des deux profils de jour et de nuit sont désormais continus, avec leurs dérivées continues.

1.1.3 Perturbations ionosphériques

L'ionosphère est un milieu instable, principalement à cause : des perturbations du champ magnétique dues à la dynamique du noyau terrestre; des perturbations dues au rayonnement solaire, comme les jets de particules et le vent; de la convection. Ceci peut provoquer un biais sur les mesures effectuées par le radar, tel que le fouillis observé sur les images radars à la figure 5 de l'introduction.

L'étude de ces phénomènes sera envisagée ultérieurement, mais une brève description de ces perturbations et de leurs effets sur la variation de l'ionosphère est présentée ci-dessous. Nous distinguons différentes formes d'irrégularités ionosphériques.

- Les *TID* ou *Travelling Ionospheric Disturbances* représentent la manifestation ionosphérique des ondes de gravité se propageant dans l'atmosphère neutre. Différents mécanismes sont responsables des *TID* observées tels que les éclipses solaires, la discontinuité de la densité électronique au niveau de la ligne grise solaire (séparant le jour et la nuit) et les tempêtes géomagnétiques. Les *TID* sont ainsi classées en deux catégories principales en fonction de leur durée, leur vitesse, leur source et leur distribution spatiale. Citons à titre exemple, les *TID* à moyenne échelle *MSTID* et les *TID* à grande échelle *LSTID* [29]. Le tableau 1.1 montre quelques valeurs des propriétés des deux types de *TID* en fonction de leur période d'apparition, de leur vitesse V de déplacement et de leur longueur d'onde spatiale λ [30].

	Période	V (m/s)	λ (km)
MSTID	10-30 min	50-300	100-300
LSTID	0.5-5 h	300-1000	300-3000

TABLEAU 1.1 – Propriétés typiques des *MSTID* et *LSTID*

- Les *bubbles*, les *patches*, les irrégularités de cisaillement et les irrégularités de dérive sont classés dans la catégorie des ondes ioniques [19].

Les *bubbles* sont des zones de surdensité qui peuvent atteindre une largeur de quelques kilomètres [31] [32]. En revanche, les *patches* sont des zones de sous-densité [33].

Les irrégularités de cisaillement sont aussi connues sous le nom d'irrégularités de Kelvin-Helmholtz. Elles apparaissent lorsqu'une zone ionisée traverse, perpendiculairement et dans le sens opposé, le champ magnétique terrestre [34].

Les irrégularités de dérive sont les plus souvent considérées pour expliquer la non-stabilité d'un plasma [35]. En effet, le plasma devient instable lorsque, en présence d'un champ magnétique, on lui applique un champ électrique avec un certain gradient d'amplitude.

Généralement, le temps de cohérence des irrégularités ionosphériques est la durée pendant laquelle la densité électronique de l'ionosphère reste stable. Il est de l'ordre de quelques dizaines de millisecondes [36]. Le temps de stabilité de l'ionosphère étant de l'ordre de dix minutes [37].

1.1.4 Indice de réfraction de l'ionosphère

L'ionosphère est un plasma froid dont l'agitation thermique est négligeable par rapport à l'agitation provoquée par le champ électromagnétique le traversant [16]. Ce dernier induit un changement de polarisation qui fait de l'ionosphère un milieu stratifié.

La permittivité relative ϵ_r est égale au carré de l'indice de réfraction. L'indice de réfraction peut donc être calculé en tout point à partir de la loi de mouvement des charges. Il est généralement inférieur à l'unité et varie en fonction de l'altitude. Ainsi, une onde qui pénètre dans l'ionosphère est légèrement déviée de sa trajectoire, à chaque changement d'indice, selon la loi de Snell-Descartes.

Le milieu ionosphérique est parfaitement décrit par son indice complexe. Ce dernier varie selon la position, la direction de propagation et le temps. De plus, la présence du champ magnétique terrestre rend le milieu de propagation anisotrope.

L'indice de réfraction dans l'ionosphère dépend de la densité d'électrons N , des fréquences de collisions des charges, de la fréquence de rotation des charges autour du champ magnétique (gyrofréquence) ainsi que de l'angle θ formé par le champ magnétique terrestre et le vecteur d'onde. L'indice de réfraction n , selon la formule d'Appleton - Hartree [15], s'écrit alors :

$$\epsilon_r = n^2 = 1 - \frac{X}{1 - \frac{Y_T^2}{2(1-X)} \pm \sqrt{\left(\frac{Y_T^2}{2(1-X)}\right)^2 + Y_L^2}} \quad (1.13)$$

Avec, $X = \frac{f_p^2}{f^2}$, $Y_L = Y \cos \theta$, $Y_T = Y \sin \theta$, $Y = \frac{f_H}{f}$, où f est la fréquence de l'onde.

Les fréquences f_p et f_H correspondent à la fréquence du plasma et à la fréquence gyromagnétique, respectivement. Elles sont exprimées par les équations suivantes :

$$f_p = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{Nq^2}{\epsilon_0 m}} \quad (1.14)$$

$$f_H = \frac{|q|B_0}{2\pi m} \quad (1.15)$$

N est la densité d'électrons, q la charge de l'électron, ϵ_0 la permittivité du vide, m la masse de l'électron, et B_0 le module de l'induction magnétique terrestre. Si la propagation s'effectue de manière oblique, la fréquence à considérer est la composante de la fréquence projetée sur l'axe vertical [15]. La propagation est ici supposée se faire par onde plane dans la direction des z (perpendiculaire au plan tangent à l'interface de réfraction : l'ionosphère).

En propagation HF, les collisions ainsi que les pertes sont négligées puisqu'elles ont lieu dans la couche D [38]. En effet, dans la couche D la densité des porteurs est très faible. Par conséquent, l'indice de réfraction se simplifie et se met sous la forme suivante :

$$\begin{aligned} \epsilon_r = n^2 &= 1 - X \\ X &= \frac{Nq^2}{m\epsilon_0\omega^2} \end{aligned} \quad (1.16)$$

avec $\omega = 2\pi f$.

Par ailleurs, la fréquence critique f_c est obtenue quand l'indice n s'annule et correspond à la valeur maximale de densité électronique [39]. Elle est obtenue à partir du moment où l'onde traverse la couche ionisée de l'ionosphère.

$$\begin{aligned} f_c &= \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{N_{max}q^2}{m\epsilon_0}} \\ f_c &= 9\sqrt{N_{max}} \\ X_{max} &= \frac{f_c^2}{f^2} \end{aligned} \quad (1.17)$$

N est exprimée en m^{-3} et f_c en MHz.

1.2 Le radar

Le radar, 'Radio Detection And Ranging', est un outil de détection et de localisation de cibles proches ou distantes dans une étendue dite « zone de couverture radar ». Comme plusieurs autres innovations, le radar n'est pas le produit d'une inspiration personnelle ou d'un groupe. En effet, les fondements du radar ont été élaborés, 50 ans avant son appa-

rition, par H. Hertz (entre 1886 et 1889) qui a prouvé que les rayonnements transmis par un émetteur pouvaient être réfléchis par une surface métallique. Ensuite, plusieurs innovations dans différents pays ont contribué au développement du système radar, apparu en 1930 et mis en application dès 1939, durant la Seconde Guerre mondiale [40]. Les Britanniques furent les premiers à exploiter pleinement le radar comme moyen de défense contre les attaques aériennes. Ce système a fourni l'information préalable essentielle qui a aidé la Royal Air Force à gagner la bataille d'Angleterre [40].

Le radar a connu des évolutions importantes, pendant les guerres, pour pouvoir détecter les avions toujours plus loin, donc toujours plus tôt, notamment en jouant sur la longueur d'onde. Les premières applications des radars consistaient à détecter les cibles en mesurant la variation d'impédance de l'antenne. Étant insuffisant, ce procédé a été amélioré par une technique permettant la mesure de la position de l'objet. En effet, certains radars utilisent la modulation par impulsions. L'impulsion émise se propage dans l'air, se réfléchit et revient au récepteur. Le système représenté sur la figure 1.9 est un système radar pulsé et mono-statique où l'antenne d'émission et l'antenne de réception sont situées au même endroit.

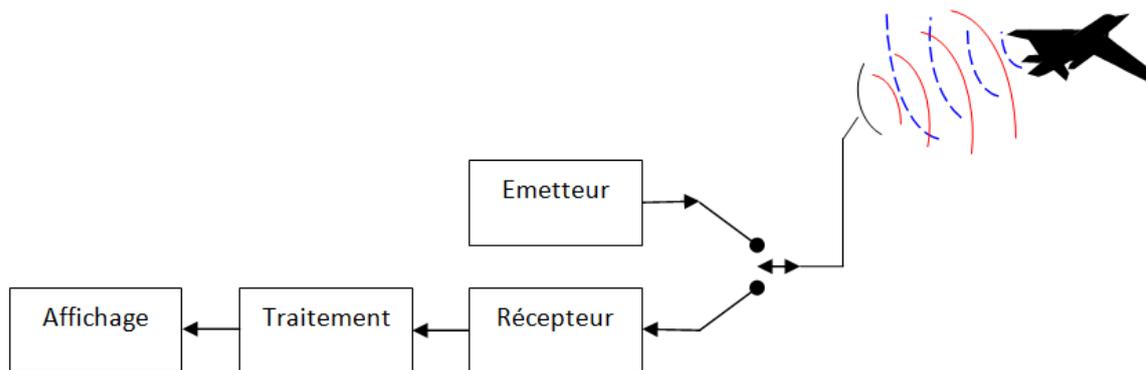


FIGURE 1.9 – Système radar mono-statique.

Mesure de distance

La porteuse est émise durant un court intervalle de temps suivi d'un intervalle dit de silence plus long (figure 1.10). La réception est bloquée pendant la durée d'émission t_e . Cette zone n'est pas couverte par le radar et est qualifiée de « Zone aveugle ». L'impulsion incidente qui se propage à la vitesse de la lumière c_0 est réfléchiée sur la cible à l'instant t_1 et atteint le récepteur à l'instant t_2 , après avoir parcouru le trajet retour. Considérant un système mono-statique, le temps de parcours aller de l'onde jusqu'à la cible t_1 est égal au temps de parcours retour de la cible au récepteur t_2 . La période d'émission, appelée ainsi temps de récurrence, est notée T_r .

La distance émetteur-cible D dépend du retard t entre l'instant d'émission et celui de

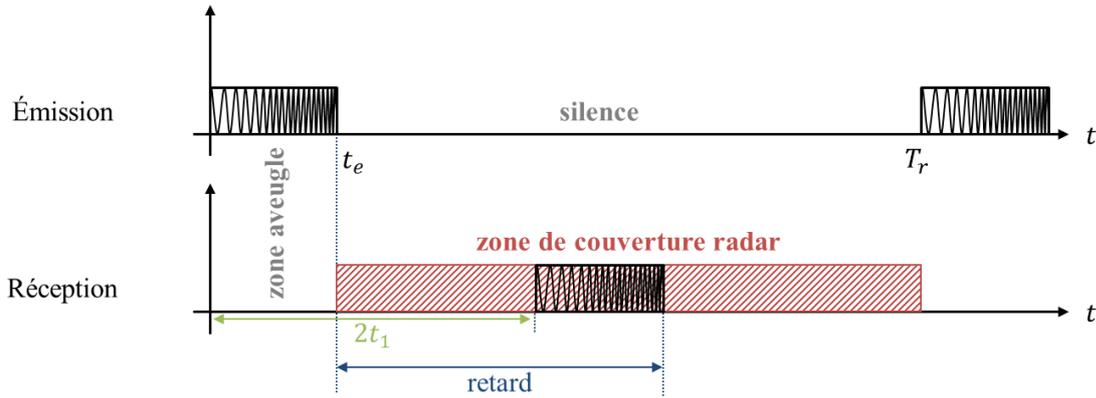


FIGURE 1.10 – Schéma d'émission radar - Zone aveugle.

réception, suivant les équations suivantes :

$$t = t_1 + t_2 = 2t_1 \quad (1.18)$$

$$D = c_0 t_1 = c_0 \frac{t}{2}$$

sachant que la vitesse de la lumière vaut $c_0 = 3 \cdot 10^8$ m/s. La portée maximale du radar pour laquelle il n'y aura pas de chevauchement entre le signal émis et le signal reçu pour un système mono-statique, est alors donnée par :

$$R_{max} = \frac{c_0 T_r}{2} \quad (1.19)$$

Mesure de l'altitude

Le radar a besoin d'une deuxième antenne d'émission qui balaye dans le plan vertical afin d'obtenir une information d'élévation, improprement appelée « information de site » à la suite d'une mauvaise traduction [41] des mots anglais "angle of sight", d'où son appellation « radar de site ». Depuis plusieurs décennies, des antennes à balayage électronique sont aussi utilisées pour effectuer ce type de mesures.

Mesure d'azimut

L'angle en azimut entre la direction du nord et celle de la cible est obtenu grâce à la directivité de l'antenne. La directivité détermine la capacité de l'antenne à concentrer la densité de puissance rayonnée dans une direction particulière. Pour une longueur d'onde définie, la directivité de l'antenne est fonction de ses dimensions propres. Elle est reliée à l'angle d'ouverture à -3 dB, θ de l'antenne par la relation (1.20). L'angle d'ouverture à -3 dB est d'autant plus faible que la directivité est grande (figure 1.11).

$$\theta = \frac{70\lambda}{d} \quad (1.20)$$

λ est la longueur d'onde émise en m, θ l'angle d'ouverture à -3 dB en degrés et d la dimension caractéristique de l'antenne en m.

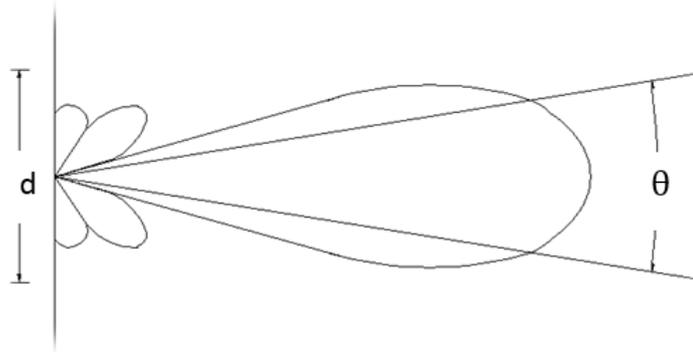


FIGURE 1.11 – Directivité de l'antenne.

Mesure de vitesse

La différence de fréquence entre le signal émis et le signal réfléchi est due à l'effet Doppler, de telle sorte que les cibles se rapprochant de l'émetteur donneront un écho de fréquence plus élevée, alors que les cibles s'en éloignant restitueront un écho de fréquence apparente plus faible. Les cibles ayant un mouvement tangentiel par rapport au radar ne produisent aucune variation de fréquence. On définit ainsi le décalage Doppler, compte tenu du système d'axes défini à partir du radar, par :

$$f_d = -\frac{2V_r}{\lambda} \quad (1.21)$$

où V_r est la vitesse radiale relative de la cible par rapport au radar mono-statique. Le déplacement d'une cible pouvant être décomposé en mouvements parallèle et tangentiel, la variation mesurée n'est donc pas nécessairement reliée à la vitesse réelle, mais seulement à celle de la composante radiale du vecteur vitesse. Cette vitesse radiale de la cible peut être estimée en déterminant le glissement de fréquence moyen de la porteuse à l'intérieur d'un groupe d'impulsions. Cette information est contenue dans la différence de phase entre les impulsions successives revenant de la cible. Cette méthode nous permettra par la suite de déterminer la vitesse radiale et la position de la cible.

1.2.1 Codage des impulsions et effet Doppler

Le paramètre déterminant dans la capacité de détection des cibles par un radar est la puissance émise. Pour augmenter cette capacité, il suffit d'augmenter la puissance crête ou la durée de chaque impulsion. Cependant, augmenter la durée t_e de l'impulsion conduit à une augmentation de la dimension de la zone aveugle (figure 1.10) dans laquelle les cibles seront désormais indétectables.

Le codage des impulsions émises semble être une solution efficace afin d'éviter ce problème. Le code le plus courant est appelé « chirp » (figure 1.12). Le « chirp » est une impulsion sinusoïdale modulée en fréquence par une rampe. Ainsi, la discrimination en distance Δd dépendra seulement de la bande B du chirp, suivant la relation :

$$\Delta d = \frac{c_0}{2B} \quad (1.22)$$

Le terme Δd correspond à une case distance. La résolution d'un système radar est sa capacité à distinguer deux cibles distinctes situées à deux positions voisines. Dans le cas où deux ou plusieurs cibles sont dans la même case distance, ce dernier ne peut pas faire de discrimination entre elles [42]. En revanche, dans le cas où leur vitesse sont différentes, le radar peut les différencier grâce à l'effet Doppler.

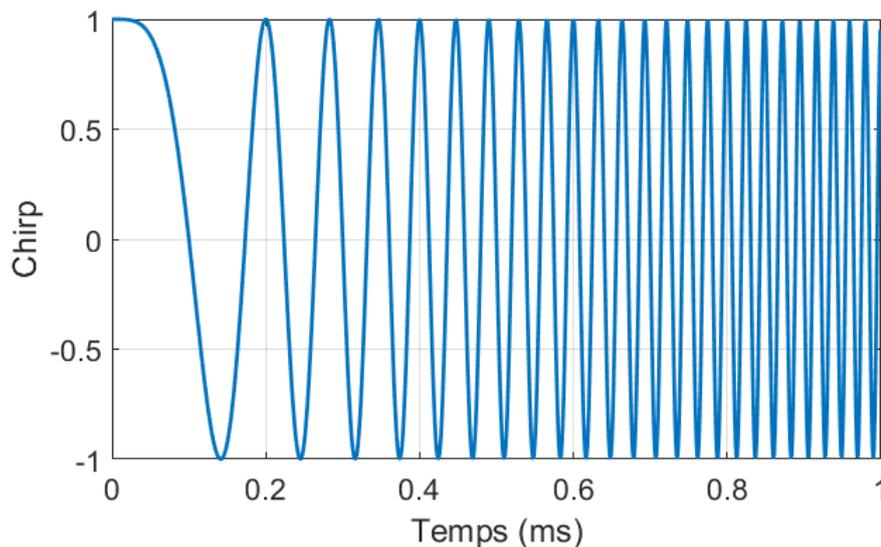


FIGURE 1.12 – Représentation du "chirp" de bande $B=50$ kHz et un temps d'émission $t_e = 1$ ms.

L'écho de la cible est affecté par sa vitesse radiale : un décalage de fréquence apparaît dans l'écho et est fonction de la vitesse relative V_r de la cible. La discrimination par la fréquence Doppler Δf_d dépend du nombre d'impulsions utilisées et de leur durée. Soit :

$$\Delta f_d = \frac{1}{NT_r} \quad (1.23)$$

où N est le nombre d'impulsions et T_r le temps de récurrence.

De même, pour la discrimination en vitesse relative ΔV_r , on a :

$$\Delta V_r = \frac{\lambda}{2NT_r} \quad (1.24)$$

1.2.2 Méthodes de mesure de la densité électronique de l'ionosphère

Pour pouvoir caractériser l'ionosphère, deux principales techniques de mesure de l'état de l'ionosphère sont employées à un instant donné et à un endroit précis. La première méthode est celle du CET (Contenu Électronique Total) ou en anglais TEC (Total Electron Content) qui nous renseigne sur l'état de la partie haute de l'ionosphère. La deuxième méthode est le sondage qui se contente uniquement de nous fournir des informations sur l'état de la partie basse de l'ionosphère. L'étude de la variation du TEC et des données de sondage donne une indication sur les taux de variations de la densité électronique de l'ionosphère. Ces deux techniques sont expliquées en détails dans ce qui suit.

Définition du CET

Le CET représente le nombre total d'électrons contenus dans un cylindre de section droite unitaire reliant un émetteur (par exemple, un satellite GPS) et une station réceptrice au sol, comme l'indique la figure 1.13. Le signal est d'autant plus affecté que le canal de propagation est riche en électrons [43].

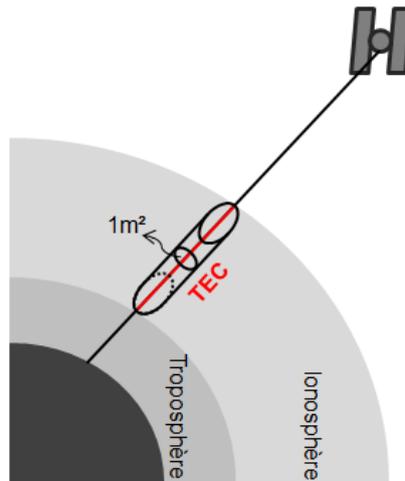


FIGURE 1.13 – Calcul du CET entre un satellite et un récepteur au sol.

Le CET varie en fonction du rayonnement ultra-violet solaire, des tempêtes géomagnétiques et des ondes atmosphériques provenant de la basse atmosphère. Le CET dépend donc d'une multitude de facteurs tels que l'heure locale, la latitude, la longitude, la saison, les conditions géomagnétiques, le cycle solaire, et l'état de la troposphère. La propagation des ondes étant affectée par l'ionosphère, les vitesses de ces ondes varient en fonction de la zone ionisée de l'ionosphère dans laquelle elles se propagent. Le retard total subi par l'onde traversant l'ionosphère dépend à la fois de la fréquence de l'onde émise et du CET entre l'émetteur et le récepteur.

La formule générale du CET est donnée par :

$$\text{CET}(t) = \int_0^{h_{max}} N_e(t, h) dh \quad (1.25)$$

où h_{max} est l'altitude du récepteur dans l'ionosphère. Le CET est mesuré en électrons/m². Par convention, l'unité du CET est l'UCET (Unité du Contenu Électronique Total) qui vaut 10¹⁶ électrons/m². Les valeurs verticales du CET de l'ionosphère varient de quelques UCET jusqu'à plusieurs centaines de UCET.

Le sondage ionosphérique

Les iono-sondes sont des radars HF spéciaux conçus pour étudier l'état de l'ionosphère. Durant l'observation du milieu, une succession de valeurs croissantes de fréquences HF est émise. L'onde émise sera de moins en moins réfléchiée par le milieu, à chaque augmentation de fréquence, et se réfléchira à des altitudes de plus en plus élevées. Étant donné que la vitesse de propagation des ondes radio est moins importante dans l'ionosphère que dans l'espace libre, la hauteur apparente ou "virtuelle" sera considérée au lieu d'une hauteur réelle [4]. Pour les valeurs des fréquences proches de celle de la fréquence plasma maximale d'une couche, la hauteur virtuelle tend vers l'infini. En effet, l'impulsion doit parcourir une distance finie à une vitesse nulle. Les fréquences pour lesquelles ce phénomène se produit sont dites : fréquences critiques. Les altitudes virtuelles (h_E' , h_F' , $h_F'2$, etc.) et les fréquences critiques (f_oE , f_oF1 , f_oF2 , etc) correspondant à chaque couche ionosphérique sont ainsi représentées par des ionogrammes, tels que la figure 1.14.

"True-height analysis" est la méthode adaptée pour créer le profil réel de l'ionosphère [44], c'est-à-dire l'altitude en fonction de la fréquence plasma. Généralement, sous la couche ionosphérique la plus basse, le taux d'ionisation est négligeable. Donc les hauteurs vraies et les hauteurs virtuelles de cette couche sont souvent identiques. Cependant, dans le cas de plusieurs couches, l'analyse de la vraie hauteur devient plus complexe. Ainsi toutes les ondes ayant des fréquences dont les valeurs sont supérieures à la fréquence critique de la première couche, vont pénétrer dans cette dernière sans subir de réflexion. Leur trajet sera alors réfracté par toute ionisation supérieure, ce qui augmentera le temps de réception du radar. Si une telle onde atteint une deuxième couche plus dense que la première, elle sera réfléchiée. Dans ce cas, le signal de retour sera encore retardé parce qu'il se déplace vers l'ionisation de dessous. La hauteur virtuelle de la deuxième couche sera donc supérieure à la hauteur réelle. La différence entre hauteur réelle et hauteur virtuelle est ainsi contrôlée par le taux d'ionisation tout au long du chemin des rayons.

Pour obtenir les valeurs des hauteurs réelles, le chemin des rayons doit être recons-

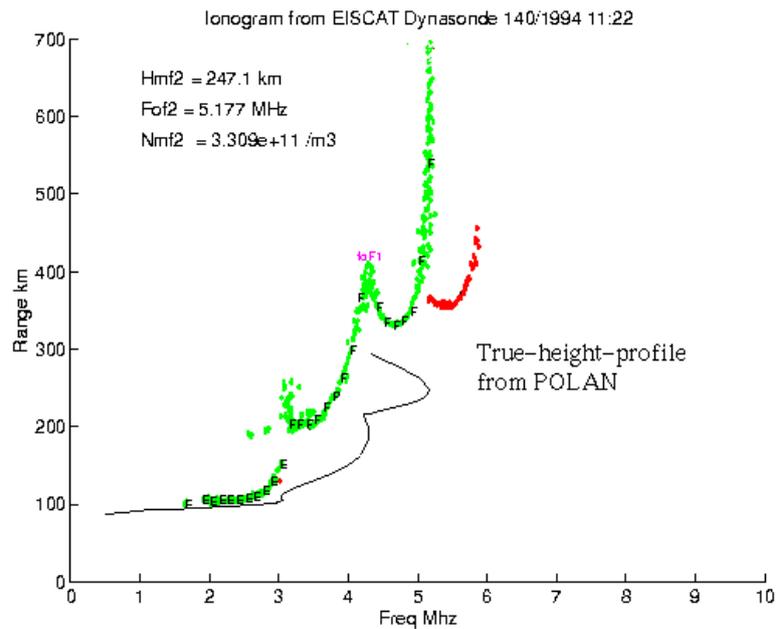


FIGURE 1.14 – Ionogrammes obtenus à partir d'un sondage vertical (tracés rouge et vert) et représentation du profil réel (tracé noir) correspondant en utilisant le logiciel POLAN [4].

truit. Il s'agit ainsi d'une tâche fastidieuse afin de produire des profils fiables à partir des données d'ionogrammes. Par conséquent, plusieurs logiciels permettent la reconstruction du profil des altitudes réelles, à titre d'exemple le logiciel POLAN (POLynomial ANalysis program) [45] écrit par J. E. Titheridge [44]. Une telle reconstitution est représentée en noir sur le graphe de l'image 1.14.

1.3 État de l'art du problème posé

Dans la partie bibliographique de ce manuscrit, nous avons décrit l'ionosphère et ses effets sur le fonctionnement du radar. Plus particulièrement, des modèles empiriques de représentation de la variation de la densité électronique de l'ionosphère en fonction de l'altitude ont été étudiés, tels que le modèle MQP et le modèle de Booker. En revanche, un problème se pose quand l'ionosphère est traversée par des perturbations. Dans ce cas, le traitement radar est affecté suite à la modification du trajet de l'onde. Pour cela, nous ne nous intéressons pas seulement à la modélisation de l'ionosphère en présence de perturbations, mais aussi à l'application de ce modèle dans le traitement radar. En effet, dans des travaux antérieurs, le fouillis de mer a été modélisé pour rendre l'image plus représentative des phénomènes observés [46] [47]. En termes de détection en ondes de ciel, plusieurs travaux de recherche ont été menés afin de trouver une méthode d'étalonnage du radar OTHR [48], pour étudier et minimiser l'influence des phénomènes naturels ionisant la couche atmosphérique [35]. Ces travaux se sont basés sur l'étude du fouillis de mer et considèrent une stabilité ionosphérique de court terme.

Dans ce domaine, il existe des modèles électromagnétiques rigoureux de la propagation d'une onde HF dans l'ionosphère de densité électronique variable. Ces modèles nécessitent la résolution d'une équation de propagation, comme celle de Yeh [13]. En effet, la perturbation est introduite en faisant fluctuer aléatoirement la densité électronique de l'ionosphère, ce qui conduit à la résolution délicate d'un problème de propagation stochastique. Les solutions de ce dernier doivent être interprétées en termes statistiques, parce que la valeur de la densité électronique ne peut pas être obtenue en temps réel en tout point de l'espace et à tout instant. Pour ces raisons, l'intégration de ce type de modèle dans le processus du traitement radar serait difficile.

En parallèle, des modèles analytiques et simplifiés ont déjà été proposés, comme celui de Booker, afin de décrire le profil en altitude de la densité électronique de l'ionosphère. À l'aide de ce type de modèles, la trajectoire des rayons pourra être plus facilement calculée et intégrée dans le traitement radar comme on le verra plus loin, en faisant en sorte qu'il n'y ait pas apparition de discontinuité mathématique au moment de l'ajout des perturbations ionosphériques.

1.3.1 Les modèles prévisionnels de l'ionosphère

Les modèles de prévisions permettent d'estimer un profil moyen vertical de densité électronique pour une localisation géographique à une heure donnée et une date précise. Cette estimation repose sur une connaissance antérieure de l'évolution quotidienne des couches ionosphériques. De tels modèles délivrent une tendance moyenne des profils

verticaux de l'ionosphère. Les résultats obtenus peuvent être entachés d'erreurs. En effet, de nombreux phénomènes perturbateurs affectent le degré d'ionisation des couches ionosphériques tels que les perturbations solaires, le passage de météorites, etc.

Modèle IRI

Le projet IRI (International Reference Ionosphere) [49] a été conduit par le COSPAR (Committee on SPace Research) et l'URSI (Union Radio-Scientifique Internationale). Son objectif principal est de développer un modèle empirique de l'ionosphère basé sur des données émanant d'origines diverses (données de sondages HF, de sondeurs embarqués sur satellites...).

Le modèle IRI permet l'obtention de quatre paramètres élémentaires relatifs à la structure verticale de l'ionosphère [50] : la densité électronique, le CET (Contenu Électronique Total), la température et la composition chimique de l'atmosphère pour des gammes d'altitudes comprises entre 50 et 20 000 km. Les paramètres externes liés à la prévision de la structure verticale de la densité électronique sont : la date, l'heure, la localisation géographique ou géomagnétique, et le nombre de "sunspots" (indice R_{12} , page 28).

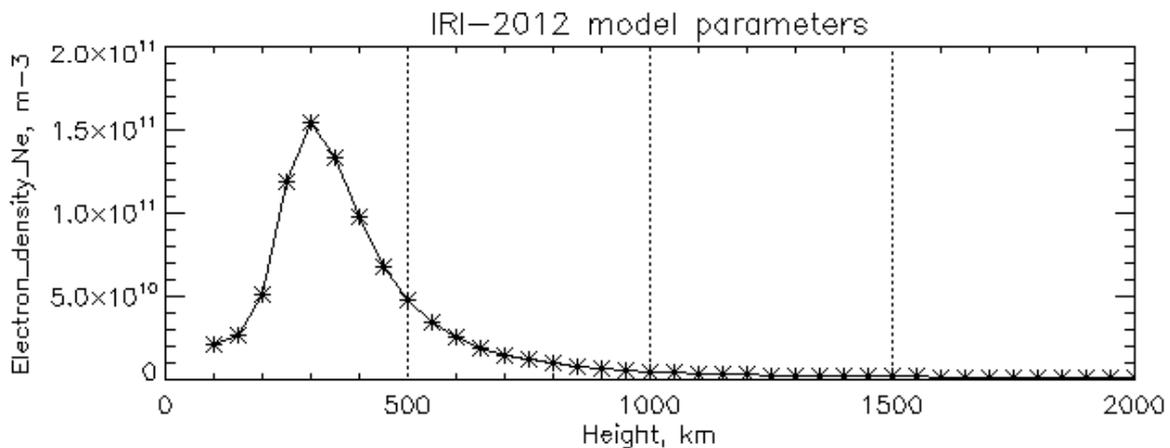


FIGURE 1.15 – Variation de la densité électronique en fonction de l'altitude selon le modèle IRI 2012 [5].

Les données présentées dans la figure 1.15 ont été obtenues le 1^{er} juillet 2017 au point de latitude de 50 degrés nord, longitude de 40 degrés ouest et à une altitude de 100 km [5].

Modèle NeQuick

Le modèle NeQuick [20] [51] est le fruit d'une collaboration entre l'Université de Graz (Autriche) et l'Abdus Salam ICTP de Trieste (Italie). Ce modèle prévisionnel est une amélioration du modèle de Di Giovanni-Radicella (DGR). Afin de décrire les structures de l'ionosphère, le modèle NeQuick utilise trois points d'ancrage, émanant de mesures de sondeurs verticaux, à savoir les fréquences critiques des couches E, F1 et F2 (f_{OE}, f_{OF1}, f_{OF2}).

f_{OE} est déterminée par le modèle de John Titheridge; f_{OF1} est prise proportionnelle à f_{OE} pour les périodes de jour ($f_{OF1} = \frac{1}{4}f_{OE}$) et vaut 0 pour les périodes de nuit. f_{OF2} est évaluée à partir des cartes du CCIR (Comité Consultatif International des Radiocommunications).

La modélisation de la partie basse du profil ionosphérique est assurée par la superposition de trois fonctions d'Epstein dont les maxima sont les trois points d'ancrage; pour chaque fonction d'Epstein, les facteurs d'échelles bas et haut sont différents. La partie haute de l'ionosphère est modélisée par une seule fonction d'Epstein régie par un facteur d'échelle B . Les paramètres externes de ce modèle sont : l'altitude, la localisation géographique (latitude et longitude), l'heure, le mois et le flux solaire $F_{10.7cm}$. La résultante de ce modèle prévisionnel est alors la densité électronique.

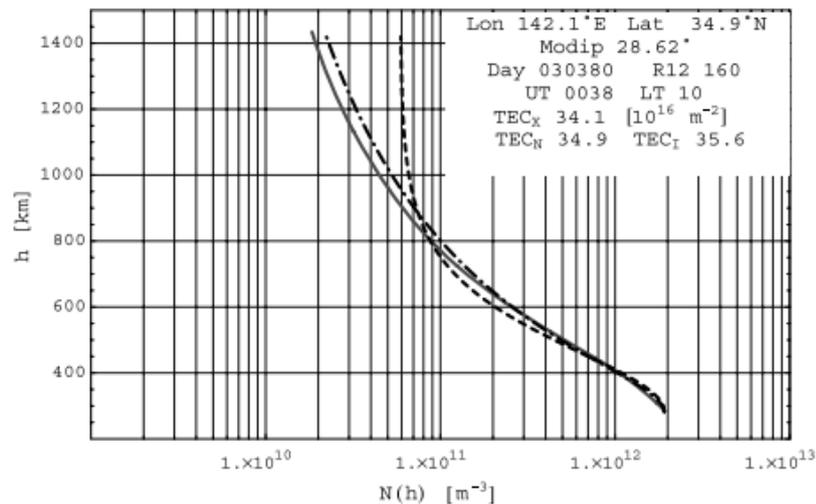


FIGURE 1.16 – Comparaison entre la représentation du profil ionosphérique de haute altitude de NeQuick (ligne en point-tiré) avec l'IRI (pointillé) [6].

Une comparaison entre les deux modélisation IRI et NeQuick a été établie sur la figure 1.16. Ces deux modèles sont plutôt adéquats pour représenter le profil des hautes altitudes de l'ionosphère.

1.3.2 Effet de l'ionosphère sur la propagation des ondes HF

Les ondes HF se propagent et changent de direction en fonction de l'état de l'ionosphère. Cette dernière joue le rôle d'un canal de propagation qui doit être étudié pour comprendre la déviation apportée à la trajectoire des rayons émis. Le modèle du canal varie aussi en fonction de l'application HF utilisée. Nous distinguons celui utilisé pour des communications HF et celui mis en œuvre pour des radars HF.

Effets sur les communications HF

Des travaux scientifiques ont été menés par des groupes de recherche afin de comprendre la relation entre la variation de la densité électronique de l'ionosphère N_0 et la partie perturbée de la permittivité de l'ionosphère dans le domaine des communications HF [13] [52]. En effet, la partie perturbée ϵ_1 de la permittivité d'un diélectrique (l'ionosphère dans notre cas) est donnée par :

$$\epsilon_1 = \xi\beta; \quad \xi = \frac{\Delta N_0}{\langle N_0 \rangle}; \quad \beta = \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - \omega_p^2} \quad (1.26)$$

où ΔN_0 et $\langle N_0 \rangle$ sont la fluctuation et la valeur moyenne de la densité électronique de l'ionosphère respectivement, et ω_p est la pulsation du plasma.

Les effets d'irrégularités ionosphériques ont déjà été étudiés dans les communications HF à partir d'une modélisation rigoureuse par Gherm et Zernov [53] et traduits à l'aide d'une fonction de diffusion. Cette fonction de diffusion est la transformée de Fourier de la fonction d'auto-corrélation de la réponse impulsionnelle du canal de propagation. Les dispersions Doppler – temps de propagation de groupe ont été présentées pour différents types d'irrégularités de l'ionosphère (isotrope ou anisotrope) et pour plusieurs angles d'azimut [7].

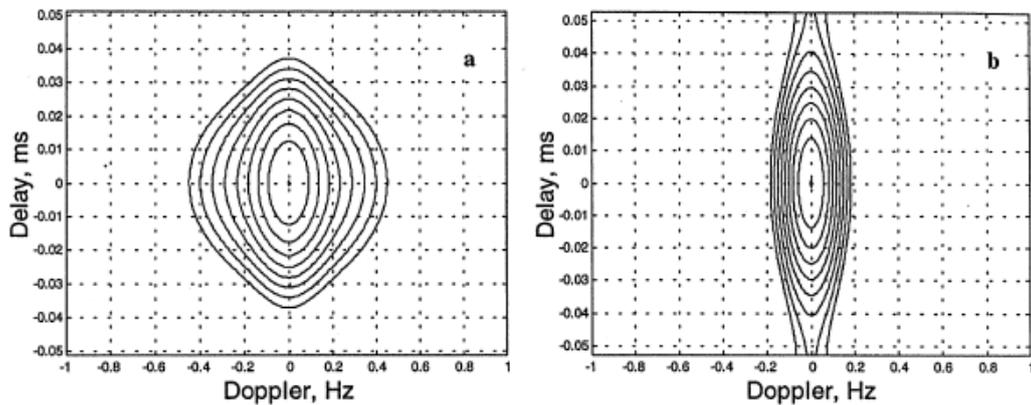


FIGURE 1.17 – Diffusion Doppler - temps avec une bande passante de 500 kHz : (a) Propagation dans le plan du champ magnétique ; (b) Propagation dans le plan perpendiculaire au champ magnétique. [7]

La figure 1.17 représente la diffusion Doppler en fonction du temps pour une bande passante de 500 kHz : la figure (a) correspond au cas d'une propagation dans le plan du champ magnétique (azimut 0°) et le cas de la figure (b) correspond à une propagation perpendiculairement au champ magnétique (azimut 90°). Gherm et Zernov ont ainsi proposé un modèle pour décrire les effets de dispersion dus à des irrégularités de l'ionosphère [54] sur des communications HF.

Effets sur les radars HF

Le signal reçu par le radar contient des informations non seulement sur les cibles détectées, mais aussi sur le canal de propagation [55] qui, dans ce cas, est l'ionosphère. Pour cela, toute instabilité perturbant le canal de propagation affecte le signal reçu par le radar. L'effet observé sur l'image radar est appelé fouillis ou *clutter* ionosphérique ici.

Distinct du bruit thermique, le fouillis est constitué de manière générale de la réponse de l'environnement naturel aux impulsions émises s'ajoutant aux échos des cibles. Effectivement, le fouillis résulte de la réponse des éléments environnementaux dont le temps de variation est plus petit que le temps d'observation du radar. À cause de ce fouillis, une difficulté pour détecter les cibles peut avoir lieu ce qui peut engendrer aussi de fausses détections.

Les fouillis peuvent être divisés en deux catégories : les fouillis ionosphériques et les fouillis de mer. Les radars HF à ondes de surface sont concernés par le fouillis de mer lié au spectre des vagues (raies de Bragg et fouillis du second ordre) et par le fouillis ionosphérique, produit par toutes les perturbations ionosphériques et résultant d'une réflexion directe de l'onde sur l'ionosphère. Ce dernier cas apparaît lorsque les antennes sont non-directives [56].

Pour les radars à onde de ciel, la détection des cibles nécessite l'utilisation du tracé de rayons. Ce dernier est basé sur le principe de Snell-Descartes, qui sera rappelé plus loin. Par conséquent, l'onde émise par le radar se réfléchit au niveau de l'ionosphère avant de détecter la cible. L'ionosphère est un milieu stratifié dont l'indice de réfraction change entre les couches. Le rayon émis peut alors légèrement dévié en passant d'une couche à la suivante. La réflexion totale a lieu au moment où l'onde émise devient perpendiculaire au champ magnétique traversant la couche ionosphérique. Qualitativement, tout changement de concentration d'électrons dans l'ionosphère entraîne un changement d'indice. Donc la vitesse de propagation fluctue et le trajet de l'onde est modifié. Cette variation se traduit par un changement de la position et du décalage Doppler de la cible détectée.

Par ailleurs, des travaux scientifiques ont pris en compte l'impact de l'instabilité de l'ionosphère sur la détection de la cible, en particulier l'effet des perturbations de l'ionosphère sur le Rapport Signal sur Bruit, RSB [57]. L'existence de perturbations ionosphériques entraîne une diminution de la résolution du radar. Par conséquent, le fouillis s'élargit, occupe plus d'espace sur l'image radar et le RSB diminue. En effet, d'après les résultats obtenus dans [57], l'augmentation de la bande passante du signal en présence d'une perturbation ionosphérique entraîne la diminution de la résolution et du rapport signal sur bruit.

Caractérisation de l'ionosphère

Pour décrire l'ionosphère, Garner [58] a supposé que la variation de la densité électronique de l'ionosphère suivait en réalité une loi log-normale à une altitude donnée. Son hypothèse prend en compte des données expérimentales collectées à haute altitude (autour de 800 km). D'une manière analogue, les travaux de L. F. Burlaga et A. J. Lazarus [59] sur le vent solaire montrent que la température et la vitesse des irrégularités varient en suivant une loi log-normale, comme la densité électronique. De plus, ces études soulignent l'intérêt d'une approche purement statistique pour rendre compte de tels phénomènes.

Le modèle de Booker [3] se base sur une expression de la densité électronique constituée d'un produit d'une dizaine de facteurs. Dans ce contexte, le théorème central limite [60] fournit mathématiquement un indice sur le caractère log-normal probable de la distribution résultant d'un tel modèle, lorsqu'on le rend aléatoire. Donc, le modèle de Booker, une fois perturbé aléatoirement, devrait restituer le caractère log-normal de la distribution de la densité électronique, ce qui ne sera pas le cas pour le modèle MQP décrit précédemment. Par ailleurs, il est commode d'utiliser une seule fonction continue pour décrire le profil de l'ionosphère pour toutes les altitudes. En effet, en utilisant une équation unique, la modification du profil sera seulement fonction de la variation d'un des paramètres de la fonction le définissant. De plus, la continuité due à l'emploi d'une fonction unique limite les erreurs de calcul, surtout au niveau du traitement radar.

1.3.3 Conception de simulateur de radars HF

Des modèles de simulateur de canal HF ont été développés pour décrire les effets de perturbations ionosphériques sur les communications et les radars trans-horizon. Par exemple, HiCIRF (High-frequency Channel Impulse Response Function) [8] est un modèle développé pour caractériser statistiquement le canal de communication ou l'ionosphère. C'est un modèle physique qui intègre les variations à petite échelle de l'ionosphère en considérant un signal reçu stochastique et en calculant le tracé de rayon numériquement.

La figure 1.18 montre un exemple de génération d'image du simulateur HiCIRF à partir d'un tracé de multiples rayons. Bien qu'intéressant, ce simulateur est fermé et n'est pas conçu pour être intégré facilement dans un traitement radar externe.

1.3.4 Conclusion

Une multitude de problèmes empêche l'utilisation des modèles ionosphériques disponibles actuellement. En effet, la plupart des modèles existants ont été développés pour être utilisés dans le domaine des communications HF et non pas pour être appliqués

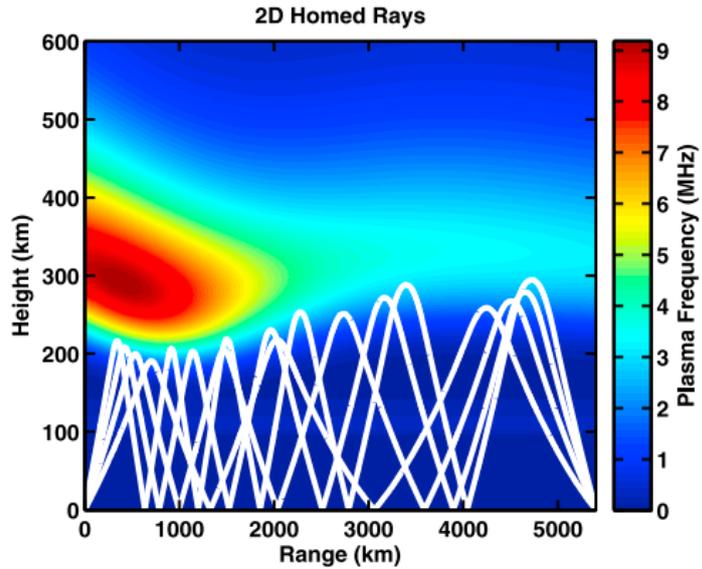


FIGURE 1.18 – Modèle de fonctionnement du simulateur HiCIRF [8].

au traitement radar. Pour cette dernière application, les modèles doivent être légers en termes de temps de calcul et du nombre de paramètres d'entrée. Pour cela, nous allons adopter le modèle de Booker auquel nous appliquerons diverses perturbations pour aboutir à un modèle comportemental de l'ionosphère.

Chapitre 2

Principes du traitement radar : vers un modèle comportemental de l'ionosphère pour de la détection radar dans un milieu isotrope

Les radars HF à ondes de ciel et à ondes de surface assurent une surveillance maritime et aérienne en permanence. Ces radars sont largement influencés par le mouvement de la couche ionosphérique. Il en résulte la formation de fouillis de mer et de fouillis ionosphérique affectant l'image radar générée. La modélisation du fouillis de mer a déjà été bien développée dans d'autres travaux [46] [47]. Il s'agit donc, durant cette thèse, de concevoir un module restituant le fouillis ionosphérique et ses effets sur le traitement radar.

Dans ce chapitre, nous allons étudier les étapes qui vont servir à la modélisation de l'effet des perturbations ionosphériques sur l'image radar, dite image Doppler-distance. Il s'agit, principalement, de générer un signal radar qui, après le traitement radar et en termes de fouillis, aura les mêmes caractéristiques qu'un signal radar réel.

De manière générale, pour avoir une meilleure résolution en Doppler et en distance, il faudrait diminuer la dimension des cellules radar élémentaires en réduisant l'ouverture des faisceaux rayonnés par les antennes et en augmentant la bande passante du signal émis. Mais en pratique, cela entraîne une augmentation de l'encombrement des réseaux antennaires sur les côtes, ce qui est impossible au regard des codes environnementaux à respecter comme ceux de la charte Natura 2000 [61].

Dans ces conditions, concevoir un modèle physique de l'ionosphère paraîtrait être la meilleure approche. Mais l'ionosphère est un milieu très variable selon le point géographique, la saison, l'heure... Donc il est impossible d'avoir une représentation précise des

caractéristiques ionosphériques en temps réel. Par ailleurs, le traitement radar associé à la faible résolution masquera la précision du modèle physique et la rendra inutile.

Pour toutes ces raisons, il nous semble qu'une approche comportementale est le meilleur choix pour modéliser, de manière la plus réaliste possible, une variation des propriétés électroniques de l'ionosphère. Cette variation peut être facilement prise en compte dans la génération des signaux radar, avant l'application du traitement. En effet, le radar est sensible à la variation du chemin de phase qui résulte, entre autres, de celle de l'indice de réfraction. Nous avons développé un simulateur de propagation et de signal radar suivant deux principales étapes. La première étape a été développée avec Mathematica et consiste à générer des profils ionosphériques perturbés. Dans une deuxième étape, les profils perturbés seront importés dans Matlab et serviront de données d'entrée au traitement radar. Ce choix de logiciels résulte d'un savoir-faire antérieur au début de la thèse et ne sera probablement pas le choix effectué dans une phase ultérieure à la thèse, pour une mise en œuvre opérationnelle du simulateur destinée à des utilisateurs professionnels du radar. Un traitement en temps réel sera sans doute nécessaire avec une programmation dans un langage compilé et rapide (C, C++...). Dans ce chapitre, nous allons expliquer les étapes antérieures au traitement radar. L'objectif est d'intégrer, dans ce dernier, les effets de dispersion en distance et en décalage Doppler dus à la présence d'irrégularités ionosphériques, susceptibles d'introduire un fouillis important, pouvant conduire au masquage des cibles.

2.1 Synthèse du signal provenant d'une cible

Commençons tout d'abord par expliciter les expressions utilisées dans le traitement, en considérant le cas d'un radar mono-statique. Ce traitement a été programmé avec Matlab parce qu'il est le plus adapté à la procédure menée durant les travaux de thèse. Particulièrement, le traitement des matrices de données simulées avec de nombreuses fonctions de traitement et les fonctions de calcul statistique sont déjà intégrées dans Matlab et sont faciles à manipuler.

2.1.1 Équations du signal reçu par le radar

Le radar est un système qui utilise des impulsions électromagnétiques pour détecter un objet. L'impulsion émise par le radar à t_0 se propage dans l'air à une vitesse c_0 qui est celle de la lumière. Elle est réfléchiée par la cible à l'instant t_1 et l'écho est reçu par le radar à t_2 . On appelle $\tau = t_2 - t_0$ l'intervalle entre l'instant d'émission et l'instant de réception. Dans le cas d'un système mono-statique, le temps de parcours de l'onde est le même à l'aller et au retour.

Le "chirp"

Nous allons utiliser des signaux analytiques issus d'un filtre de Hilbert. Nous aurons donc la correspondance suivante :

$$\cos(2\pi f t) \iff \exp(j2\pi f t) \quad (2.1)$$

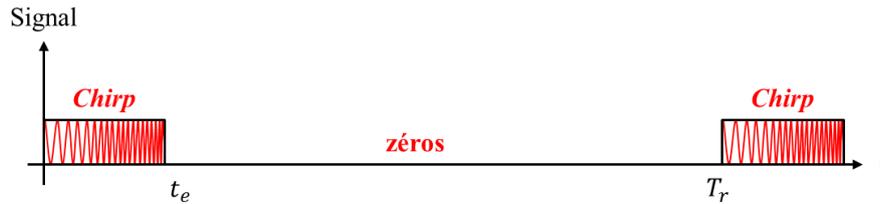


FIGURE 2.1 – Code émis par le radar à chaque impulsion.

Le *chirp* est utilisé par le radar HF comme par de nombreux radars pour sa facilité à être généré et traité ainsi que pour sa robustesse vis-à-vis des brouilleurs et du décalage Doppler. Nous l'utiliserons donc pour la simulation. Son expression est la suivante :

$$\text{chirp}(t) = \exp(j2\pi f_0 t) \exp(j\pi B \frac{t^2}{t_e}) \quad (2.2)$$

où B est la bande occupée par le *chirp*, t_e est la durée du *chirp* et $f_0 = \frac{c_0}{\lambda}$ la fréquence de la porteuse. Notons :

$$U(t) = j\pi B \frac{t^2}{t_e} \quad (2.3)$$

En réalité, le signal numérisé transmis par le radar est celui du *chirp* suivi d'une séquence de zéros (figure 2.1). Le *chirp* est émis durant le temps d'émission t_e et les zéros sont utilisés pour compléter le signal pendant tout le temps de réception. Donc une récurrence est formée d'un *chirp* et de zéros et la durée de récurrence ou PRI (*Pulse Repetition Interval*) est le temps entre deux impulsions successives.

Le retard

La distance entre la cible et le radar peut être exprimée sous la forme suivante :

$$D(t) = D_1 - V_r t \quad (2.4)$$

avec D_1 la distance à l'instant $t = 0$ et V_r la vitesse radiale relative de la cible par rapport au radar. La vitesse relative de la cible est positive quand cette dernière s'approche du radar. Elle est négative dans le sens opposé.

Le signal émis effectue un aller-retour entre le radar et la cible, donc le retard $\tau(t)$ entre l'émission et la réception doit être divisé par 2 pour obtenir la distance. Par identification avec l'équation (2.4), la distance L parcourue par l'onde à l'instant $t = t_2$, après réflexion sur la cible à l'instant $t_1 = t_2 - \frac{\tau(t)}{2}$ est donnée par :

$$L(t) = c_0 \frac{\tau(t)}{2} = D_1 - V_r \left(t - \frac{\tau(t)}{2} \right) \quad (2.5)$$

Par identification, le retard $\tau(t)$ sera donné par :

$$\tau(t) = \frac{1}{1 - \frac{V_r}{c_0}} \left(\frac{2D_1}{c_0} - \frac{2V_r}{c_0} t \right) \quad (2.6)$$

La vitesse de la cible est très petite devant celle de la lumière, donc $V_r \ll c_0$, soit :

$$\tau(t) = \frac{2D_1}{c_0} - \frac{2V_r}{c_0} t \quad (2.7)$$

Le retard est composé donc de deux termes : l'un dû à la position initiale D_1 de la cible et l'autre dû à la vitesse de déplacement de la cible V_r .

Le signal reçu par le radar au cours du temps

Le signal reçu $R(t)$ par le radar est la réflexion sur la cible du signal émis $E(t)$, donc il est affecté par une atténuation α et par un retard $\tau(t)$. Il peut s'écrire sous la forme :

$$R(t) = \alpha E(t - \tau(t)) \quad (2.8)$$

Par ailleurs, nous considérons une émission de n_{tir} chirps, sachant qu'à chaque émission correspond une récurrence. Le signal émis $E(t)$ par le radar à la $n^{ième}$ récurrence, c'est-à-dire de nT_r à $(nT_r + t_e)$, a une expression analogue à celle du chirp à la première récurrence :

$$E(t) = \exp(j2\pi f_0 t) \exp(U(t)) \quad (2.9)$$

Pour simuler une cible, nous effectuons un décalage de ce signal en temps de $\tau(t)$, et nous obtenons un signal écho :

$$E(t - \tau(t)) = \exp(j2\pi f_0 (t - \tau(t))) \exp\left(j\pi B \frac{(t - \tau(t))^2}{t_e}\right) \quad (2.10)$$

En développant cette équation nous obtenons :

$$E(t - \tau(t)) = \exp(j2\pi f_0 t) \exp(-j4\pi f_0 \frac{D_1}{c_0}) \exp(j4\pi f_0 \frac{V_r}{c_0} t) \exp(U(t - \tau(t))) \quad (2.11)$$

Posons $t_1 = \frac{D_1}{c_0}$, le temps associé à la première position de la cible et $f_d = f_0 \frac{2V_r}{c_0}$, la

fréquence Doppler. Donc :

$$E(t - \tau(t)) = \exp(j2\pi f_0 t) \exp(-j4\pi f_0 t_1) \exp(j2\pi f_d t) \exp(U(t - \tau(t))) \quad (2.12)$$

Le problème habituel dans le traitement radar est de faire ressortir l'information sur la cible qui est à un niveau bien inférieur à celui du bruit. De plus, il faut savoir que le traitement radar intègre plusieurs récurrences pour pouvoir calculer le Doppler de la cible. À chaque récurrence indiquée i , la position D_i détectée et le retard τ_i correspondant sont :

$$D_i(t) = D_1 - V_r(i - 1)T_r \quad (2.13)$$

$$\tau_i(t) = \frac{2D_i}{c_0} - \frac{2V_r}{c_0}t = t_1 - \frac{2V_r(i - 1)T_r}{c_0} - \frac{2V_r}{c_0}t \quad (2.14)$$

Pour obtenir le signal reçu, il faut imposer deux conditions [62] : l'origine des temps est le début de la première récurrence et la durée de réception est égale à la durée d'émission t_e . Nous obtenons :

$$R(t - \tau_i(t)) = \exp(j2\pi f_0(t - \tau_i(t))) \exp(j\pi B \frac{(t - \tau_i(t))^2}{t_e}) \quad (2.15)$$

$$R(t - \tau_i(t)) = \exp(j2\pi f_0 t) \exp(-j2\pi f_0 t_1) \exp(j2\pi f_d(i - 1)T_r) \exp(-j2\pi f_d t) \exp(j\pi B \frac{(t - \tau_i(t))^2}{t_e}) \quad (2.16)$$

Étant donné que le code varie peu d'une récurrence à une autre, nous simplifions selon :

$$U(t - \tau_i(t)) \approx_{V_r \ll c_0} U(t - t_1) \quad (2.17)$$

$$j\pi B \frac{(t - \tau_i(t))^2}{t_e} \approx_{V_r \ll c_0} j\pi B \frac{(t - t_1)^2}{t_e}$$

Le terme $\exp(-j2\pi f_0 t_1)$ peut être simplifié dans l'équation du signal reçu car c'est un terme constant qui n'a pas d'effet sur le traitement. De la même façon, le terme $(j2\pi f_0 t)$ est caractéristique du signal de porteuse et disparaît après démodulation [63]. L'expression simplifiée finale sera alors :

$$R(t - \tau_i(t)) = \exp(j2\pi f_d(i - 1)T_r) \exp(-j2\pi f_d t) \exp(U(t - t_1)) \quad (2.18)$$

Dans cette simplification, nous avons gardé les termes directement affectés par la transformée de Fourier, effectuée dans ce qui suit, dans le traitement radar. C'est pour cette raison, que nous ne retrouvons plus, à ce stade, le terme définissant l'amplitude du signal reçu. Ainsi, le signal reçu est maintenant fonction des deux variables ; la fréquence du Doppler f_d et le temps t . Ces deux variables sont à l'origine de la séparation du décalage Doppler et de la distance de la cible, après avoir effectué le traitement radar.

2.2 Principe du traitement radar

Le traitement radar est divisé en deux parties : le traitement Doppler et le traitement distance. Dans la suite, nous allons expliquer brièvement ces deux traitements, et dans une troisième partie nous présenterons une image radar sur laquelle figurent tous les éléments propres à une telle image.

Nous allons donc nous intéresser à l'expression du signal reçu par le radar selon l'équation (2.18).

2.2.1 Traitement Doppler

Pour obtenir l'image du traitement Doppler, il suffit de calculer la transformée de Fourier (FFT) du signal reçu sur le temps d'une récurrence T_r , appelé temps long [64]. Ainsi, il faut faire la FFT dans le sens des T_r pour chaque instant t ; nous considérons une matrice de signaux où les récurrences sont les lignes et le temps les colonnes. Nous nous intéressons particulièrement au terme contenant la fréquence Doppler f_d en fonction des récurrences $(i - 1)T_r$, soit $\exp(j2\pi f_d(i - 1)T_r)$.

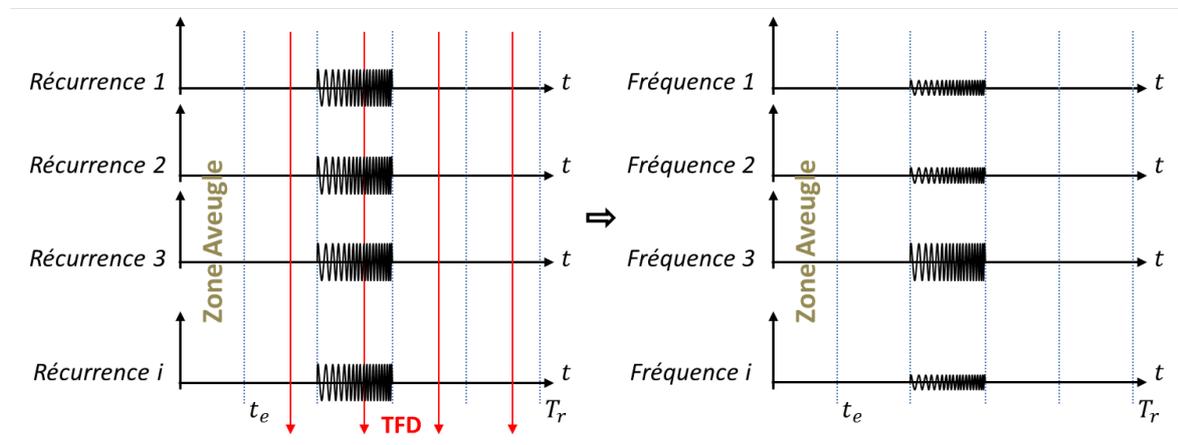


FIGURE 2.2 – Schéma du traitement Doppler.

Les récurrences sont mises en concordance de temps, puis les transformées de Fourier discrètes sont calculées dans le sens des récurrences pour chaque instant. Le maximum atteint du signal correspondra à la fréquence Doppler f_d , figure 2.2. Ici nous avons $f_d = \text{Fréquence 3}$.

2.2.2 Traitement distance

Pour ce traitement, nous nous intéressons au dernier terme de l'équation du signal reçu par le radar qui contient le signal émis, plus précisément au terme $\exp(U(t - t_1))$.

Le signal émis est une fonction du temps, il faudra donc éliminer l'autre terme de l'équation 2.18 qui dépend de t , c'est-à-dire le terme $\exp(j2\pi f_d t)$. Pour cela on multiplie ce dernier par son conjugué, soit $\exp(-j2\pi f_d t)$.

Finalement, pour obtenir les distances des cibles détectées par le radar, une corrélation est effectuée entre le résultat du traitement Doppler et le code émis par le radar. Comme le montre le schéma de la figure 2.3, en appliquant la FFT sur les récurrences, nous passons dans le domaine fréquentiel. Pour cela, la corrélation sera effectuée pour chaque fréquence dans le sens des temps [64].

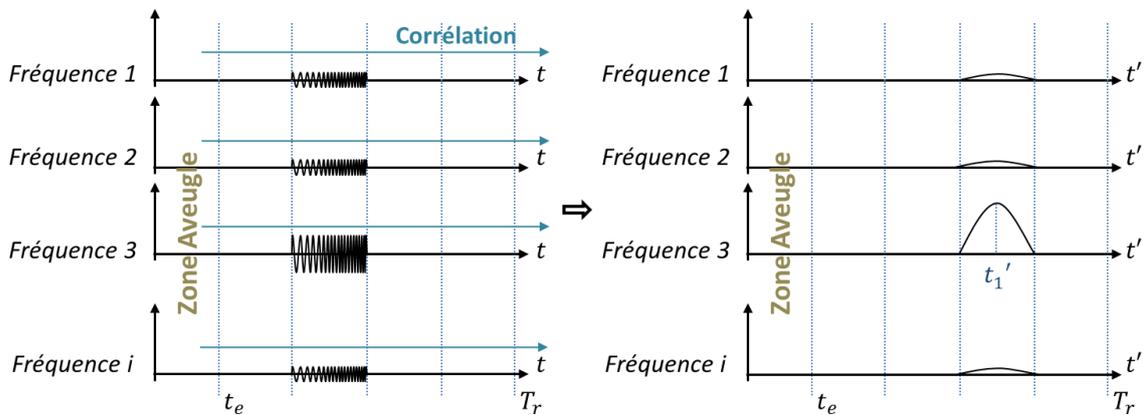


FIGURE 2.3 – Traitement distance détaillé.

Le résultat présentera un maximum à $t = t'_1$, soit pour $D = D'_1$. Ici, la cible est dans la troisième case distance.

Dans le programme développé sous Matlab, la corrélation est obtenue par la transformée de Fourier inverse du traitement Doppler multipliée par le conjugué de la transformée de Fourier du *chirp* :

$$\text{Corrélation} = \text{IFFT}(\text{FFT}(\text{signal}) * \text{FFT}(\text{chirp}))$$

2.2.3 Traitement Doppler-distance et obtention de l'image radar

Le traitement Doppler-distance est la combinaison des deux traitements expliqués antérieurement. Nous obtenons un maximum pour le couple (f_d, t'_1) , c'est-à-dire pour (f_d, D'_1) .

Le développement du processus sous Matlab a été effectué d'abord, dans le cas d'une cible en mouvement pour une ionosphère stable en temps et en espace. Pour ce faire, le signal émis est égal au "chirp" suivi d'une séquence de zéros sur une récurrence complète. Un décalage représentant le retard a été ajouté, conformément au fonctionnement du radar, comme expliqué dans le calcul fait précédemment. À titre d'exemple et d'illustration,

nous allons présenter l'image radar synthétique correspondant à une cible rapide située à 750 km et se déplaçant à une vitesse de 300 m/s (une fusée par exemple). Le *chirp* a une largeur de bande de 30 kHz à une fréquence centrale de 10 MHz. Le temps total d'émission du radar est de 1 ms et la durée de récurrence a été fixée à $T_r = 10$ ms. L'image radar de la figure 2.4 correspondant à la détection de cette cible est obtenue suite au traitement Doppler-distance.

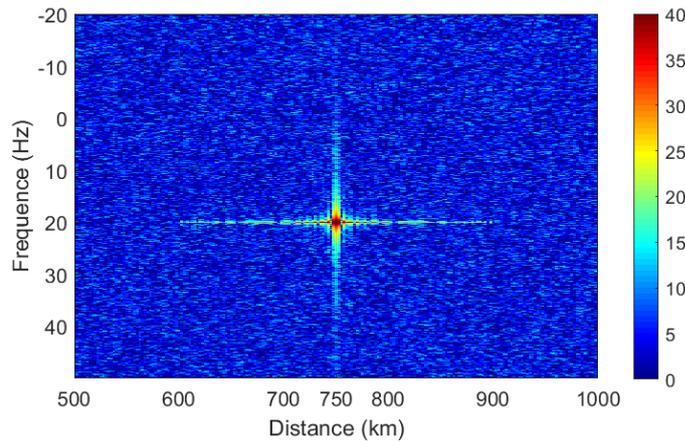


FIGURE 2.4 – Traitement Doppler-Distance en présence de bruit.

2.3 Relation entre l'indice de réfraction n et le chemin de phase P

D'après l'équation du signal reçu par le radar (2.18), celui-ci prend en considération uniquement le retard et l'amplitude du signal. Le retard est calculé à partir de la variation du chemin de phase P . Nous nous intéressons au calcul du chemin de phase. Comme nous l'avons déjà expliqué, nous avons choisi d'exprimer le signal radar reçu en fonction de la variation du chemin de phase, dans le but d'étudier les effets des multiples réfractations qu'un rayon peut subir dans une ionosphère perturbée.

Mais il reste à relier la variation du chemin de phase P au cours du temps à celle de l'indice de réfraction n de l'ionosphère qui en est la cause physique. P est donnée sous la forme [65] :

$$P = h_b + \int_{h_b}^{h_r} n \cos(\beta) dh \quad (2.19)$$

où h_b est la hauteur de la base de l'ionosphère, h_r la hauteur pour laquelle s'effectue la réflexion et β est l'angle d'élévation à chaque instant d'intégration (voir figure 2.5).

Cette relation permet de justifier l'approche basée sur l'étude de la variation de P et non sur celle de l'indice de réfraction n lui-même (1.13). Le chemin de phase P , entre

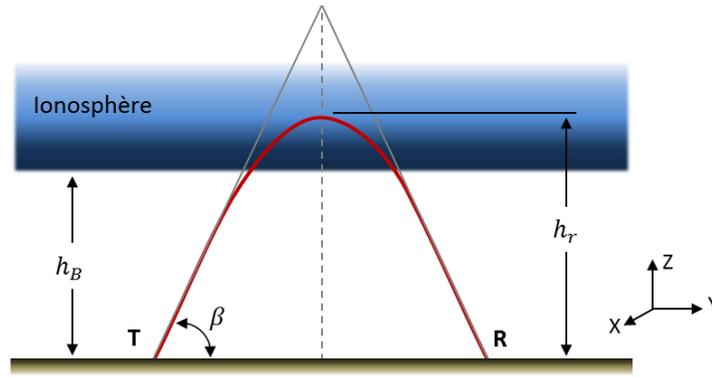


FIGURE 2.5 – Schéma de la réflexion dans l'ionosphère.

deux points A et B, est donné par [65] :

$$P = \int_A^B n \cos(\alpha) ds \quad (2.20)$$

α est l'angle entre la trajectoire de l'onde et la normale à cette dernière en présence de champ magnétique. Étant donné que nous considérons un milieu isotrope, la trajectoire de l'onde est dans la même direction que la normale à l'onde et α devient nul [66]. Nous obtenons la forme simplifiée :

$$P = \int_A^B n ds \quad (2.21)$$

Nous pouvons alors exprimer les composantes du champ électrique et du champ magnétique à l'aide du chemin de phase, sous la forme :

$$\begin{aligned} E_y &= A e^{-ik \int_0^z n dz} = A e^{-ikP} \\ H_x &= -\frac{1}{\eta} A e^{-ik \int_0^z n dz} = -\frac{1}{\eta} A e^{-ikP} \end{aligned} \quad (2.22)$$

où η est l'impédance d'onde du milieu. Si la phase de l'émetteur est stable, la variation du chemin de phase en fonction du temps apparaît clairement comme une source de décalage Doppler [66] :

$$\Delta f = -\frac{f}{c_0} \frac{dP}{dt} \quad (2.23)$$

Au premier ordre, une irrégularité ionosphérique est une surface de réflexion en mouvement à une certaine vitesse v_n . Selon cette hypothèse, le chemin de phase varie au cours du temps en fonction de la vitesse v_n des particules, fonction de l'indice de réfraction n dans l'ionosphère suivant la relation [65] :

$$\frac{dP}{dt} = - \int v_n dn \quad (2.24)$$

D'après l'équation (2.23), le décalage Doppler peut être obtenu à partir de la dérivée

temporelle du chemin de phase à un facteur $(-f/c)$ près. Par conséquent, la variation de chemin de phase résulte des variations des caractéristiques de l'ionosphère au cours du temps et de l'espace, notamment son indice et sa densité électronique.

2.4 Le tracé de rayons

Les estimations de la position et celle du Doppler de la cible par le radar sont obtenues à partir du signal reçu réfléchi par la cible, fonction du retard du signal émis. Ce retard est lié au chemin de phase parcouru par l'onde tout au long de son trajet. Par ailleurs, le chemin de phase est directement lié à l'indice de réfraction de l'ionosphère. Ce dernier dépend de la répartition des charges dans l'ionosphère. Ainsi, nous utilisons le tracé de rayon 2D parce qu'il permet d'obtenir le retard en fonction de la constitution de l'ionosphère dans une configuration simplifiée, comme nous allons le voir.

Nous allons en effet adopter deux hypothèses simplificatrices pour mettre plus facilement en œuvre le tracé de rayons [22]. La première hypothèse suppose que le champ magnétique terrestre n'est pas pris en compte tout au long du processus. L'ionosphère se comporte alors comme un milieu isotrope. C'est un milieu considéré comme faiblement homogène : c'est pour cette raison que nous pourrions effectuer un tracé de rayons de proche en proche. La deuxième hypothèse considère que la densité électronique de l'ionosphère varie uniquement dans l'espace en fonction de l'altitude. Nous considérons donc un modèle monodimensionnel défini pour un instant donné, pendant une récurrence donnée.

Le tracé de rayons revient au calcul de la trajectoire d'une onde à travers un milieu caractérisé par un indice de réfraction variant selon l'altitude au cours du temps de propagation. En d'autres termes, le calcul de la trajectoire du rayon revient au calcul de D , la distance au sol parcourue par le rayon en fonction de l'altitude et au cours du temps [67]. Pour cela, nous allons appliquer la loi de Snell-Descartes en symétrie sphérique, écrite dans le contexte qui nous intéresse sous la forme de la loi de Bouguer [68].

$$nr \cos(\beta) = n_0 R \cos(\beta_0) \quad (2.25)$$

où R est la valeur du rayon de la Terre, n est l'indice au point considéré, r l'altitude du point, comptée à partir du centre de la Terre, β l'angle formé par la trajectoire de l'onde et la perpendiculaire à un rayon de la Terre au point considéré. L'indice zéro indique le point initial, au niveau du sol. La formule de Bouguer tient compte de la variation de β liée à n et de l'effet de la courbure de la Terre. L'angle β_0 est appelé angle d'élévation ou angle de tir, prédéfini par le radar. Ce paramètre facilitera le calcul du chemin de phase à partir du tracé de rayon.

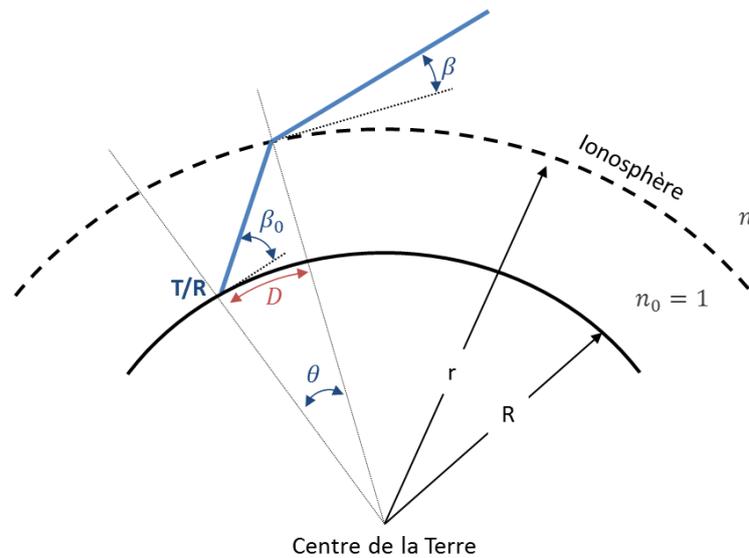


FIGURE 2.6 – Illustration de la loi de Bouguer et relation entre β et θ .

D'après la géométrie de la figure 2.6, la distance D obéit à la formule suivante :

$$D = R \cdot \theta$$

$$\tan(\beta) = \frac{dr}{r d\theta} \quad (2.26)$$

dr et $d\theta$ sont les variations élémentaires de r et θ calculées à chaque point de réflexion des couches ionosphériques.

Dans l'ionosphère de densité électronique non perturbée, une fois le plus haut point de réflexion atteint par le rayon, le reste du parcours est obtenu par symétrie, sans considérer le retour direct vers le radar. Dans le cas d'une ionosphère perturbée, nous ne nous intéresserons qu'à la réflexion totale au niveau de la perturbation ionosphérique.

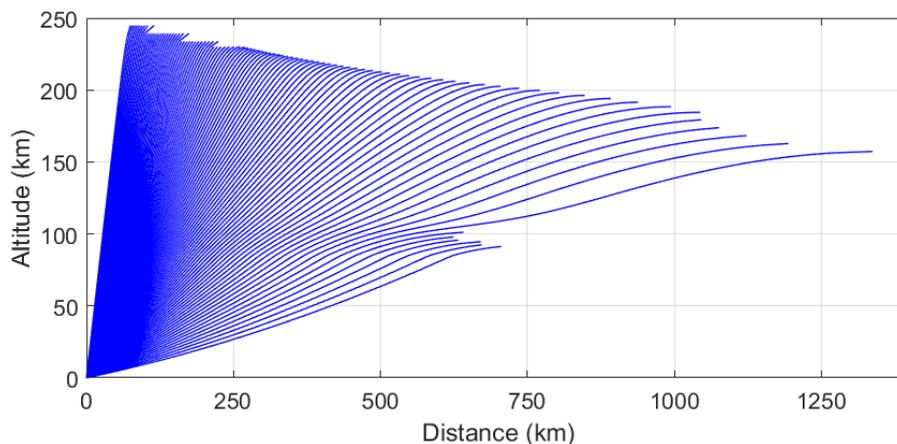


FIGURE 2.7 – Exemple de tracé de 100 rayons lancés pour des angles de tir allant de 5° à 75° .

Par exemple, pour un signal à 10 MHz, nous représentons, figure 2.7, 100 rayons obtenus pour des angles de tir allant de 5° à 75° . L'ionosphère, dans ce cas, n'est pas perturbée. La hauteur de réflexion sur l'ionosphère dépend de l'angle d'élévation. Sur la figure, nous n'avons représenté que la partie du tracé de rayon qui nous intéresse, soit le trajet aller jusqu'au point de réflexion.

2.5 Intégration des profils modifiés

Dans le but d'effectuer le traitement radar, nous avons besoin de générer plusieurs signaux radar. Pour chacun de ces signaux, nous aurons besoin d'ajouter le retard correspondant au trajet de l'onde à travers l'ionosphère. Pour cela, nous utilisons la méthode du lancer des rayons en présence d'une ionosphère instable. Cette instabilité est obtenue par la génération de nombreux profils d'indices continus et dérivables.

Différentes méthodes de génération de profils ionosphériques perturbés ont été développées et seront présentées ultérieurement. A partir des profils, nous effectuerons des calculs de tracé de rayons à deux dimensions à l'aide d'un algorithme de tirage aléatoire de type Monte-Carlo [69]. Par ailleurs, nous avons fait le choix de générer un profil pour chaque récurrence du signal radar. En effet, le temps d'une fluctuation ionosphérique est supposé plus grand que celui d'une impulsion radar inférieur à quelques millisecondes. Cette valeur faible de la durée d'impulsion est choisie afin de réduire la zone aveugle du radar à quelques dizaines de km. Ensuite, pour chaque récurrence, nous effectuons un tracé de rayons qui dépend de l'angle de tir. À partir de ce tracé de rayons, nous effectuons le calcul du chemin de phase en utilisant le théorème de Martyn [70]. Enfin, on en déduit la valeur de la distance au sol.

2.5.1 Calcul de la distance au sol à partir du chemin de phase P

Comme déjà expliqué, du point de vue du radar, il est plus naturel de travailler avec le chemin de phase. Pour cela, nous procédons d'abord, à travers le tracé de rayons, au calcul du chemin de phase P_{tot} tout au long du trajet de l'onde.

Nous travaillons dans un milieu isotrope, car le champ magnétique terrestre n'est pas pris en compte comme cela a été déjà précisé.

Le chemin de phase P varie évidemment tout au long du trajet de l'onde dans l'ionosphère, figure 2.8. Pour cela, nous allons procéder à une discrétisation de l'intégrale

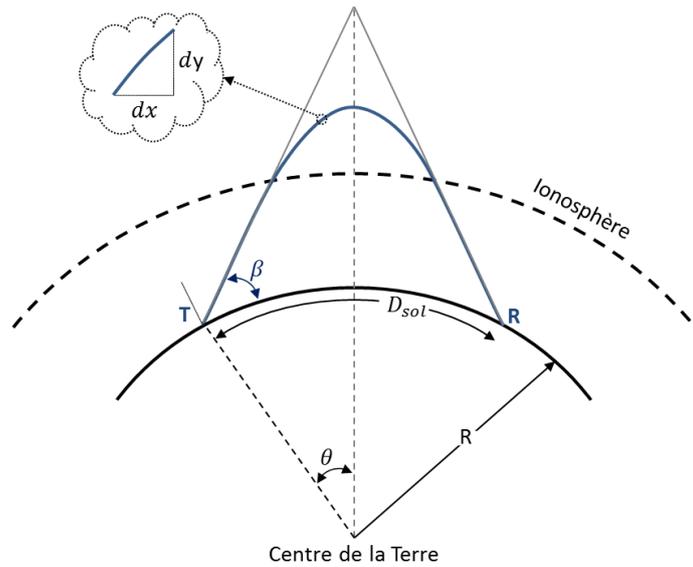


FIGURE 2.8 – Trajectoire d'une onde de ciel émise par un transmetteur T, se réfléchissant au niveau de l'ionosphère, et reçue par un récepteur R.

présente dans l'équation (2.21).

$$dx = \frac{dy}{\tan \beta} \quad (2.27)$$

$$P = n \sum_{i=1}^k \sqrt{(dx)^2 + (dy)^2}$$

dy étant le pas d'altitude utilisé pour échantillonner le profil de la densité électronique, β l'angle de tir du rayon, n l'indice de réfraction de l'ionosphère à une altitude donnée.

Le calcul de la distance au sol dépend principalement de l'angle d'incidence du rayon émis. Tout a commencé avec Martyn qui a été le premier à prouver qu'il est possible d'obtenir des données de profil pour une incidence oblique à partir des données en incidence verticale, avec l'hypothèse d'un sol plat [70]. Les études de Martyn ont été généralisées dans le cas d'une Terre sphérique, mais en supposant l'ionosphère comme étant une couche mince. Enfin, ces travaux ont été complétés pour les étendre à l'hypothèse d'une Terre sphérique et d'une couche ionosphérique pas nécessairement mince [70]. En revanche, l'absorption des ondes par l'ionosphère est supposée négligeable dans ces modèles, ce qui ne soulève pas de difficulté dans notre cas, étant donné que les ondes HF se réfléchissent dans leur totalité au niveau de la première couche ionosphérique. Par ailleurs, les ondes traversent la couche D avec des pertes négligeables.

La distance au sol D_{sol} sera calculée, dans sa forme simplifiée, selon l'équation suivante [71] :

$$D_{sol} = 2R \frac{\arctan P \cos \beta}{(2R + P) \sin \beta} \quad (2.28)$$

R est le rayon de la Terre.

Pour chaque valeur d'angle d'élévation β , la distance D_{sol} est calculée pour tous les profils, soit pour chaque récurrence du signal radar.

2.5.2 Intégration de la distance au sol dans le signal reçu par le radar

À partir de la relation entre D_{sol} et P , nous sommes en mesure d'étudier l'effet de l'ionosphère sur la détection à partir de la distance au sol. En effet, l'ensemble des distances pour toutes les récurrences va représenter l'évolution de l'ionosphère au cours du temps. Cette évolution se traduira par le fouillis observé sur l'image radar.

Du point de vue de l'approche comportementale choisie pour étudier l'effet de l'ionosphère sur la détection radar, la variation de la position de l'irrégularité ionosphérique entre les récurrences correspondra à un retard au niveau de la réception du signal. Cette variation de position n'est autre que la variation de la distance au sol D_{sol} entre les récurrences, ou de manière équivalente entre les différents profils de l'ionosphère (une récurrence = un profil). Pour cela, le retard introduit dans l'équation du signal reçu sera fonction de D_{sol} variable au lieu d'une distance fixe entre le radar et la cible détectée (cas d'antenne mono-statique). Le retard prend, donc, la forme suivante :

$$t_1 = 2 \frac{D_{sol}}{c_0} \quad (2.29)$$

Ce retard est intégré, par la suite, dans l'équation 2.18 du signal radar reçu.

2.6 Réalisation d'un simulateur d'image radar HF

Dans cette dernière partie du chapitre, nous allons résumer les dernières étapes de construction du simulateur de fouillis ionosphérique. La première étape est la génération des profils perturbés et elle va être bien détaillée dans les chapitres qui suivent.

Nous partons des profils perturbés pour effectuer le calcul de chemin de phase à partir du tracé de rayons. Ce dernier est supposé symétrique par rapport à la verticale au point de réflexion, et c'est pour cette raison que le calcul du chemin de phase sera effectué seulement sur la moitié du trajet de l'onde. La deuxième partie sera donc déduite par symétrie.

Afin de connaître le point (et l'instant) de réflexion totale de l'onde, nous calculons le terme β_b . β_b désigne l'angle en élévation à un point b du rayon. Le calcul de cet angle

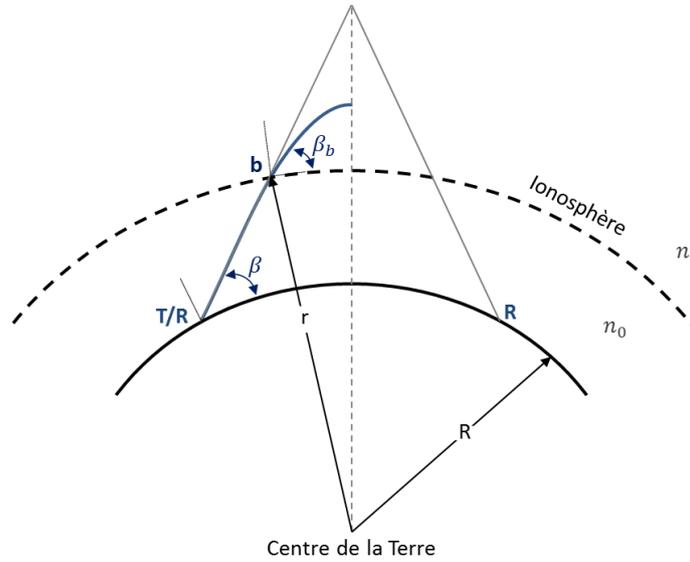


FIGURE 2.9 – Le tracé de rayon symétrique par rapport à la verticale au point de réflexion de l'onde.

d'orientation sur le parcours de l'onde est donné par :

$$\beta_b = \arccos \frac{Rn_0\beta}{\mu r} \quad (2.30)$$

n_0 la permittivité du vide, β l'angle d'élévation d'origine et r la distance du centre de la Terre jusqu'au point b .

En toute rigueur, la réflexion a lieu quand le rayon est parfaitement perpendiculaire à la direction du champ magnétique [72], non pris en compte ici. Considérant le milieu comme isotrope, cette contrainte est traduite par le fait que β_b devient alors complexe. En ce point, le calcul du chemin de phase P s'arrête. Enfin, pour avoir un chemin de phase complet, nous accolons à P son symétrique. Après le calcul du chemin de phase, nous effectuons le calcul de la distance D_{sol} qui sera ensuite utilisée pour calculer le retard du signal radar reçu.

Pour compléter le traitement radar, il faut spécifier plusieurs paramètres. Tout d'abord, le nombre de récurrences n_{tir} qui, multiplié par la durée d'une récurrence T_r , nous donne le temps d'observation du radar. Le temps de réception, comme expliqué dans le chapitre 1, est la somme du temps d'émission du *chirp* t_e et d'un temps de silence du radar. Nous aurons besoin également de définir la bande passante B du radar et la fréquence f_0 de la porteuse de l'onde émise.

Par ailleurs, pour avoir un modèle de signal reçu en conformité avec les conditions réelles de fonctionnement du radar, une composante caractéristique du bruit thermique doit être ajoutée au signal radar. Ce bruit B_{bruit} est calculé en se basant sur la formule de

la puissance de bruit thermique :

$$\text{Bruit}_{\text{thermique}} = F_B kTB \quad (2.31)$$

F_B est le facteur de bruit, $k = 1.38 \times 10^{-23}$ J/K est la constante de Boltzman, T la température exprimée en degrés Kelvin et B est la largeur de bande. Le bruit est exprimé en W mais converti en général en dBm. Dans les circonstances normales, la température usuelle est égale à $T = 290$ K pour une antenne pointée vers le sol. Nous avons fixé F_B dans notre étude en HF à 40 dB pour $T = 290$ K selon les recommandations de l'UIT (Union Internationale de Télécommunication) [73].

Après avoir constitué le signal radar reçu en y ajoutant le retard du chemin de phase ainsi que le bruit, nous appliquons la procédure du traitement Doppler-distance.

Enfin, pour avoir une image radar représentative, nous allons ajouter des raies de Bragg aux fréquences $\pm f_b$ pour représenter le fouillis de mer du premier ordre et second ordre à partir d'un modèle déjà développé à l'ONERA [74]. Dans le cadre de cette thèse, le spectre de raies de Bragg ajouté prend les valeurs représentées dans la figure 2.10.

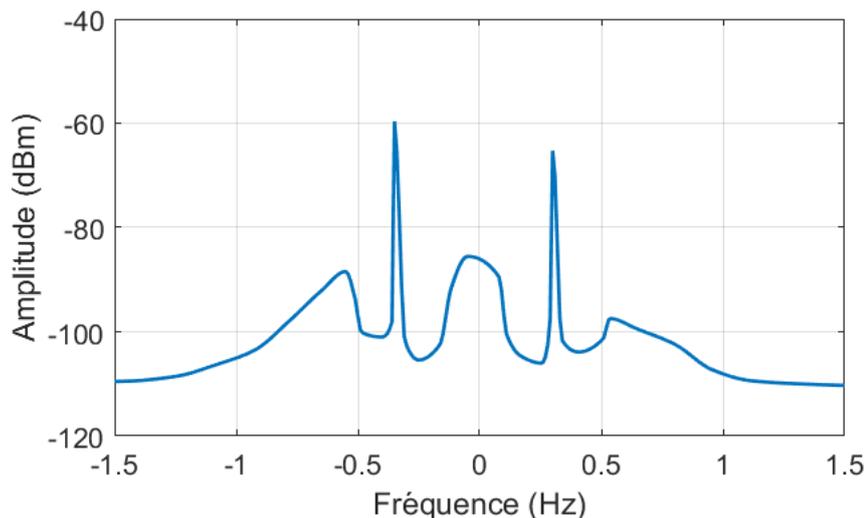


FIGURE 2.10 – Exemple d'un spectre de raies de Bragg simulé à une fréquence de 10 MHz.

La simulation des raies a été effectuée dans cet exemple pour une fréquence radar de 10 MHz, une vitesse de vent de 4 m/s et un angle vent-radar de 45 degrés [12]. Ce choix de paramètres est considéré pour être en accord avec les paramètres utilisés pour simuler le fouillis ionosphérique.

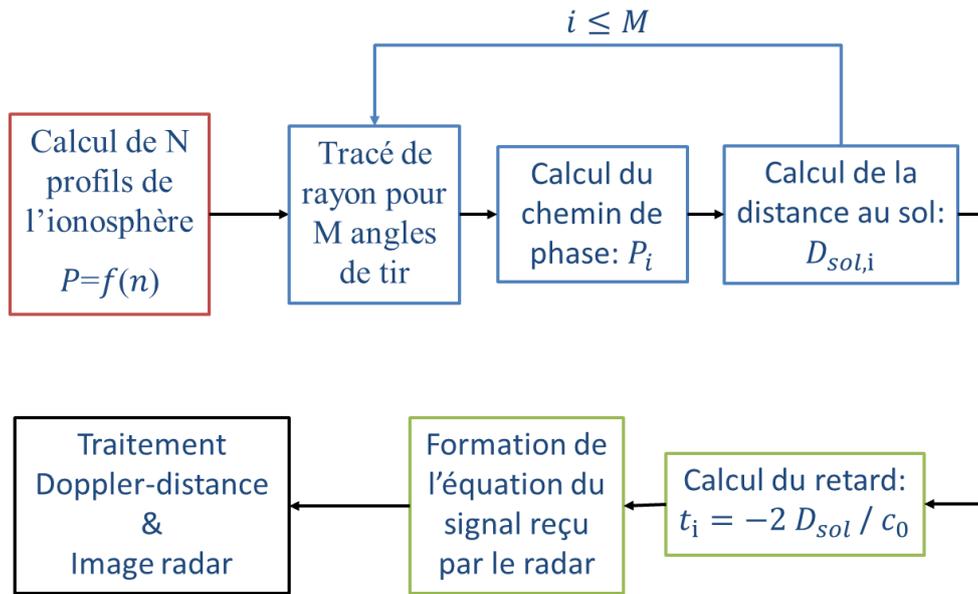


FIGURE 2.11 – Schéma bloc récapitulatif des différentes étapes de calcul.

2.7 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons expliqué le fonctionnement du radar ainsi que le traitement du signal reçu. À partir du signal émis par le radar qui est un signal pulsé et codé par un *chirp*, nous avons calculé le signal reçu. Ce dernier dépend du retard dû à la propagation de l'onde dans l'ionosphère. Le schéma bloc de la figure 2.11 représente les différentes étapes de calcul. Le retard a été calculé à partir de la distance au sol. À son tour, la distance au sol a été obtenue à travers le chemin de phase. Ce dernier a été obtenu à partir d'un lancer de rayons effectué en fixant l'angle de tir pour chaque séquence de profils. Une approche comportementale du sujet a été justifiée par la relation liant la variation du chemin de phase à celle de l'indice de réfraction de l'ionosphère et au décalage Doppler. L'approche comportementale suppose qu'une fluctuation locale de l'ionosphère, qui n'est pas physiquement observable, peut être remplacée par une fluctuation globale et statistique du profil d'indice. Ce type de raisonnement aboutit à l'observation des mêmes effets que ceux obtenus avec une image radar réelle.

Dans le chapitre qui suit, une étape de validation de cette approche comportementale sera présentée et un autre type de variation de profil ionosphérique va être introduit. À l'aide de ce nouveau modèle, nous espérons élaborer des images susceptibles de mieux représenter les effets réellement observés en présence d'irrégularités ionosphériques.

Chapitre 3

Modélisation de la densité électronique de l'ionosphère

Les variations du retard subi par le signal radar reçu sont dues aux irrégularités ionosphériques rencontrées par l'onde durant son trajet. L'idée générale est de rendre compte de ces irrégularités dans le traitement radar à travers la perturbation des profils décrivant l'ionosphère instable durant le temps de fonctionnement du radar. Pour cela, on traitera une irrégularité ionosphérique comme une cible dont les caractéristiques seront la position et la vitesse.

La première partie de ce chapitre sera consacrée à la présentation d'une première méthode d'application de l'approche comportementale de génération des profils de densité ionosphérique. Cette méthode est basée sur le modèle MQP de l'ionosphère. On en verra rapidement les limites.

Dans une deuxième partie, nous allons donc introduire des variations sur le profil de densité électronique à partir du modèle de Booker [75]. Les principaux intérêts de ce modèle sont sa globalité, la continuité du profil qu'il génère et aussi sa dérivabilité à toute altitude, qui sera un atout. Nous serons ainsi capables de modifier l'intégralité des points du profil de densité électronique de l'ionosphère en faisant varier un ou plusieurs paramètres du modèle de Booker. Ces paramètres seront, soit les altitudes de transition entre les segments du profil z_i , soit les pentes du profil A_i , soit les tangentes réciproques des échelles de lissage du profil B_i , soit encore la densité électronique dite de référence.

Ces différentes approches ont pour but de représenter un profil de densité électronique de l'ionosphère. Ce profil sera modifié d'une façon à représenter une irrégularité ionosphérique en se basant sur le comportement de celle-ci. En effet, durant le mouvement d'une *TID*, par exemple, et selon ses dimensions [76], le profil de densité électronique subit des perturbations dans des proportions différentes selon les couches concernées.

Les différentes procédures de création de profils perturbés ont été développées avec Mathematica, en totalité. En effet, ce logiciel a été choisi pour sa capacité à effectuer des calculs formels et numériques de grande complexité, et pour son offre très riche en fonctions statistiques de haut niveau. En conséquence, la sortie du code développé avec Mathematica sera constituée des profils perturbés constituant eux-mêmes les entrées pour le calcul du chemin de phase simulé avec Matlab.

3.1 Construction d'un modèle MQP de l'ionosphère perturbée

Cette partie porte sur une première étape de l'expérimentation numérique de l'approche comportementale. Pour cela, nous nous sommes basés tout d'abord sur le modèle MQP pour décrire le profil de densité électronique de l'ionosphère. En effet, ce modèle est couramment utilisé par les chercheurs de l'ONERA pour les applications du traitement radar et il est un modèle de référence pour les ionosondes. Le modèle MQP offre l'avantage de pouvoir réaliser des tracés de rayons analytiques. De plus, grâce au modèle de couches sur lequel il repose, il est possible de faire varier localement la densité électronique pour simuler la présence d'une irrégularité, sans modifier les caractéristiques de l'ionosphère à d'autres altitudes, ce qui semble être un avantage de ce modèle au premier abord.

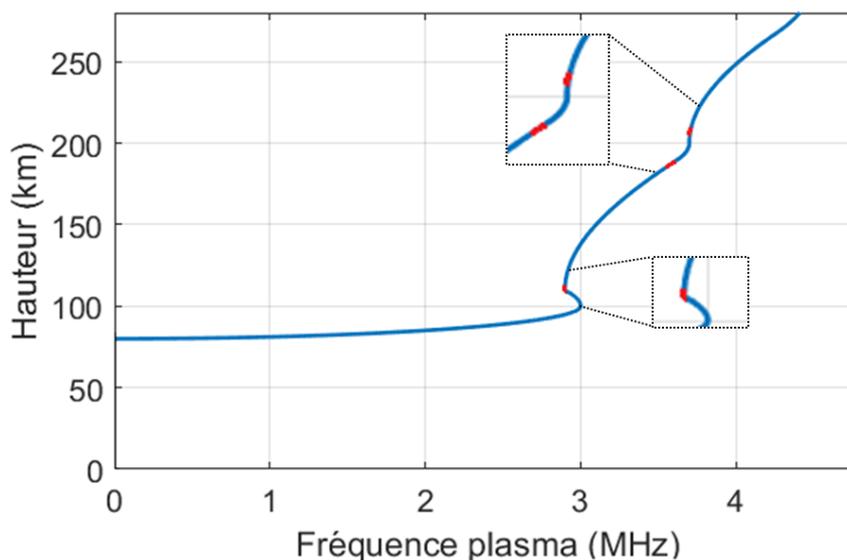


FIGURE 3.1 – Modélisation MQP de l'ionosphère à 4 couches (en bleu) et 3 liaisons (en rouge).

Dans ce qui suit, nous avons créé une perturbation locale du profil ionosphérique, décrit par le modèle MQP, suivant deux méthodes différentes. En pratique, l'ajout de la

perturbation a été effectuée sur une seule couche de ce modèle. La couche qui sera perturbée est la deuxième couche du modèle de profil de la figure 3.1. La deuxième couche, représentée en bleu, s'étend de 110 km à 190 km environ en altitude. Cette dernière sera aussi appelée « section » par la suite.

Pour la simulation, nous avons considéré la présence d'un seul profil pour chaque récurrence parce que le temps de fluctuation de l'ionosphère est supposé plus grand que celui d'une impulsion radar inférieur à une milliseconde. Il en résulte une exécution d'un seul tracé de rayon par récurrence.

3.1.1 Perturbation d'une couche du profil ionosphérique par bruitage

Pour cette méthode, nous avons choisi de modifier aléatoirement un certain pourcentage des points prédéfinis d'une section du profil MQP [23]. Puis, nous effectuons une interpolation entre ces points. Cette section bruitée remplace la section d'origine du profil MQP. Par exemple, pour la deuxième couche du profil de la figure 3.1, constitué de 1000 points, nous avons modifié 10% des points, soit 100 points. La perturbation de la densité électronique suit une loi normale de valeur moyenne nulle et un écart type qui représente 10% de la valeur de la densité électronique correspondante à la section à perturber. Pour ajouter une variation temporelle, il faut faire cette démarche pour chaque récurrence, c'est à dire pour chaque impulsion radar.

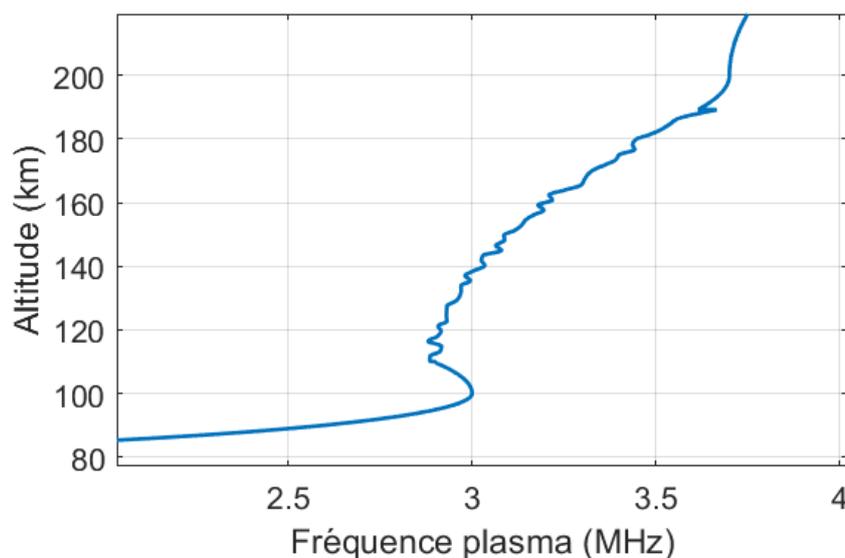


FIGURE 3.2 – Perturbation de la 2^{ème} couche du profil ionosphérique par interpolation.

Un exemple de couche perturbée obtenue est représenté sur la figure 3.2. Cette dernière montre que le profil oscille très rapidement entre les points modifiés. Cela entraîne aussi une trop grande variation du décalage Doppler, de l'ordre de quelques centaines de

kHz, ce qui n'est physiquement pas vraisemblable. En effet, dans les images radar réelles, le fouillis ionosphérique s'étale sur un maximum de quelques Hz, figure 5a de l'introduction.

Nous avons essayé d'affiner cette approche en interpolant avec un nombre plus grand de points, mais le décalage Doppler est demeuré trop élevé pour représenter une situation réelle. En fait, les variables aléatoires, qui s'ajoutent à chaque récurrence sont non corrélées entre elles. Ceci conduit à des variations trop importantes de la densité électronique et donc du chemin de phase ce qui induit, après traitement radar, des décalages Doppler trop importants.

3.1.2 Perturbation à partir d'un processus stationnaire de fonction de corrélation exponentielle décroissante

Pour remédier au défaut de la méthode précédente, nous avons mis en œuvre une deuxième technique de calcul. Cette méthode consiste à utiliser un processus générant des valeurs aléatoires, mais corrélées en altitude. L'intervention sur le profil se fait toujours au niveau d'une seule couche, la deuxième section définie précédemment. De cette manière, nous réduisons les discontinuités entre les points d'un même profil.

Cette approche a été proposée par F. Brouaye et al. [77] pour modéliser des lignes de transmission aléatoires. Son but est de calculer les réalisations corrélées d'une variable aléatoire gaussienne. Cette variable aléatoire est tronquée entre un seuil minimal $valMin$, un plafond $valMax$ et a une valeur moyenne $valMean$. Elle est définie par :

$$var = \int_0^u Y_v du - u \int_0^1 Y_v dv + valMean \quad (3.1)$$

avec Y_v un processus stationnaire gaussien de fonction de corrélation $e^{-\alpha|u|}$. Notons que la somme des deux intégrales a une moyenne nulle. Les réalisations sont calculées en utilisant une valeur de α conseillée, égale ici à 0.5.

La section considérée va être remplacée par une section déduite du processus stationnaire. Ce processus consistera à générer des réalisations de la variable aléatoire définie par l'équation (3.1). Cette variable aléatoire va être ajoutée aux valeurs de l'ancienne couche retirée pour toutes les altitudes. Dans cette méthode, nous avons considéré que l'ionosphère fluctue durant chaque récurrence, c'est-à-dire nous considérons un profil pour chaque case distance. Ce raisonnement résulte de la possibilité qu'une variation rapide perturbe l'ionosphère, tel est le cas d'un passage d'une météorite à 600 m/s par exemple [78]. Le processus stationnaire est expliqué sur le schéma de la figure 3.3.

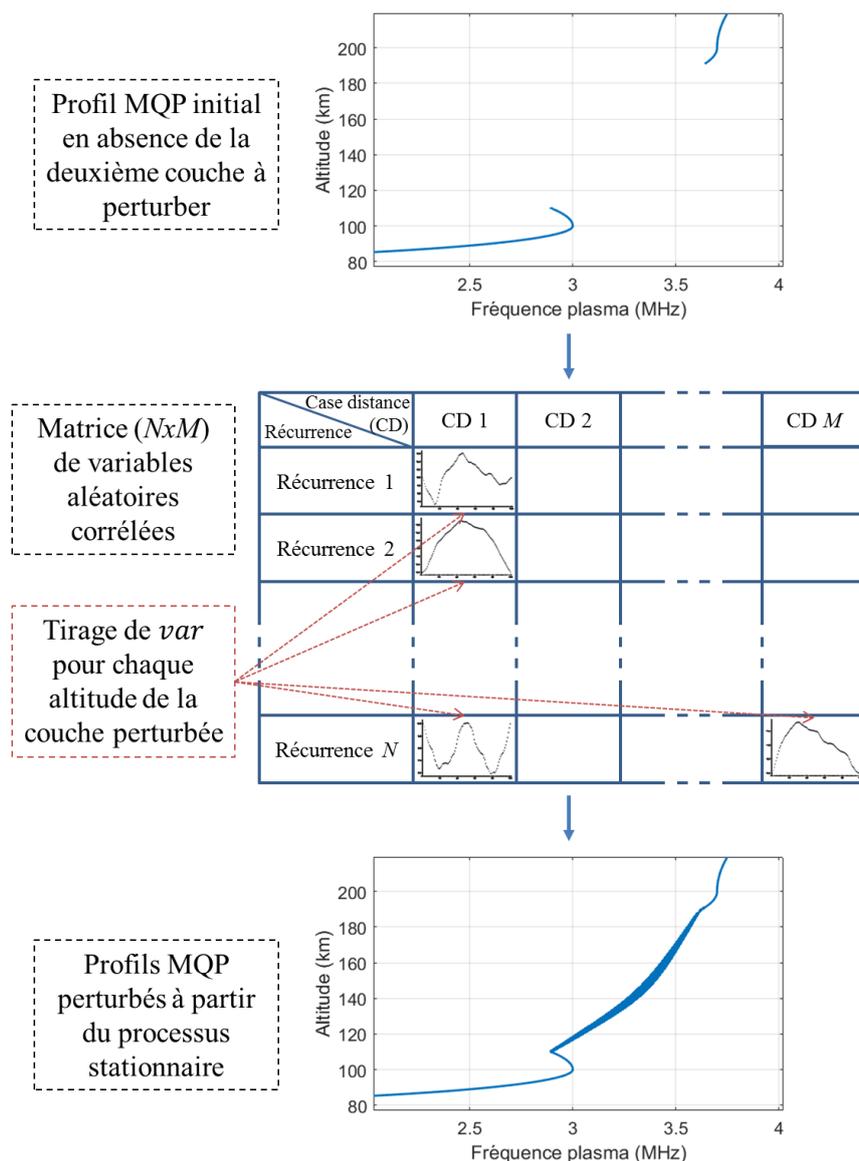


FIGURE 3.3 – Principe de la méthode par variables aléatoires corrélées.

La variable est donc ajoutée à la couche en temps longs, sur les N_{tir} réalisations de la densité électronique, et à la couche en temps courts, sur les M cases distance. Pour effectuer le calcul de var , nous avons choisi $valMin = 0$, $valMax = 2valMean$ avec $valMean = 0.0015f_p$. Cette valeur a été déterminée après plusieurs essais afin d'obtenir une couche dont la densité varie conformément à la variation physique observée dans le cas de l'ionosphère. Ainsi, une matrice $N_{tir} \times M$ de valeurs de var , corrélées entre elles, est créée.

Enfin, pour estimer la variation en décalage Doppler et en distance, nous avons tracé l'étalement Doppler-distance, figure 3.4. Pour ce faire, nous avons fixé $N_{tir} = 3000$ réalisations et $M = 60$ cases distance différentes. La durée d'une récurrence est égale à 20 ms.

La cohérence de l'ionosphère persiste pendant quelques dizaines de millisecondes [36]. L'étalement Doppler de 10 Hz et l'étalement de distance de 14 km environ, figure 3.4, sont proches des valeurs des étalements réels observés dans une image radar d'un fouillis provoqué par un météore dans l'ionosphère. Ces résultats restent à améliorer pour simuler un fouillis plus focalisé en distance ou en Doppler.

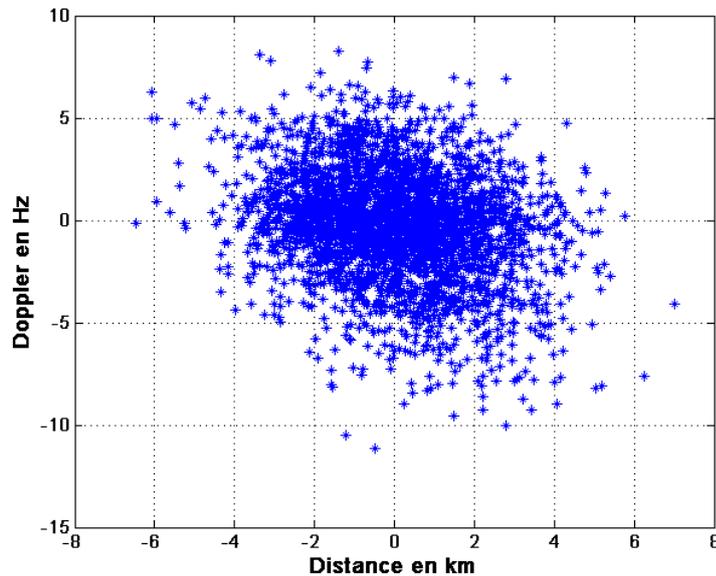


FIGURE 3.4 – Étalement Doppler-distance.

Le problème initial rencontré est celui de la grande variation de la fréquence Doppler. Il a été partiellement résolu avec cette dernière méthode de génération de profils. En revanche, l'approche considérée repose sur un modèle aléatoire gaussien qui n'est pas forcément significatif de la variation physique de la densité électronique de couches stratifiées de l'ionosphère en fonction de l'altitude. C'est un modèle arbitraire conçu par tâtonnement afin d'avoir une variation de 1.2 fois la valeur de la fréquence plasma du profil initial et un raccordement aux deux extrémités de la couche. La variation de 1.2 fois est déduite par rapport à l'étalement Doppler et distance observé sur les images radars mesurées.

De plus, les résultats obtenus sont plutôt caractéristiques de la détection de cibles rapides, comme des météores. Il est donc nécessaire d'élaborer d'autres méthodes de génération de perturbations ionosphériques aboutissant à des dispersions Doppler proches de celles observées sur les images radars réelles pour d'autres types d'irrégularités.

Par ailleurs, à partir de ce type d'approche comportementale, nous devrions être capables de proposer des modèles représentant les effets des irrégularités ionosphériques sur le traitement radar. D'ailleurs, ces effets n'ont, jusqu'à présent, été présentés que dans

le cas des communication HF [53], voir la figure 1.17 [7].

3.2 Variation des paramètres de la fonction définissant le profil ionosphérique de Booker

Pour remédier au problème de discontinuité des profils de densité rencontré avec l'approche précédente et ses variantes, nous allons utiliser un profil continu de l'ionosphère tel que proposé par Booker. Pour cela, nous allons procéder à la génération de profils de densité ionosphérique en faisant varier aléatoirement les paramètres constitutifs de ce modèle. D'abord, nous allons faire varier les coordonnées des points d'inflexion du profil en conservant la particularité de continuité du profil. Ensuite, nous allons décomposer le profil en plusieurs couches selon les altitudes.

3.2.1 Distribution de la densité électronique de l'ionosphère suivant une loi log-normale à une altitude donnée

Comme on l'a déjà expliqué dans le premier chapitre, Garner [58] fait l'hypothèse, qu'il justifie à partir de données expérimentales collectées à haute altitude (autour de 800 km), que la variation de la densité électronique de l'ionosphère suit en réalité une loi log-normale à une altitude donnée. De ce fait, les variables que nous allons modifier pour perturber le profil ionosphérique, générées aléatoirement, vont conduire à des fluctuations de densité obéissant à une loi proche d'une loi log-normale à 3 paramètres [79] (voir Annexe A.).

Rappelons d'abord l'expression du profil proposé par Booker (1.11) :

$$\log_{10}N = \log_{10}N_0 + A_{01}(z - z_0) + \sum_{n=1}^m (A_{n,n+1} - A_{n-1,n}) \times [f(z - z_n, B_n) - f(z_0 - z_n, B_n)]$$

avec

$$f(z, B) = B^{-1} \ln(1 + e^{Bz})$$

z_i (km)	62.5	82.5	84	100	120	200	250	750
A_i	0.001	1.3	0.03125	-0.01	0.005	0.026	-0.005	-0.0005
B_i (km ⁻¹)	0.5	2	1.5	0.2	0.2	0.16	0.05	0.003

TABLEAU 3.1 – Valeurs de référence des paramètres z_i , A_i et B_i du profil du jour de Booker

Le profil de référence N_0 est réalisé grâce aux valeurs moyennes des paramètres du modèle données par Booker et indiquées dans le tableau 3.1. Les altitudes sont données en kilomètres, par le vecteur z_i , les pentes aux points d'inflexion sont données par le vecteur A_i et finalement les réciproques des échelles de lissage sont données par B_i .

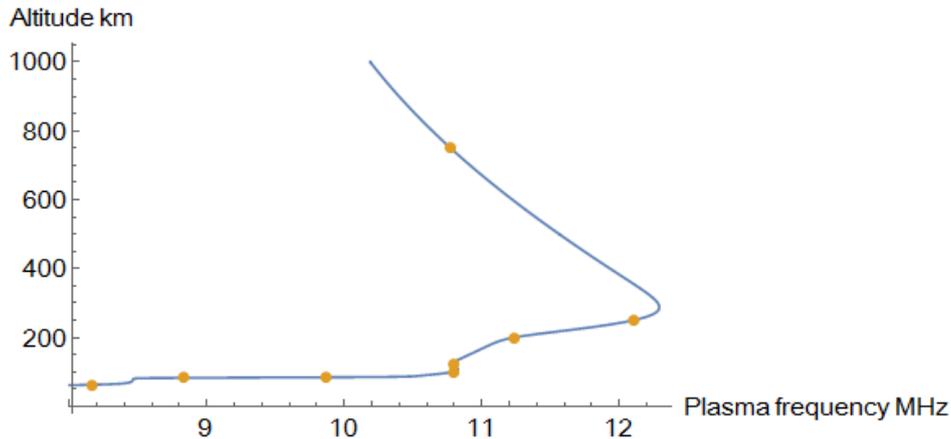


FIGURE 3.5 – Profil du jour de Booker pour les valeurs de référence des paramètres.

Il faut noter que le profil de référence de Booker, figurant sur la figure 3.5, couvre des altitudes jusqu'à 1000 km, mais dans le cas de l'application aux radars HF, nous nous intéressons aux altitudes basses et moyennes, allant de 80 km jusqu'à 300 km, de la couche D à la couche F2.

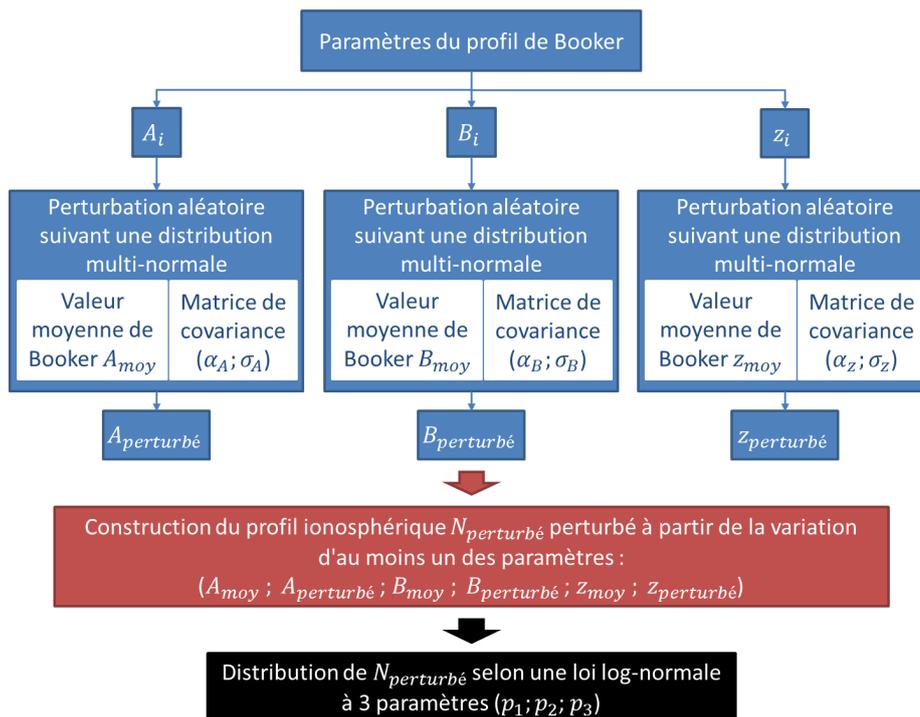


FIGURE 3.6 – Schéma bloc du principe de création des profils continus perturbés dont la densité électronique suit une loi log-normale.

La variation appliquée sur chaque famille de paramètres, (A_i), (B_i), ou (z_i), suit une distribution multi-normale de façon à corrélérer entre elles les valeurs aléatoires des paramètres d'un même type à l'aide d'une fonction de covariance prédéfinie. Le schéma bloc de la figure 3.6 montre la procédure de création des profils en suivant cette méthode. Pour définir la distribution multi-normale, nous aurons besoin d'attribuer des valeurs

moyennes aux paramètres rendus aléatoires et de définir leur matrice de covariance. Les valeurs moyennes choisies pour les coefficients (A_i, B_i, z_i) sont les valeurs des coefficients de référence proposés par Booker. La matrice de covariance, utilisée dans la distribution multi-normale, est définie à partir d'une fonction de covariance exponentielle décroissante avec des valeurs de coefficients d'atténuation respectifs ($\alpha_A, \alpha_B, \alpha_z$) et des variances attribuées à chaque famille de paramètres ($\sigma_A^2, \sigma_B^2, \sigma_z^2$).

Afin de pouvoir visualiser l'effet apporté par chaque paramètre rendu aléatoire sur l'allure du profil, nous avons tracé des réalisations de profils perturbés, pour ces différents paramètres. Dans la suite, nous allons fixer deux familles de paramètres à leurs valeurs moyennes prises égales aux valeurs initiales définies par Booker (par exemple, pour le premier cas, les (A_i, B_i)), et nous allons faire varier aléatoirement les valeurs de la famille restante (dans ce premier cas, les (z_i)).

Variation appliquée sur z_i

Les variations présentées d'abord, sont celles appliquées sur les altitudes z_i . Nous considérons un coefficient d'atténuation de corrélation $\alpha_z = 0.5 \text{ km}^{-1}$ et un écart-type de $\sigma_z = 100 \text{ m}$. À partir de ces paramètres, nous avons construit la matrice de covariance correspondante. Nous appliquons ensuite la distribution multi-normale, faisant fluctuer les 8 altitudes de références du profil de jour de Booker.

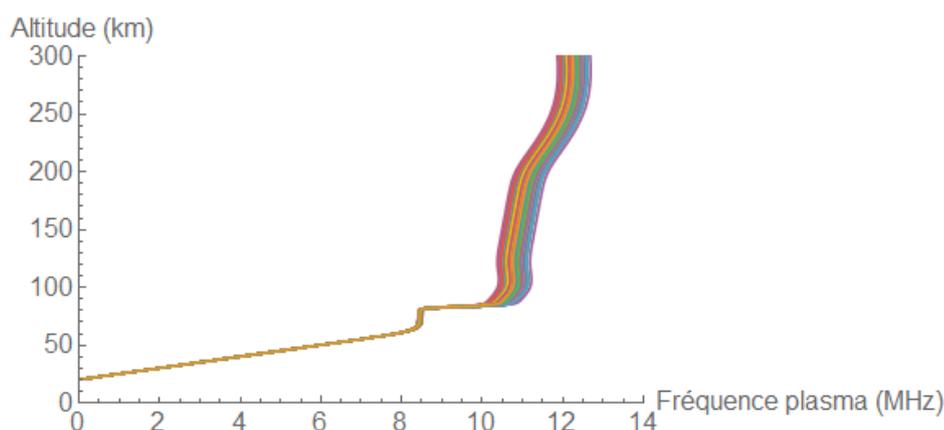


FIGURE 3.7 – Représentation de 512 profils ionosphériques perturbés aléatoirement selon une loi multi-normale appliquée sur les altitudes d'une couche de profil.

La figure 3.7 représente 512 profils modifiés aléatoirement selon la loi multi-normale appliquée sur les altitudes. Chaque profil fluctue en sa totalité et nous observons que ces variations apportent beaucoup plus de perturbations en hautes altitudes qu'en basses altitudes. Le temps d'intégration du radar est calculé en considérant une durée de 10 ms par récurrence. L'étalement en fréquence plasma entre les profils, à une altitude donnée (200 km), est de 6% par rapport au profil moyen pour une durée de 51 secondes.

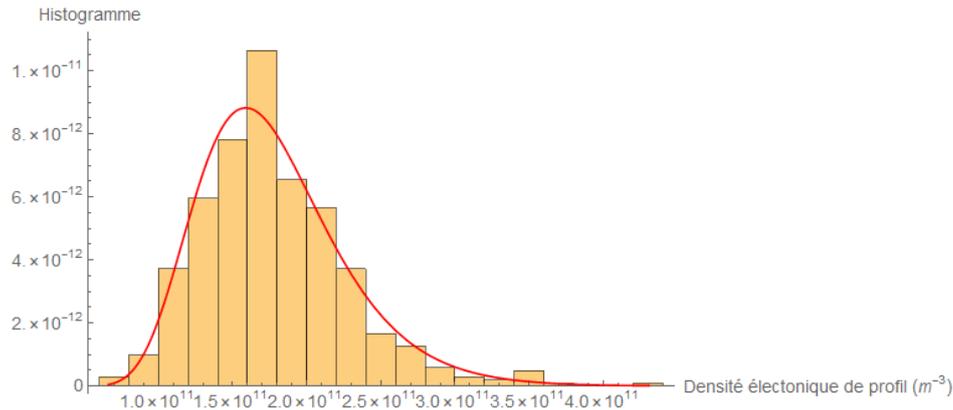


FIGURE 3.8 – La densité électronique résultante gouvernée par une loi log-normale.

La figure 3.8 représente un histogramme à l'altitude de 200 km des 512 valeurs de densité électronique résultant des profils calculés précédemment. Nous constatons que l'histogramme semble bien gouverné par une loi log-normale [58]. Cette constatation est vérifiée ci-après.

Distribution log-normale à trois paramètres La loi log-normale a été validée dans [80] comme représentative des fluctuations ionosphériques de la densité à une altitude, une latitude, une saison et une heure données. Par ailleurs, les altitudes étudiées sont plus élevées que celles qui nous concernent ici pour la propagation des ondes aux fréquences HF.

Les paramètres de cette loi sont calculés à partir de la loi log-normale à 3 paramètres (distribution de Johnson, voir annexe A). Avec Mathematica nous estimons les paramètres de cette distribution log-normale à 2 ou 3 paramètres. Pour obtenir cela, nous avons utilisé une fonction de ce logiciel permettant de trouver une densité de probabilité appropriée et d'en estimer les paramètres à partir de données numériques, par la méthode du maximum de vraisemblance.

Les paramètres de la distribution de Johnson sont donc : $p_1 = -93.34$; $p_2 = 3.61$ et $p_3 = 1.76 \times 10^9 \text{ m}^{-3}$. Le test de Kolmogorov comparant cette distribution de Johnson à celle des données de densité électronique à une altitude donnée est égal à 0.9 donc plutôt satisfaisante. Cela valide la loi adoptée pour caractériser la dispersion de la densité électronique à une altitude donnée. Cet exemple correspond bien à un état possible de l'ionosphère.

Variation appliquée sur A_j

Nous considérons, maintenant, les variations appliquées sur les coefficients des pentes aux points d'inflexion A_j . Pour cela, la matrice de covariance a été calculée à partir d'un

coefficient d'atténuation de corrélation $\alpha_A = 0.5$ m et d'un écart type de $\sigma_A = 10^{-5} \text{ m}^{-1}$. La matrice de covariance est appliquée de la même manière sur les A_i que sur les z_i . Les valeurs moyennes sont à nouveau choisies égales aux coefficients de Booker. Nous appliquons ensuite, la distribution multi-normale pour faire varier les 8 points d'inflexion du profil de jour de Booker.

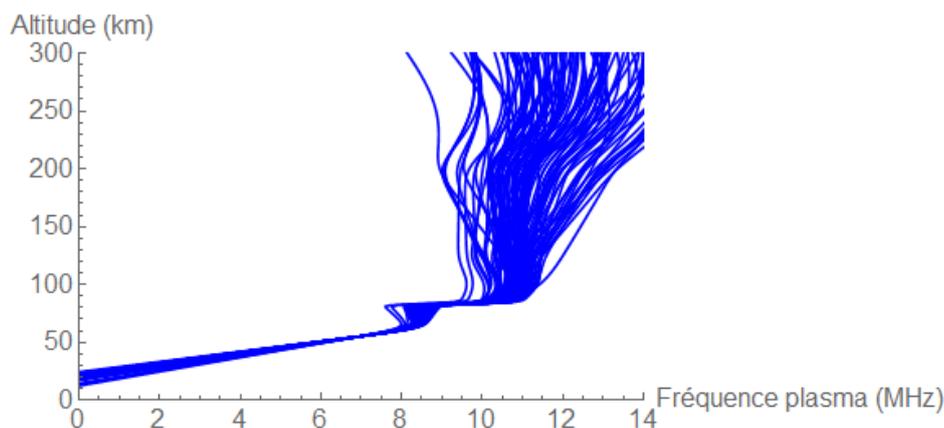


FIGURE 3.9 – 100 profils ionosphériques perturbés selon une loi multi-normale appliquée sur A_i .

La figure 3.9 représente 100 profils modifiés aléatoirement selon cette loi multi-normale appliquée aux A_i . L'application des perturbations aux A_i est plus délicate à affiner qu'avec les z_i . En effet, comme le montre la figure 3.9, les profils sont davantage dispersés, ce qui pourrait conduire à des décalages Doppler excessifs dans l'image radar. Nous avons tracé l'histogramme pour obtenir la distribution de la densité électronique à une altitude donnée.

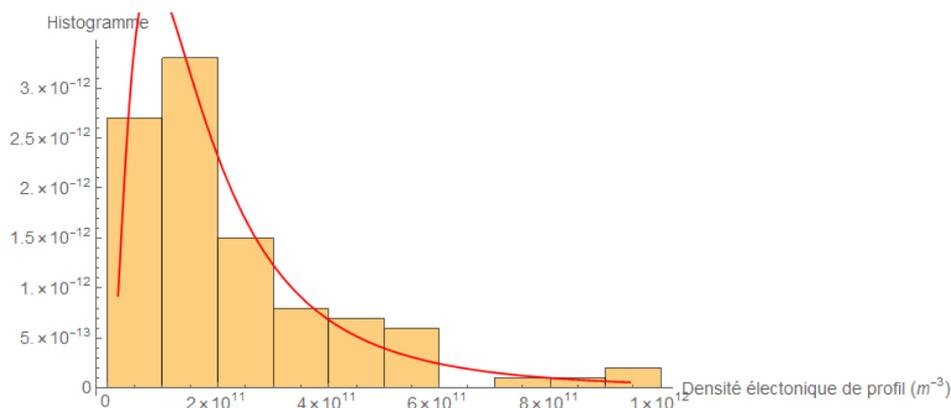


FIGURE 3.10 – La densité électronique résultante gouvernée par une loi log-normale.

La figure 3.10 représente un histogramme à l'altitude de 200 km des 100 valeurs de densité électronique résultant des profils calculés précédemment. Nous constatons que, comme dans le cas des variations des z_i , l'histogramme semble bien gouverné par une loi log-normale [58].

Distribution log-normale à trois paramètres Comme dans le calcul précédent, nous essayons de déterminer les paramètres de la loi log-normale pouvant décrire la distribution de la densité électronique à une altitude donnée (ici, 200 km). Ainsi, les paramètres de la loi log-normale à 3 paramètres prennent les valeurs suivantes : $p_1 = -30.6046$; $p_2 = 1.18495$ et $p_3 = 7.55757 \times 10^8 \text{ m}^{-3}$. Le test de Kolmogorov correspondant est égal à 0.87. Le test est légèrement moins bon que dans le cas de la variation des z_i . Cette méthode valide que l'application d'une variation sur les pentes des points d'inflexion des profils génèrent des profils perturbés gouvernés par la loi log-normale [58]. Pourtant, la variation de l'allure du profil ionosphérique ainsi que la grande dispersion entre chaque récurrence, écartent la possibilité de faire varier ce paramètre. En effet, pour une même altitude, le profil change arbitrairement de pente et la fréquence plasma a une variation supérieure à 20% de la valeur du profil moyen.

Variation appliquée sur B_i

Le dernier cas à étudier est celui où l'on fait varier les paramètres B_i . Les paramètres de la matrice de covariance correspondante sont $\alpha_B = 0.5 \text{ m}$ et $\sigma_B = 0.0005 \text{ m}^{-1}$. Au-delà de ces valeurs, les profils deviennent trop dispersés par rapport à la variation des profils acceptable pour avoir un étalement Doppler distance similaire à celui mesuré sur les images radars réelles. Les valeurs moyennes sont données par les coefficients de référence de Booker de B_i . Nous appliquons ensuite, la distribution multi-normale faisant fluctuer les 8 tangentes inverses aux points d'inflexion du profil de jour de Booker.

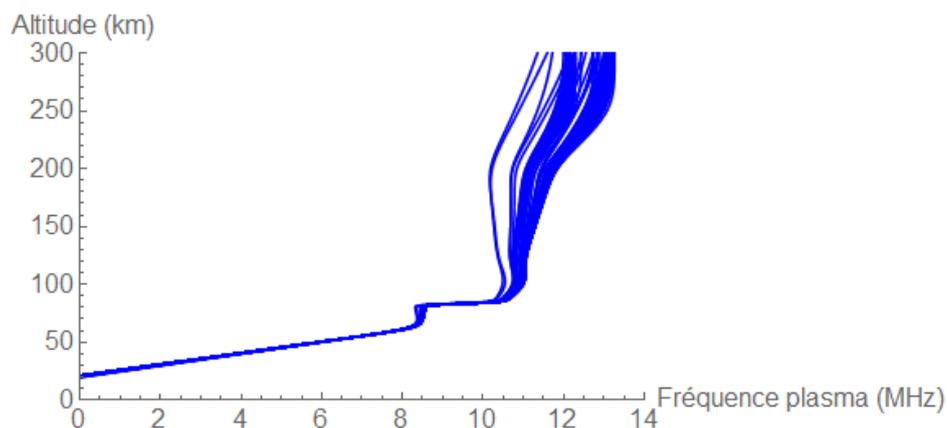


FIGURE 3.11 – 100 profils ionosphériques perturbés selon une loi multi-normale appliquée sur B_i .

La figure 3.11 représente 100 profils modifiés aléatoirement selon une loi multi-normale appliquée sur les tangentes inverses aux points d'inflexions B_i . Nous constatons que les fluctuations des paramètres B_i affectent plus les hautes altitudes que les basses altitudes.

La figure 3.12 représente un histogramme à l'altitude de 200 km des 100 valeurs de densité électronique résultantes des profils calculés précédemment. Nous constatons que

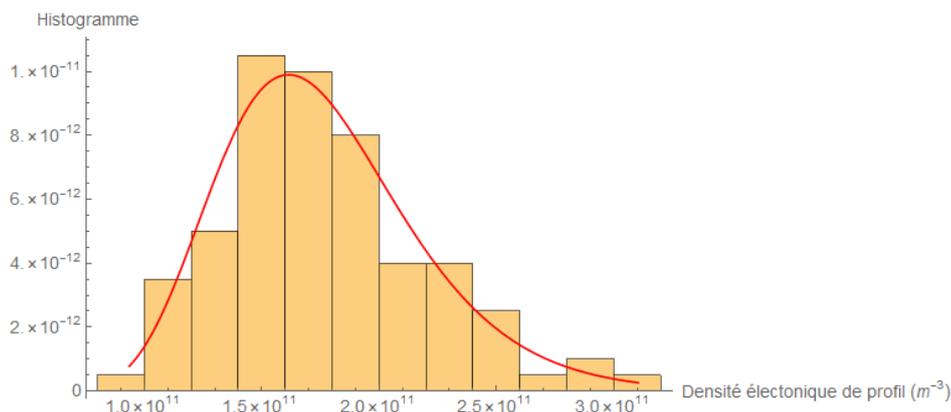


FIGURE 3.12 – La densité électronique résultante gouvernée par une loi log-normale.

l'histogramme semble encore bien gouverné par une loi log-normale.

Distribution log-normale à trois paramètres Le calcul des paramètres de la loi log-normale à 3 paramètres conduit aux valeurs suivantes : $p_1 = -106.172$; $p_2 = 4.10537$ et $p_3 = 8.11875 \times 10^8 \text{ m}^{-3}$. Le test de Kolmogorov est égal à 0.972. Ce dernier étant très proche de 1, la distribution peut être bien gouvernée par cette loi comme l'indique [58]. En revanche, en revenant sur la dispersion entre les profils de la figure 3.11, nous remarquons que la perturbation ajoutée entraîne des profils perturbés uniquement en hautes altitudes. En plus, la variation du paramètre B_i entraîne une dispersion arbitraire de profils beaucoup plus importante en haute altitude qu'en basse altitude.

Pour conclure, la variation des paramètres z_i selon une loi multi-normale a été choisie pour générer une densité électronique de l'ionosphère gouvernée par une loi log-normale à une altitude donnée. En effet, le test de Kolmogorov ainsi que la distribution des profils obtenus nous y incitent. Cette approche semble permettre de reproduire un comportement plus physique de l'ionosphère que celle basée sur le modèle MQP.

En revanche, deux problèmes restent à régler. Le premier est encore celui d'une grande dispersion du décalage Doppler, due à la non-corrélation des profils entre les récurrences, de l'ordre de milliers de Hz. Le second problème est celui de la variation de la densité électronique trop marquée pour les hautes altitudes par rapport à celle obtenue pour les basses altitudes.

3.2.2 Méthode de réduction des étalements Doppler

Pour remédier au premier problème soulevé, nous avons supposé que la densité électronique de l'ionosphère ne peut évoluer que d'une manière progressive dans le temps, sans variation brutale d'une récurrence à la suivante.

Pour cela, nous allons procéder à un tri des profils générés aléatoirement, par ordre croissant de leur distance de corrélation. En effet, jusqu'à présent, les profils ont été générés aléatoirement, récurrence après récurrence, sans précaution particulière à partir du même profil de référence. Alors que pour un tirage donné, on applique une fonction de corrélation aux coefficients de Booker, il n'y a pas de corrélation entre jeux de coefficients d'un profil généré à l'autre. Il en résulte des variations de densité pouvant être très importantes d'une récurrence à l'autre. Pour réduire ces variations, un coefficient global de corrélation a été calculé entre chaque réalisation de profil et le profil de jour (profil non perturbé, qu'on peut appeler profil moyen) de Booker [3], voir figure 3.5. Ce coefficient est la distance de corrélation entre le profil de référence et les autres. La distance de corrélation entre deux profils $(u_k) = N_1(z_k)$ et $(v_k) = N_2(z_k)$ est calculée pour l altitudes (z_k) suivant la relation [81] :

$$d((u_k), (v_k)) = 1 - \frac{\sum_{k=1}^l (u_k - \bar{u})(v_k - \bar{v})}{\sqrt{\sum_{k=1}^l (u_k - \bar{u})^2 \sum_{k=1}^l (v_k - \bar{v})^2}} \quad (3.2)$$

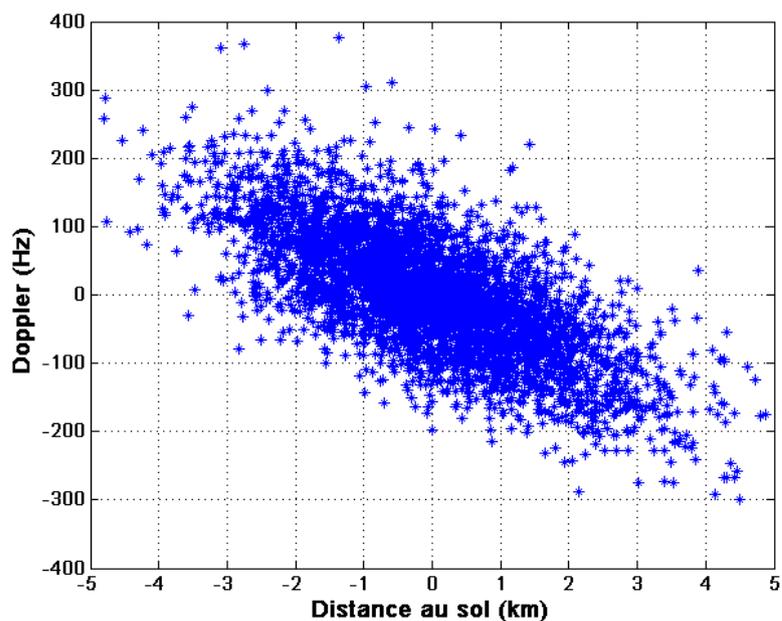
N_1, N_2 étant le premier profil et le second profil, respectivement et les z_k sont les altitudes à un point k , quelconque de la courbe du profil ionosphérique. \bar{u} et \bar{v} sont les valeurs moyennes des profils N_1 et N_2 , respectivement.

Le critère choisi pour le tri des profils est donc celui de la distance de corrélation à un profil moyen $(u_k) = N_{moy}(z_k)$. Les profils (v_k) sont classés par valeurs croissantes de la distance de corrélation $d((u_k), (v_k))$.

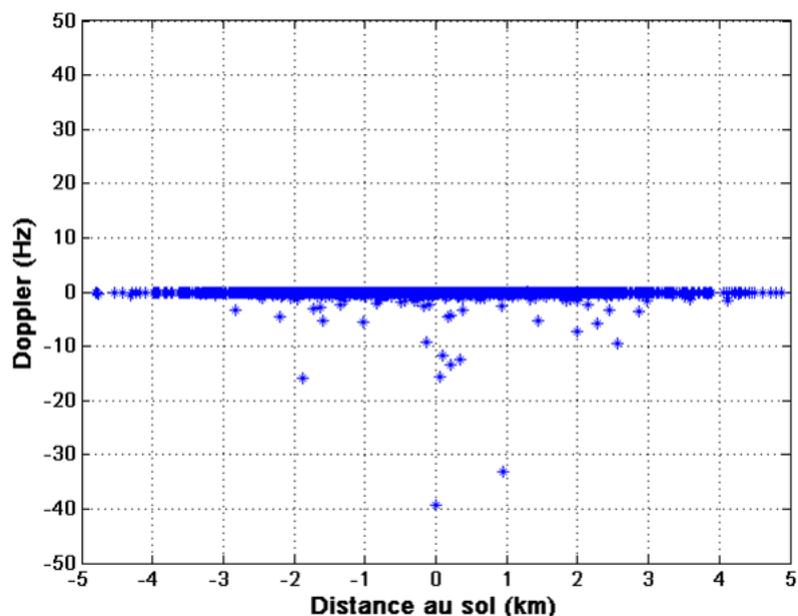
À titre d'exemple, nous avons choisi de travailler sur le cas d'une perturbation des altitudes z_i définies par Booker (paragraphe 1.1). Le cas présenté correspond aux profils de la figure 3.7. Changer l'ordre d'apparition des profils, par le tri, ne modifie donc pas la distribution de la densité électronique à une altitude donnée (mêmes histogrammes). Il en résulte une distribution de la densité électronique des profils triés toujours gouvernée par une loi log-normale à 3 paramètres. Ce résultat est validé par le test de Kolmogorov qui est égal à 0.9. Les paramètres trouvés de la loi log-normale restent exactement les mêmes que pour le cas des profils non classés.

Par la suite, le nombre de profils calculés a été augmenté à 4096 de façon à avoir une meilleure visualisation des étalements et un temps d'observation plus long. Ensuite, nous avons estimé l'effet des étalements Doppler en fonction de la distance, avant et après le tri des profils.

Les étalements Doppler et distance obtenus, avant le tri des profils, sont présentés figure 3.13a. Pour les 4096 réalisations, nous obtenons un étalement apparent de 10 km environ en distance et un étalement de 600 Hz en Doppler. L'étalement en distance dans



(a) Avant le tri des profils.



(b) Après le tri des profils.

FIGURE 3.13 – Étalements Doppler et distance au sol sans (a) et avec (b) tri des profils suivant la distance de corrélation.

ce cas est acceptable étant donné qu'au niveau des images radars cet étalement peut être observé, figure 5. Par contre, l'étalement Doppler de 600 Hz est trop important par rapport à celui mesuré sur les images radars, de l'ordre de quelques Hz. Pour cela, en classant les profils par ordre de distance de corrélation croissante, les étalements sont réduits à 5 km environ en distance et un étalement de moins de 5 Hz en Doppler, figure 3.13b. Ces étalements peuvent être mieux comparés aux cas des étalements Doppler-distance ob-

servés sur les images radars réelles.

En conclusion, à partir du tri des profils, nous sommes parvenus à avoir un décalage Doppler réduit. Mais cette méthode n'est finalement pas justifiable considérant la physique de variation de l'ionosphère, étant donné que la variation de la densité électronique de l'ionosphère n'a pas de raison d'être monotone dans le temps. En plus, à la suite du tri nous avons obtenu que des valeurs négatives (ou positives selon l'ordre de classement) du Doppler ce qui n'est non plus justifiable du point de vue du radar.

3.2.3 Partition des coefficients des points d'inflexions suivant trois zones d'altitude : basse, moyenne et haute altitude

Dans l'étude précédente, nous avons constaté que les profils de l'ionosphère, résultant d'un tirage aléatoire des paramètres du modèle de Booker, varient beaucoup plus aux hautes altitudes qu'aux basses et moyennes altitudes. Pour remédier à cela, dans cette partie, nous avons choisi de scinder les profils de densité électronique de l'ionosphère en trois parties suivant trois groupes d'altitudes : basses, moyennes et hautes. De cette manière, nous espérons être capables d'ajuster l'amplitude des variations dans chacune des parties pour obtenir des fluctuations globales de profil qui soient mieux réparties en fonction de l'altitude. Il s'agit, donc, de réduire l'amplitude des variations aux hautes altitudes et de l'augmenter aux basses altitudes.

Le profil est à présent scindé selon l'altitude z_i en trois parties : la partie (I) représente la partie basse de l'ionosphère, la partie (II) les altitudes moyennes de l'ionosphère et la partie (III) les hautes altitudes. Pour le profil de jour de Booker, le nombre de points d'inflexion de référence m est égal à 8 points. Quantitativement, on attribue les deux premières altitudes de référence à la partie (I), 62.5 km et 82.5 km, la partie (II) est associée à un seul point qui est à l'altitude 84 km et la partie haute rassemble le reste des points allant de 100 km jusqu'à 250 km. Pour l'application qui nous intéresse, la réflexion des ondes HF ne s'effectuant pas à des altitudes plus élevées.

On définit à nouveau des distributions multi-normales pour faire varier les valeurs des paramètres z_i du modèle de Booker, mais différentes pour chacune des parties. Le schéma bloc de la figure 3.14 illustre la procédure suivie.

Ainsi, nous allons faire varier les altitudes de références de Booker, tout en gardant les valeurs de A_i et de B_i constantes. Les coefficients d'atténuation des fonctions de covariance des trois parties sont choisis de manière à réduire les variations en hautes altitudes et augmenter les variations en basses altitudes. Pour cela nous fixons les valeurs de α et changeons ceux de l'écart-type de la manière suivante : $\alpha_{z_I} = \alpha_{z_{II}} = \alpha_{z_{III}} = 0.5 \text{ km}^{-1}$ et les

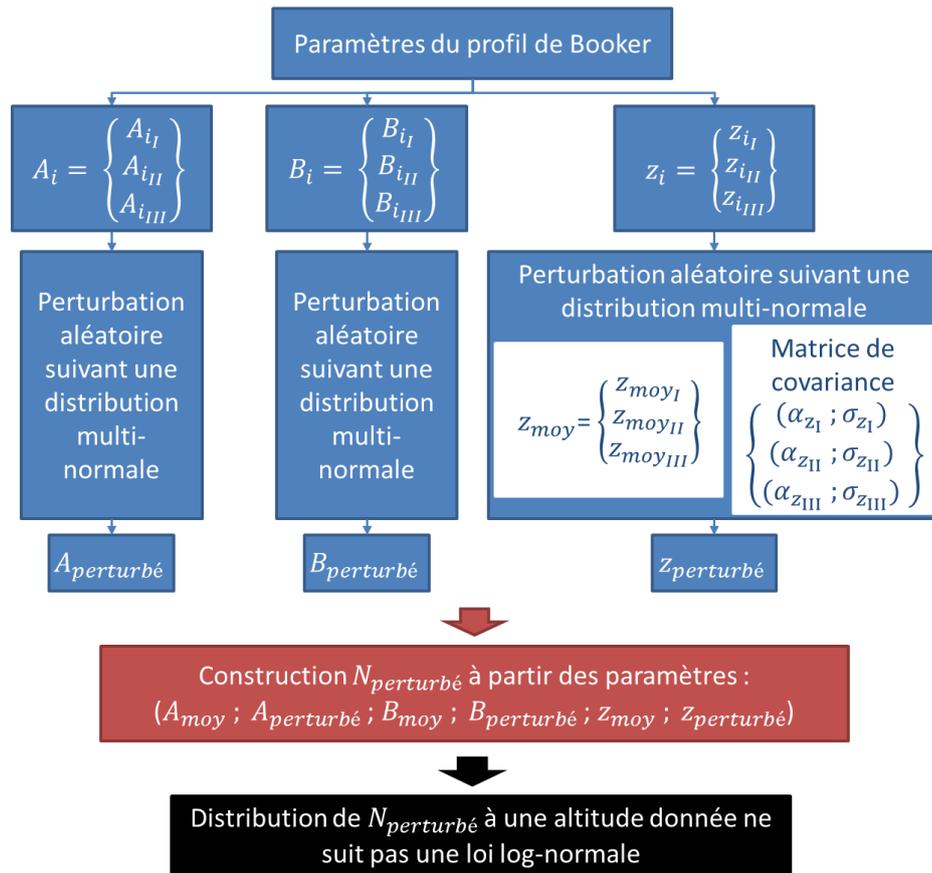


FIGURE 3.14 – Schéma bloc du principe de création des profils partitionnés perturbés.

écarts types respectifs $\sigma_{zI} = 10$ m, $\sigma_{zII} = 1$ m et $\sigma_{zIII} = 10^{-6}$ m.

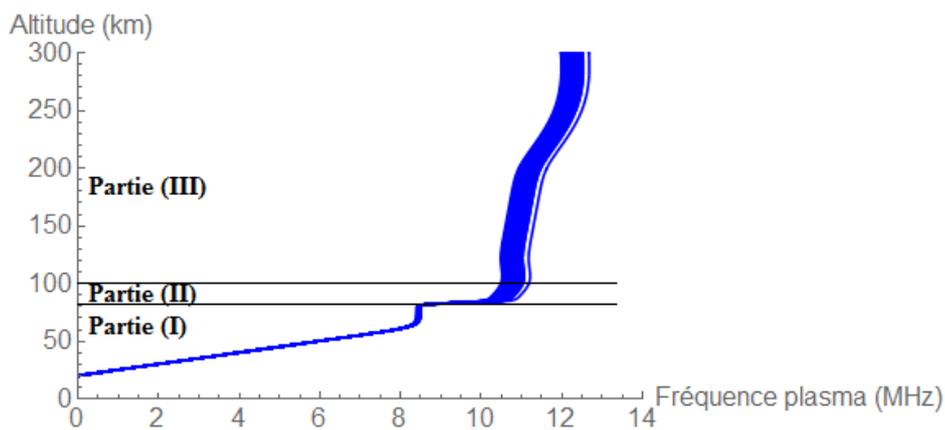


FIGURE 3.15 – 100 Profils décomposés constituant une ionosphère instable.

La figure 3.15 représente 100 profils découpés selon les 3 groupes d'altitudes et rendus aléatoires avec des matrices de covariance différentes. Sur la même figure, nous constatons qu'avec ce type de variations, nous avons réduit les grandes variations en hautes altitudes. Nous obtenons, donc, une variation plus uniforme sur l'ensemble des altitudes.

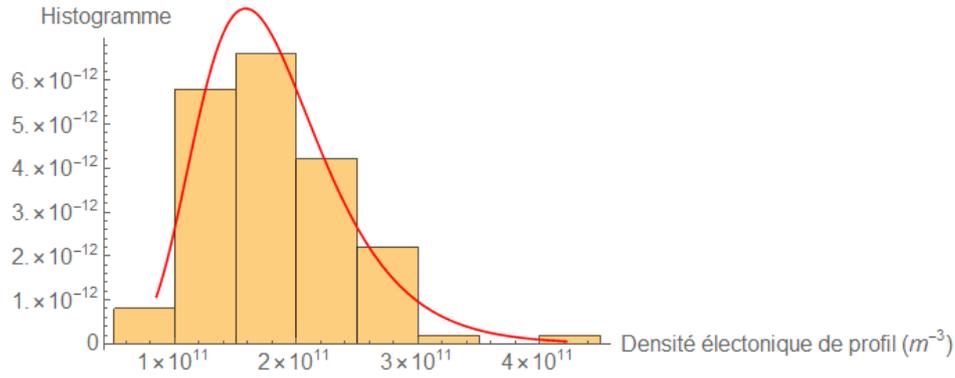


FIGURE 3.16 – Histogramme de distribution des profils à une altitude donnée de l'ionosphère

Peut-être parce que les profils de l'ionosphère sont à présent segmentés en trois parties, la distribution de la densité électronique de l'ionosphère à une altitude donnée paraît moins proche d'une log-normale. En effet, le test de Kolmogorov fournit une valeur de 0.73. La figure 3.16 représente l'histogramme de densité électronique comparé à une loi de Johnson. Nous avons fait le calcul des paramètres de la distribution de Johnson, nous obtenons : $p_1 = -86.99$, $p_2 = 3.36141$ et $p_3 = 8.08345 \times 10^8 \text{ m}^{-3}$.

3.3 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons testé l'intégration des irrégularités ionosphériques à travers une approche purement comportementale. Nous avons d'abord essayé de développer différentes variantes d'une première approche comportementale basée sur le modèle MQP dans le but d'obtenir des dispersions représentatives de celles observées sur l'image radar. Les limitations rencontrées dans toutes ces variantes semblent résulter de l'application, au profil, de perturbations aléatoires obéissant à une distribution gaussienne ajoutant des discontinuités, dont la justification physique n'est pas assurée. Elles conduisent à l'obtention de décalages excessifs de fréquence Doppler.

C'est pourquoi, nous avons exploré d'autres méthodes pour générer des profils ionosphériques perturbés. Elles sont toutes basées sur un modèle continu et à dérivée continue décrivant la densité électronique (ou la fréquence plasma) de l'ionosphère en fonction de l'altitude, le modèle de Booker.

Tout d'abord, nous avons fait varier les paramètres internes A_i, B_i, z_i du modèle de Booker en les rendant aléatoires suivant des distributions multi-normales (avec corrélation entre valeurs de paramètres d'une même famille). Les densités électroniques de l'ionosphère obtenues à une altitude donnée sont alors gouvernées par des distributions log-normales à 3 paramètres (distributions de Johnson), comme l'a justifié Garner. Puis, nous avons choisi de découper le profil en trois parties selon l'altitude, de manière à pou-

voir appliquer différentes lois de variation en fonction de celle-ci. Cette approche avait pour but d'obtenir des fluctuations réparties et contrôlées sur l'intégralité du profil ionosphérique.

Une étape de tri des profils a été présentée dans le but d'introduire une corrélation temporelle entre les profils. Ainsi, nous avons illustré les effets du tri sur les étalements Doppler et distance dans le traitement radar.

En conclusion de ce chapitre, nous pensons néanmoins possible d'améliorer encore la manière de générer les profils pour parvenir à des étalements en fréquence Doppler plus acceptables. Pour cela, dans le chapitre qui suit, nous allons traiter d'une autre méthode de variation, basée sur la connaissance d'une densité spectrale de puissance représentative de la distribution spatiale de la densité électronique des irrégularités ionosphériques.

Chapitre 4

Modèle final de fouillis ionosphérique : principes et résultats

Dans l'objectif de reproduire des images radar comparables à celles générées par un traitement sur données réelles, nous générons des profils de densité électronique à partir d'un modèle analytique comportemental de l'ionosphère. Dans ce chapitre, nous allons proposer un dernier modèle qui décrit de façon satisfaisante l'ionosphère perturbée. Deux étapes successives vont être suivies pour cela. En premier lieu, nous allons agir sur la valeur de la densité électronique de référence N_0 à l'altitude z_0 du modèle de Booker. La variation de N_0 est associée à la connaissance de sa densité spectrale de puissance, que nous appellerons ici densité spectrale de Shkarofsky [14] à la suite des travaux menés par ce chercheur sur ce sujet. Puis, nous allons limiter la variation temporelle des profils entre les récurrences, simplement par filtrage passe-bas, de manière à réduire la dispersion en décalage Doppler, problème auquel nous avons été confrontés précédemment.

La densité spectrale de puissance de Shkarofsky repose sur des résultats bien établis concernant la distribution spatiale des irrégularités ionosphériques. Par ailleurs, elle nécessite moins de choix arbitraires, sur la valeur de certains paramètres, que les méthodes mettant en œuvre les variations que nous avons précédemment appliquées aux familles de coefficients proposés initialement par Booker.

Enfin, comme dans le chapitre précédent, nous allons traiter les données brutes issues de la simulation des perturbations ionosphériques avec le traitement radar, pour synthétiser des images radars que l'on espère être comparables aux images réelles. Les analyses des résultats de ces simulations porteront d'abord sur l'image radar en tant que telle, puis ensuite sur les propriétés statistiques des densités électroniques générées ainsi que celles des étalements en Doppler et en distance du fouillis. Nous comparerons enfin une image radar synthétique ainsi obtenue à une autre, réelle, et représentant des phénomènes ionosphériques similaires.

4.1 Variations appliquées à la densité électronique

Jusqu'ici, une variation aléatoire a été appliquée directement sur les paramètres (A_i, B_i, z_i) du profil de base défini par Booker. Ici, nous appliquons une variation aléatoire sur la valeur de la densité électronique de référence N_0 du modèle de Booker à l'altitude de référence z_0 , et aussi sur celle de cette altitude de référence, pour créer des profils aléatoires de densité électronique. Les trois autres familles des paramètres (A_i, B_i, z_i) sont maintenues constantes à leurs valeurs originelles.

Dans une première étape, nous choisirons de faire varier N_0 et z_0 suivant des lois normales, puis dans une seconde étape, nous générerons des variations de N_0 à partir de la densité spectrale de puissance de Shkarofsky. Cette ultime étape devrait fournir une meilleure représentation de la variation de la densité électronique de l'ionosphère.

4.1.1 Variation aléatoire des grandeurs de référence

La variation appliquée sur N_0 et z_0 est similaire à celle utilisée précédemment, c'est-à-dire une variation selon une loi normale. Ici, les valeurs moyennes sont les constantes de référence de Booker N_0 et z_0 et les écarts types sont σ_{N_0} et σ_{z_0} , respectivement définis par :

$$\begin{aligned} \sigma_{N_0} &= k.N_0 & ; & & 0 < k < 1 \\ \sigma_{z_0} &= k'.z_0 & ; & & 0 < k' < 1 \end{aligned} \tag{4.1}$$

Après plusieurs tentatives, nous avons choisi les valeurs suivantes de $k = 0.03$ et $k' = 0.05$ de manière à avoir une variation significative entre les différents profils. Les 100 profils résultant de cette variation sont représentés sur la figure 4.1. En pratique, cette approche se traduit par une translation des profils en altitude, ce qui n'est pas surprenant, la densité de référence N_0 étant en facteur dans le modèle de Booker.

Nous rappelons l'équation de construction de profil ionosphérique donnée par Booker :

$$\log_{10}N = \log_{10}N_0 + A_{01}(z - z_0) + \sum_{n=1}^m (A_{n,n+1} - A_{n-1,n}) \times [f(z - z_n, B_n) - f(z_0 - z_n, B_n)]$$

$$\text{et } f(z, B) = B^{-1} \ln(1 + e^{Bz}).$$

où les quantités $A_{n,n+1}$ représentent les pentes du profil des $\log_{10}N$ sur l'intervalle $z_n < z < z_{n+1}$, les B_i représentent les réciproques des échelles de lissage h_i aux altitudes de transitions z_i successivement.

La distribution à une altitude donnée, ne suit plus forcément une distribution en log-

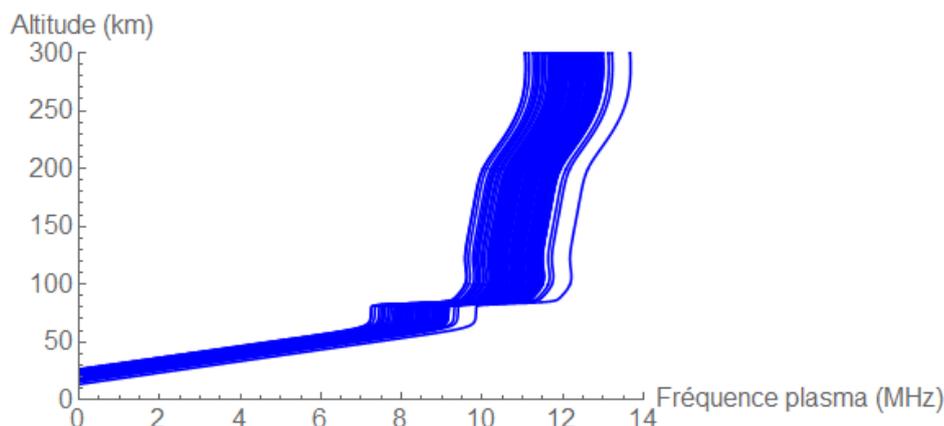


FIGURE 4.1 – 100 profils continus d'une ionosphère instable

normale, figure 4.2. La courbe de la loi log-normale dépasse la valeur maximale de l'histogramme. En effet, nous n'avons plus ici un produit de plusieurs termes aléatoires comme dans les cas des variations aléatoires des coefficients du modèle de Booker expliqués dans la deuxième partie du chapitre précédent. La distribution estimée par Mathematica dans ce cas, est une distribution de type "Weibull" à 3 paramètres.

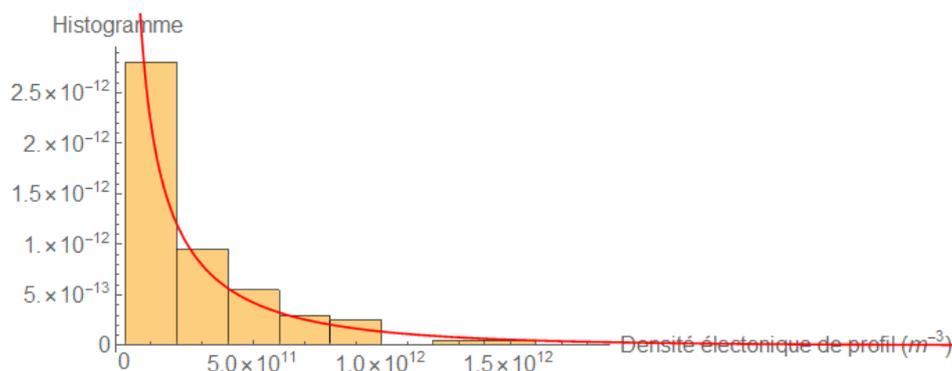


FIGURE 4.2 – Histogramme obtenu en faisant varier le point de référence d'altitude z_0

Il était assez probable qu'en faisant varier les valeurs des grandeurs de référence, la distribution de la densité électronique de l'ionosphère à une altitude donnée risquait de changer de nature, ce que l'on observe ici. Par ailleurs, cette première approche nous a servi de test pour étudier l'effet de la variation de la densité sur l'allure des profils ionosphériques. Dans ce qui suit, nous allons mettre en œuvre une autre manière de rendre la densité électronique de référence N_0 aléatoire. De plus, nous veillerons à limiter les fluctuations temporelles de la densité électronique, d'une récurrence à l'autre.

4.1.2 Génération des profils à partir de la densité spectrale de puissance de Shkarofsky

Il est maintenant bien établi qu'il est possible de caractériser la distribution spatiale des irrégularités de densité électronique de l'ionosphère à partir de leur densité spectrale

de puissance [13] [82]. Celle que nous utiliserons par la suite est la densité spectrale de puissance proposée par Shkarofsky [14], exprimée par la relation suivante :

$$\text{PSD}(\kappa) = \sigma_N^2 (\kappa_0 r_0)^{(p-3)} (r_0 \sqrt{\kappa^2 + \kappa_0^2})^{-p/2} \frac{K_{p/2} [r_0 \sqrt{\kappa^2 + \kappa_0^2}] r_0^3 (2\pi)^{3/2}}{(\kappa_0 r_0)^{(p-3)/2} K_{(p-3)/2} [\kappa_0 r_0]} \quad (4.2)$$

σ_N^2 est la variance de la densité électronique relative, p son indice spectral, $\kappa_0 = 1/l_0$ et $K_{p/2}$ la fonction de Bessel-Kelvin d'ordre $p/2$. l_0 et r_0 sont les échelles, respectivement extérieure et intérieure, de l'irrégularité ionosphérique. Ces paramètres sont représentatifs des dimensions de l'irrégularité à générer. La génération d'une réalisation d'une variable aléatoire à partir de sa densité spectrale de puissance est bien connue [83]. L'algorithme va maintenant en être rappelé et illustré dans le cas qui nous intéresse.

Soit N_{profil} le nombre de récurrences du traitement radar, et T_r la durée de chacune d'elles. Pour obtenir une séquence de N_{profil} réalisations de $N_0(i, t_r)$, nous générons d'abord un bruit blanc dont la phase varie aléatoirement selon une loi uniforme entre $-\pi$ et π .

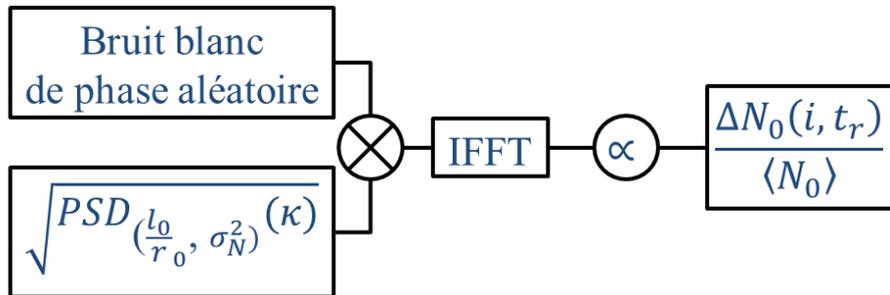


FIGURE 4.3 – Schéma bloc du principe de création des profils.

Puis ce bruit est appliqué à l'entrée d'un filtre dont la fonction de transfert est définie à l'aide de la racine carrée de la densité spectrale de puissance de Shkarofsky (4.2), significative de la répartition spatiale de la variation relative de densité électronique dans une irrégularité. De cette manière, nous générons des valeurs aléatoires de densité électronique tout en tenant compte d'une corrélation entre elles. La figure 4.3 schématise la méthode appliquée pour générer les profils par filtrage selon une fonction racine de la densité spectrale de puissance.

Les N_{profil} réalisations de la variation de densité électronique aléatoire $\frac{\Delta N_0(i, t_r)}{\langle N_0 \rangle}$ sont alors obtenues en prenant la transformée de Fourier inverse du produit de ce bruit par la fonction de transfert précédente [83]. À partir de ce calcul, nous obtenons des valeurs complexes dont la partie imaginaire est négligeable (bruit de calcul) et théoriquement

nulle. Nous ne conservons donc seulement que la partie réelle.

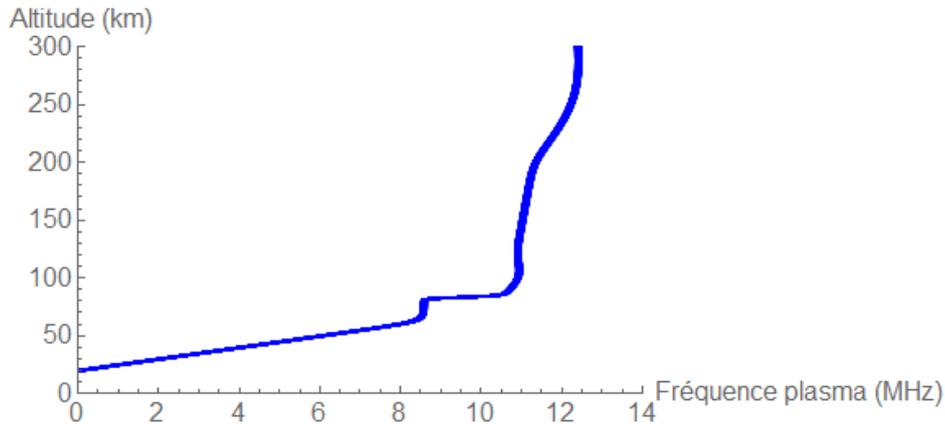


FIGURE 4.4 – 100 profils représentatifs d'une ionosphère perturbée

Les profils calculés à partir de la densité spectrale de puissance varient moins fortement que dans le cas des autres types de variation. La figure 4.4 montre 100 profils caractérisés en fréquence plasma et en altitude. Les paramètres de la PSD(k) ont ici les valeurs suivantes : $r_0 = 5$ m, $l_0 = 5$ km, $p = 11/3$ et $\sigma_N^2 = 10^{-2}$ [52].

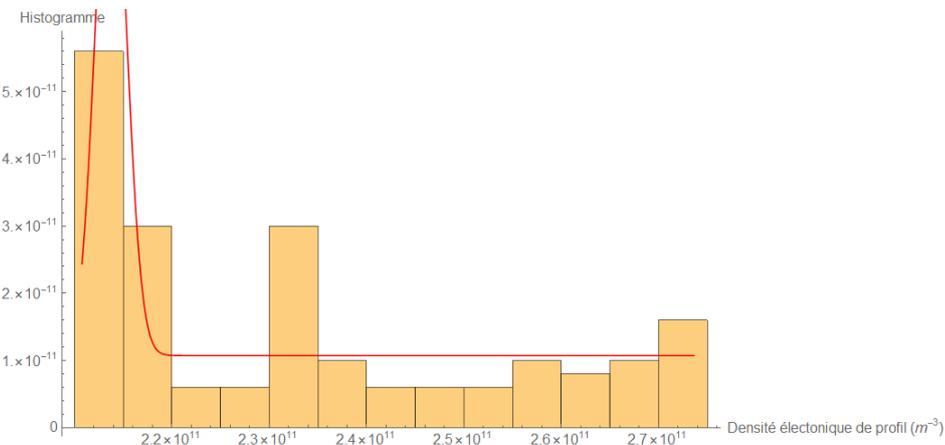


FIGURE 4.5 – Histogramme de 100 profils de densité électronique de l'ionosphère à une altitude de 200 km

Comme précédemment, nous avons effectué une coupe à 200 km en altitude et tracé l'histogramme des valeurs de la densité électronique de l'ionosphère sur la figure 4.5. Visiblement, la distribution des valeurs, obtenue avec cette approche, n'est plus gouvernée par une distribution standard. Effectivement, dans ce cas, la distribution estimée par Mathematica est une composition d'une distribution normale $\mathcal{N}(2.13718 \times 10^{11}, 1.56226 \times 10^9)$ et d'une distribution uniforme $\mathcal{U}(2.1075 \times 10^{11}, 2.73628 \times 10^{11})$. On précise qu'une distribution \mathcal{D} est notée ici sous la forme suivante : $\mathcal{D}(\mu, \sigma^2)$ où μ est la moyenne et σ^2 est la variance de la distribution trouvée.

En conclusion partielle, les techniques de création statistique de profils de densité électronique de l'ionosphère, expérimentées et présentées dans ce chapitre à partir du modèle de Booker, ont pour but de rendre compte de la répartition spatiale de la densité électronique des irrégularités ionosphériques. Cependant, les variations de cette densité électronique de l'ionosphère dépendent aussi du temps ce qu'exprime le taux de variation entre des profils successifs au cours du temps. Dans cette perspective, pour la suite nous allons tenter de restituer aussi les fluctuations temporelles de la densité électronique en limitant leur variation à l'aide d'un filtre.

4.2 Prise en compte du temps pour la réalisation des profils : aspect temporel

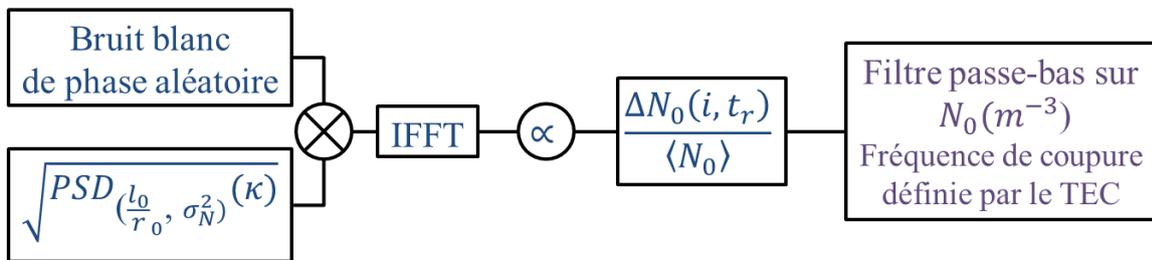


FIGURE 4.6 – Schéma bloc du principe de création des profils, avec filtrage passe-bas final.

L'ionosphère évolue en temps et en espace en fonction de différents paramètres perturbants : le vent solaire, l'activité solaire, les saisons, etc... Indépendamment de la cause de la variation des caractéristiques de l'ionosphère, nous supposons qu'elle reste stable pendant un intervalle de temps correspondant à son temps de cohérence. Ce dernier est supposé supérieur ou égal à l'intervalle entre deux récurrences successives comme supposé dans le deuxième chapitre. En appliquant cette condition supplémentaire, nous prenons en compte la variation temporelle sous la forme d'un taux de variation temporel de l'ionosphère qu'il convient de borner par filtrage temporel. En fait, en créant des perturbations selon la densité spectrale de puissance indiquée précédemment, nous avons respecté une certaine cohérence spatiale, mais nous n'avons pas pris en compte de cohérence temporelle. En effet, si nous attribuons sans précaution à des récurrences successives des profils générés aléatoirement par les différentes approches envisagées, à une altitude donnée, les variations temporelles de la densité électronique se sont pas limitées et risquent de conduire à des valeurs d'étalement Doppler excessives. Le schéma bloc de la figure 4.6 représente la simulation complète achevée en ajoutant le filtrage temporel.

La méthode adoptée conduit à limiter le spectre fréquentiel de la densité de référence simplement à l'aide d'un filtrage passe-bas. En effet, la densité électronique de l'iono-

sphère varie globalement en fonction de la position géographique, de la saison, des variations ionosphériques journalières, de l'activité géomagnétique, des radiations solaires et des processus de transport de particules (électronique et ionique), d'une région à l'autre. La densité électronique est caractérisée par des spectres fréquentiels qui peuvent être mesurés soit par le CET [84] (par l'intermédiaire des satellites GPS), soit par sondage vertical [85]. Ici, nous allons supposer que l'on peut appliquer les mêmes caractéristiques mesurées par le CET aux irrégularités ionosphérique.

Par conséquent, le filtre est défini par sa fréquence de coupure, qui sera celle du spectre du CET.

Pour simplifier, nous faisons l'hypothèse d'une séparation des variables temps et espace dans le CET, ce qui revient à supposer que le spectre du CET est aussi celui de la densité électronique locale :

$$\widehat{\text{CET}}(f) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{h_{\max}} N_e(t, h) dh e^{i2\pi f t} dt \quad (4.3)$$

nous supposons que si

$$N_e(t, h) = f(t)N(h) \quad (4.4)$$

alors :

$$\text{CET}(t) = \int_0^{h_{\max}} N_e(t, h) dh = f(t) \int_0^{h_{\max}} N(h) dh = \alpha f(t) \quad (4.5)$$

D'après cette supposition, $f(t)$ représente le comportement de la densité électronique locale en fonction du temps. [86].

Dans la figure 4.7, nous avons représenté deux exemples de variation de l'amplitude de la densité spectrale en fonction de la fréquence. Nous remarquons que la courbe présente un changement de pente. La fréquence critique f_{TEC} , utilisée pour notre filtre, est déduite du point de changement de pente. À partir de la figure 4.7 nous pouvons tirer une fréquence de 0.09 Hz pour le graphe de gauche, par contre pour le cas du graphe de droite, les changements de pentes sont atteints pour les fréquences de 0.07 Hz et de 0.42 Hz.

Dans le but d'illustrer les effets de ce filtrage temporel, nous allons prendre le cas d'une génération de la densité électronique de référence à partir de la densité spectrale de puissance de Shkarofsky.

La figure 4.8 représente les valeurs de densité électronique de l'ionosphère N_0 en fonction des numéros des profils réalisés, donc du temps (une récurrence = un profil). Les paramètres de $\text{PSD}(k)$ sont : $r_0 = 5$ m, $l_0 = 7$ km, $p = 11/3$ et $\sigma_N^2 = 10^{-2}$. Les fréquences de coupure du CET considérées dans ce cas sont celles figurant dans la littérature. La courbe noire représente la variation de la densité électronique sans filtrage. Les autres courbes

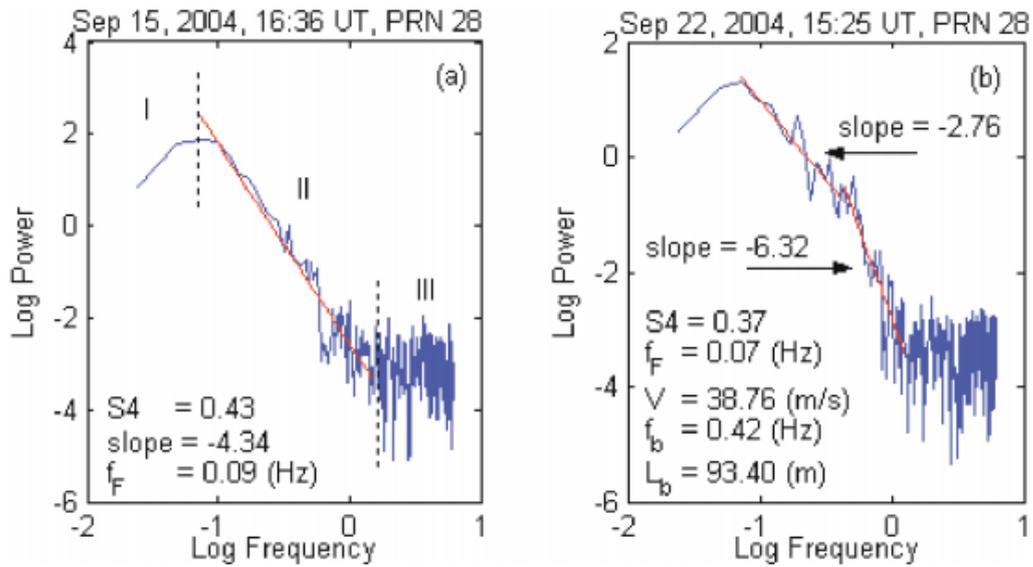


FIGURE 4.7 – Exemples de variation de l'amplitude de la densité spectrale de puissance de l'irrégularité en fonction de la fréquence [9].

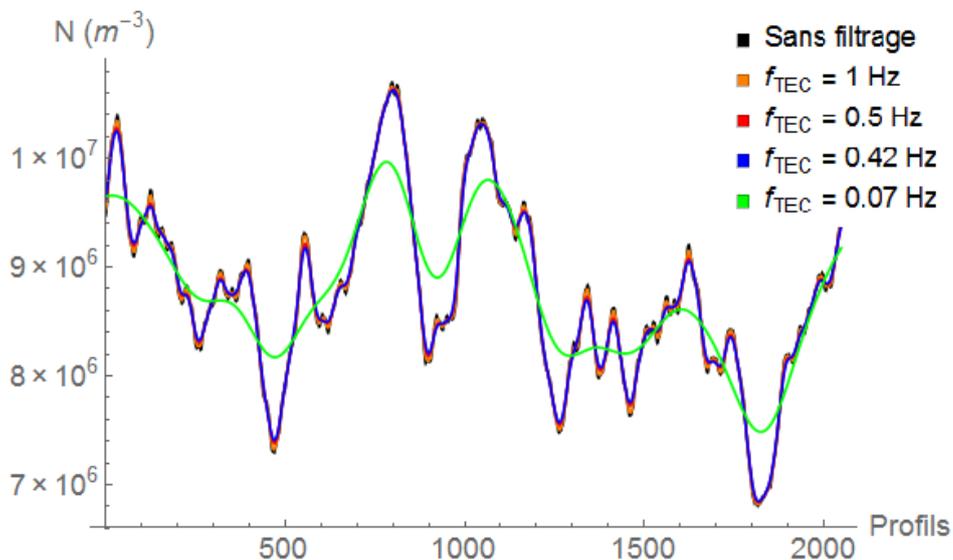


FIGURE 4.8 – Comparaison des densité électronique de l'ionosphère pour différentes valeurs de fréquences de coupure.

représentent les valeurs de N_0 avec un filtrage passe bas, pour des fréquences de coupure de : 1 Hz, 0.5 Hz, 0.42 Hz et 0.07 Hz respectivement.

Ce filtrage passe-bas va donc avoir pour conséquence une limitation du taux de variations temporelles de récurrence à récurrence.

4.3 Formation des signaux reçus à partir d'un filtrage de densité spectrale de puissance des profils

Pour prendre en compte le fouillis ionosphérique dans la génération des données radar, nous avons incorporé les différents profils générés. Par ailleurs, le spectre de la figure 2.10 de fouillis de mer a été intégré pour simuler une image synthétique complète et réaliste.

Les profils perturbés selon la fonction de densité spectrale de puissance ont pour paramètres : $\sigma_N^2 = 10^{-2}$, $p = 11/3$ et $l_0 = 7$ km et $r_0 = 5$ m. L'aspect temporel a été pris en compte par un filtrage passe-bas de fréquence de coupure $f_{TEC} = 0.07$ Hz. Cette dernière valeur a été choisie en se référant à la plus petite fréquence de coupure visualisée sur la figure 4.7 [9]. La sortie de la première partie de génération de profils est décrite dans la figure 4.9. Ces profils seront ensuite appliqués en entrée du processus de génération de données radar. En pratique, nous avons généré 2048 profils en appliquant un temps entre récurrences égal à 10 ms. La totalité des données est utilisée, ce qui correspond à un temps d'intégration par le radar de 20.48 s. Comme le montre la figure 4.9, à chaque récurrence, nous générons un nouveau profil de la densité électronique N .

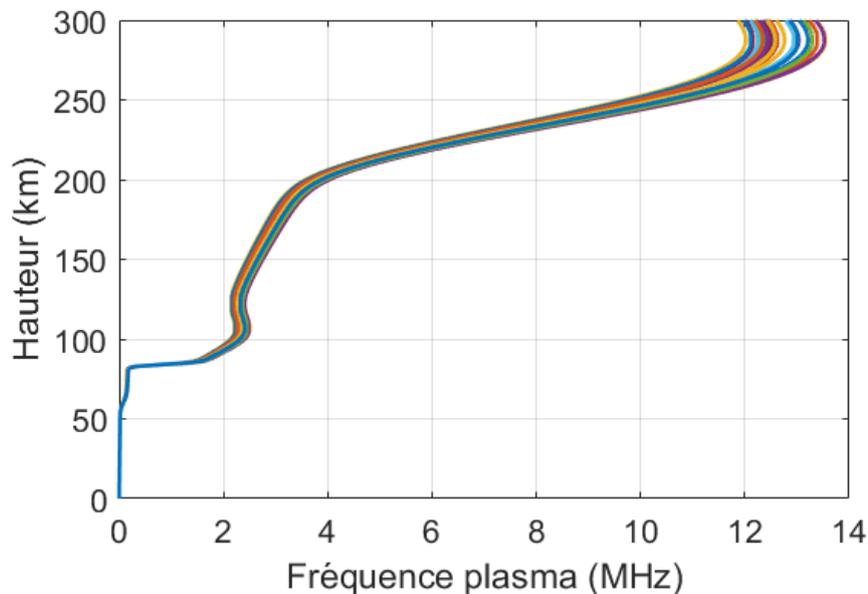


FIGURE 4.9 – Représentation d'un modèle d'ionosphère perturbée pendant 20.48 s.

Nous avons fixé la fréquence porteuse du signal radar émis f_0 à 10 MHz et la bande passante B du *chirp* est égale à 50 kHz. Comme expliqué dans le chapitre 2, le calcul du chemin de phase est défini à partir du tracé de rayons. Nous avons effectué un balayage en élévation selon 20 angles de tir de 10 degrés à 20 degrés. Le calcul est généré de manière à ce que chaque profil représente une récurrence. Pour chaque angle de tir, toutes les

réurrences sont générées. La réflexion des ondes de ciel a eu lieu sur les basses couches de l'ionosphère entre 100 km et 250 km (couche E et F). Le résultat du tracé de rayons est donné sur la figure 4.10.

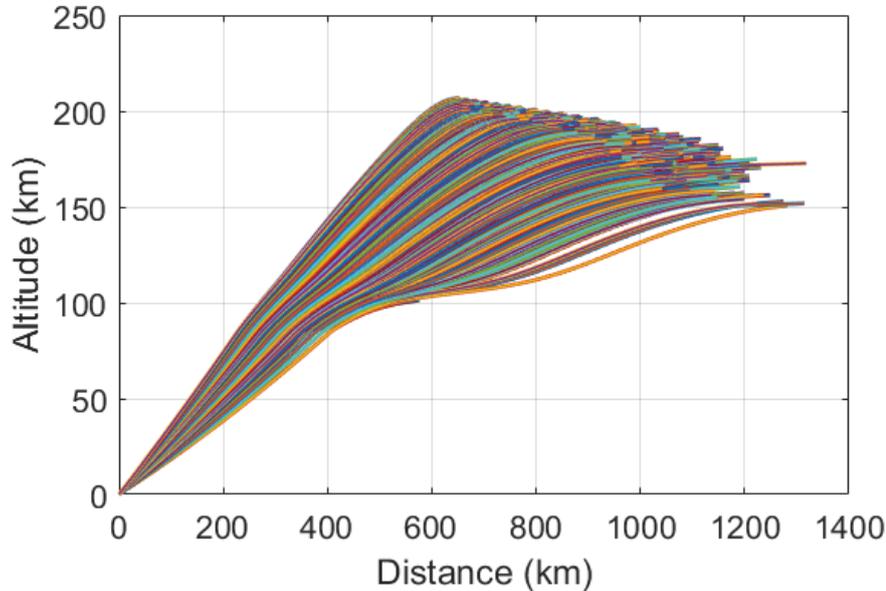


FIGURE 4.10 – Tracé de rayon 2D pour 20 angles de tir.

Le tracé de rayons montre le trajet du signal émis (onde incidente) jusqu'au point de réflexion. Dans l'étude du fouillis ionosphérique, nous nous intéressons à la réflexion totale de l'onde au niveau de l'ionosphère et au retour direct de cette dernière vers le radar. En d'autres termes, la cible traitée est la perturbation ionosphérique elle-même. Théoriquement, la réflexion totale a lieu quand l'onde émise devient perpendiculaire au champ magnétique terrestre [87]. Dans le cas de nos travaux, nous travaillons dans un milieu isotrope, pour cela nous allons étudier le comportement au point de réflexion sans introduire le champ magnétique dans nos calculs. Le point de réflexion ainsi calculé représente le point b du rayon où l'angle β_b change d'orientation, comme expliqué dans le chapitre 2.

Finalement, la distance au sol résultante a été introduite dans l'expression du retard afin de générer la matrice du signal reçu. L'image radar calculée est représentée dans la figure 4.11. Les fréquences Doppler apparentes sur l'image résultent du choix des caractéristiques de la perturbation ionosphérique générée. Les différentes données à fixer pour la simulation des profils sont les paramètres de la densité spectrale de puissance des irrégularités, la fréquence de coupure du filtre passe-bas f_{TEC} et la vitesse radiale des irrégularités simulées V_{ri} , i représentant l'angle de tir.

Dans le cas de la figure 4.11, nous posons : $\sigma_N^2 = 10^{-2}$, $p = 11/3$ et $l_0 = 7$ km, $r_0 = 5$ m et $f_{\text{TEC}} = 0.07$ Hz. V_{ri} est générée aléatoirement pour chaque angle de tir sachant que

$-1 \text{ Hz} < V_{ri} < 1 \text{ Hz}$. Nous fixons cette condition dans le but d'avoir des irrégularités se déplaçant lentement et dont la détection est comparable à celle observée sur les images radars réelles.

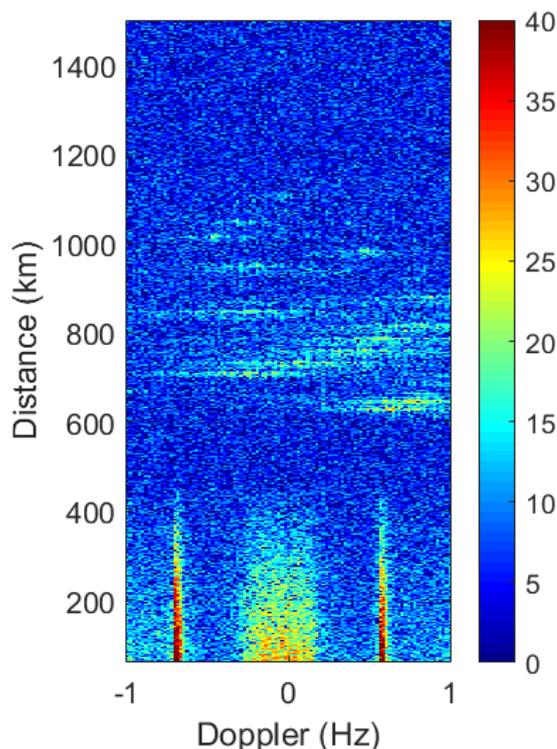


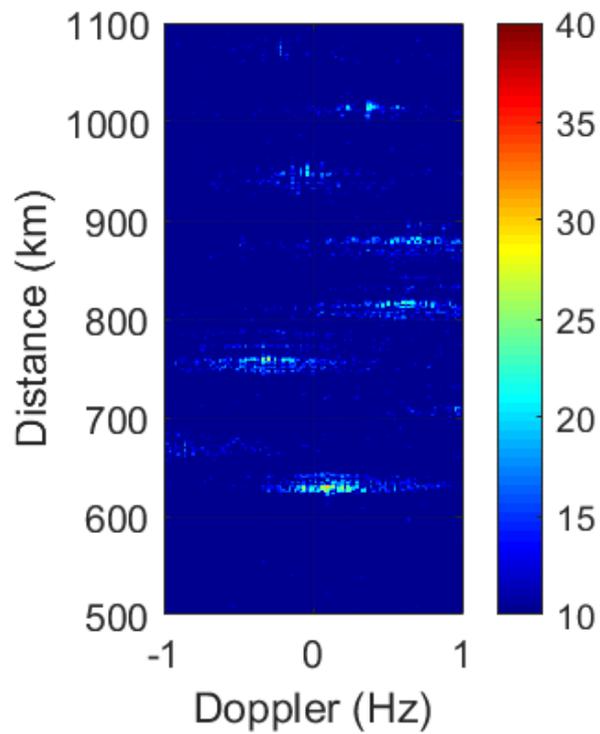
FIGURE 4.11 – Image radar synthétique représentant des effets de fluctuations de densité en couche E et F.

L'irrégularité observée dans la figure 4.11 s'étale entre 600 km et 1000 km et elle varie aléatoirement entre -1 Hz jusqu'à 1 Hz en Doppler, d'une récurrence à l'autre.

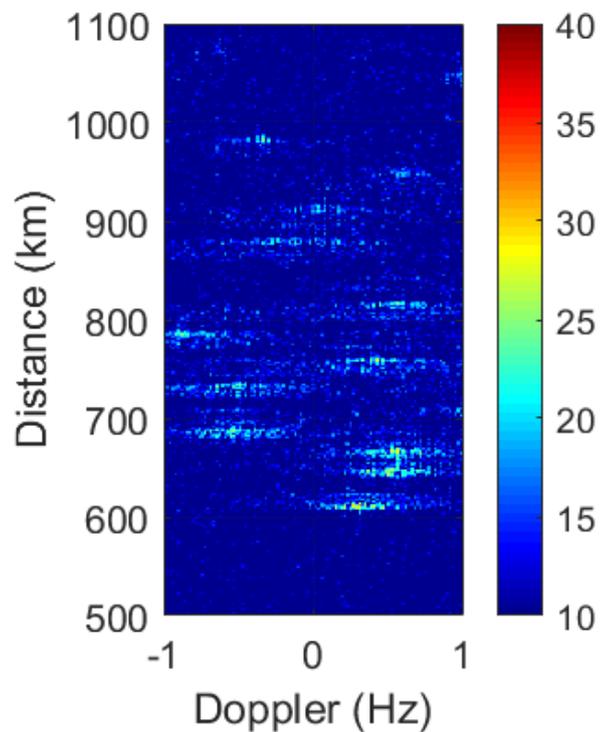
4.3.1 Influence des angles de tir sur la détection du fouillis ionosphérique au niveau de l'image radar

Dans le but d'étudier l'influence du nombre d'angles de tir sur l'image radar, nous avons établi la comparaison représentée sur la figure 4.12. Chaque image radar simulée rend compte du fouillis ionosphérique entre 500 km et 1100 km. Nous avons volontairement choisi de ne pas représenter les distances inférieures à 500 km afin de ne pas surcharger les images avec le fouillis de mer.

Le choix d'angle de tir est effectué de manière à représenter l'étalement spatial de l'irrégularité, plus spécifiquement représenter l'étalement spatial des zones où se produit la perpendicularité entre l'onde et le champ magnétique.



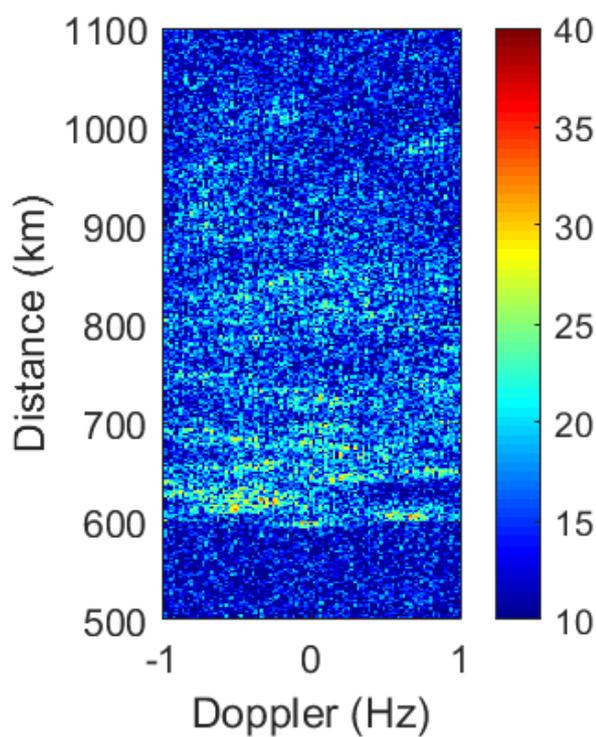
(a) Cas de 10 angles de tir.



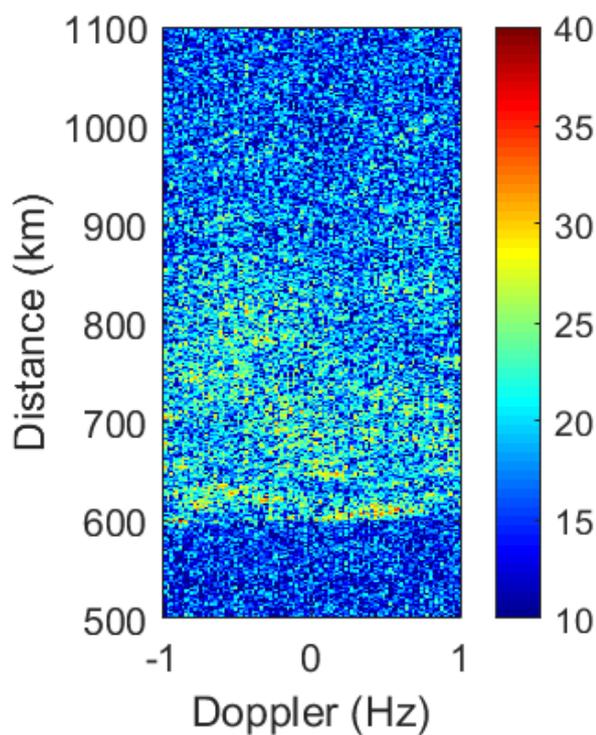
(b) Cas de 20 angles de tir.

FIGURE 4.12 – Détection de la même perturbation ionosphérique influencée par le nombre d'angles de tir indiqué.

Nous remarquons que plus le nombre d'angles de tir est élevé, plus la densité de la tache de fouillis, en points lumineux, augmente. L'inconvénient de l'augmentation du



(c) Cas de 100 angles de tir.



(d) Cas de 200 angles de tir.

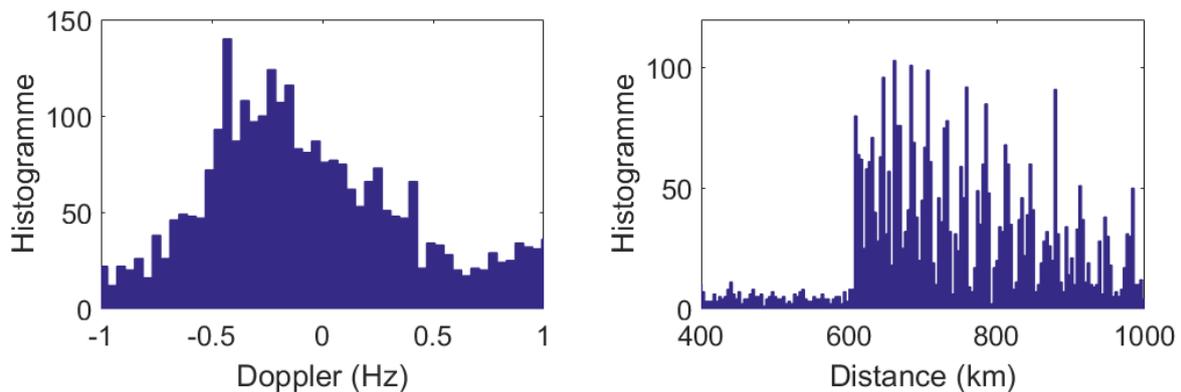
FIGURE 4.12 – Détection de la même perturbation ionosphérique influencé par le nombre d'angles de tir indiqué.

nombre d'angles de tir est le temps de calcul croissant. En effet, le temps de calcul des 512 profils passe de 10 minutes pour 10 angles de tir jusqu'à 4 heures pour 200 angles de

tir.

4.3.2 Étude statistique appliquée sur l'image radar

L'étude statistique a été effectuée sur la totalité de l'image radar dans le cas de 20 angles de tir. Les histogrammes de la distribution de la fréquence Doppler et de celle de la distance ont été représentés sur la figure 4.13. Comme les irrégularités simulées sont en mouvement et se déplacent en s'approchant ou en s'éloignant du radar, des décalages Doppler positifs et négatifs apparaissent sur l'image radar.



(a) Histogramme de la dispersion en Doppler. (b) Histogramme de la dispersion en distance.

FIGURE 4.13 – Histogrammes du Doppler et de la distance correspondant à une détection de perturbation ionosphérique avec 20 angles de tir et 512 profils générés.

Les caractéristiques statistiques de la distribution de décalage Doppler sont $\mu = 0.13$ Hz pour la moyenne et $\sigma = 1.04$ Hz pour l'écart type. En ce qui concerne la distribution de distance, on a $\mu = 643.03$ km et $\sigma = 114.70$ km. Le temps de calcul des profils nécessite 2957 secondes et celui du traitement des données avec le traitement radar est de 21.43 secondes. Il faut donc un temps de calcul total de presque 50 minutes pour synthétiser une image radar alors que l'obtention d'une image réelle ne nécessite que 51.2 secondes. Bien que le choix de calcul du retard à travers le chemin de phase ait été effectué dans le but de réduire la complexité des calculs, le temps de calcul reste important. Il pourrait être considérablement réduit en écrivant l'ensemble des programmes dans un langage de plus bas niveau que ceux de Matlab ou de Mathematica, voire en employant des processeurs auxiliaires de type GPU (Graphics Processing Unit) puisque les opérations menées sont parallélisables.

Nous allons néanmoins essayer d'augmenter le nombre de récurrences pour obtenir une meilleure résolution Doppler. Pour cela, dans la séquence qui suit, le nombre de profils est augmenté de nouveau à 4096 au lieu de 512. Cependant, pour réduire le temps de calcul, le nombre d'angles de tir sera réduit pour observer des irrégularités bien localisées à des distances et des vitesses particulières.

4.4 Comparaison d'image synthétique à un cas d'image radar réelle

Le but de cette partie est d'aboutir à la comparaison d'une image radar synthétisée en présence d'irrégularités ionosphériques avec une image radar obtenue dans des conditions réelles.

4.4.1 Création d'image radar synthétique

Nous avons généré 2^{12} profils pour représenter une ionosphère perturbée et donc autant de récurrences. Les paramètres de PSD(κ) ont été fixés à : $\sigma_N^2 = 10^{-2}$, $p = 11/3$ et $l_0/r_0 = 1000$ (supposant $l_0 = 5$ km). La figure 4.14 représente les profils perturbés représentant une perturbation ionosphérique pendant 40.96 secondes. En effet, le temps entre récurrences considéré pour cette simulation est égal à 10 millisecondes. Nous avons fait le choix d'effectuer le filtrage passe-bas à une fréquence de coupure de 1 Hz [9] d'une façon à obtenir le décalage Doppler et distance comparable à celui figurant dans l'image radar mesurée.

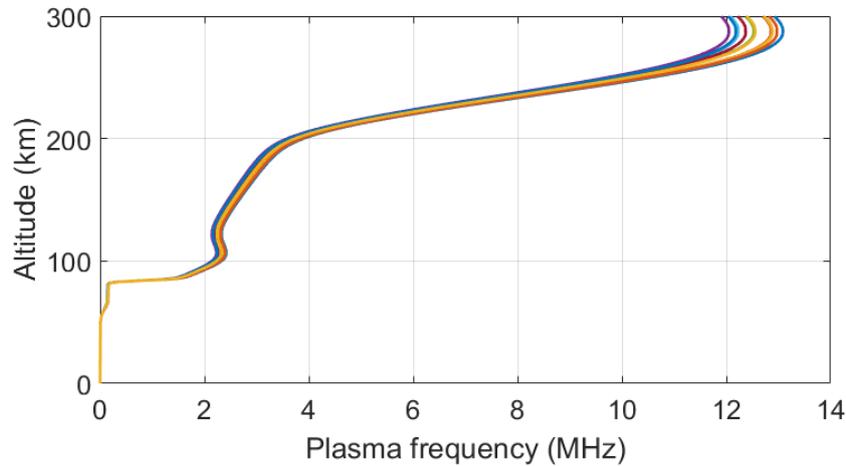


FIGURE 4.14 – Représentation d'un modèle d'ionosphère perturbée pendant 40.96 secondes.

Les profils sont ensuite utilisés pour la génération du signal radar. Les paramètres du traitement radar ont été choisis égaux à ceux utilisés pendant des mesures radars réelles : la fréquence porteuse du signal radar émis f_0 est égal à 7 MHz et la bande passante B du *chirp* est égal à 50 kHz. En utilisant la même méthode expliquée antérieurement, 4096 chemins de phase ont été calculés à partir des tracés de rayons correspondants. Par ailleurs, le théorème de Martyn [70] a été appliqué dans le but de calculer la distance au sol correspondante pour chaque chemin de phase. Enfin, la distance au sol a été intégrée dans le retard du signal radar reçu, afin de représenter les effets de fluctuation des ondes reçues sur l'image radar.

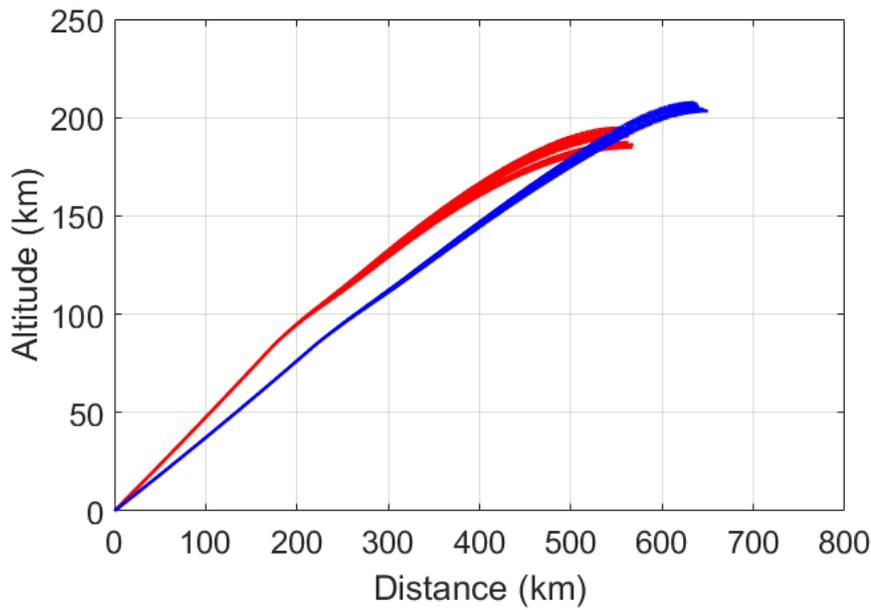


FIGURE 4.15 – Tracé de rayon correspondant aux deux angles de tir de 20° et 25° avec réflexion totale sur la perturbation ionosphérique.

Nous considérons deux irrégularités ionosphériques observées sur une image radar réelle pour des angles d'élévation entre 20° et 25° et se déplaçant avec des vitesses respectives de 2 m/s (fréquence Doppler = 0.13 Hz) et 6 m/s (fréquence Doppler = 0.4 Hz). Ces perturbations seront nommées A et B, respectivement. La perturbation A est localisée à 600 km et la perturbation B se trouve à 500 km. La figure 4.15 représente le tracé de rayons correspondant aux deux angles de tir pour les perturbations simulées.

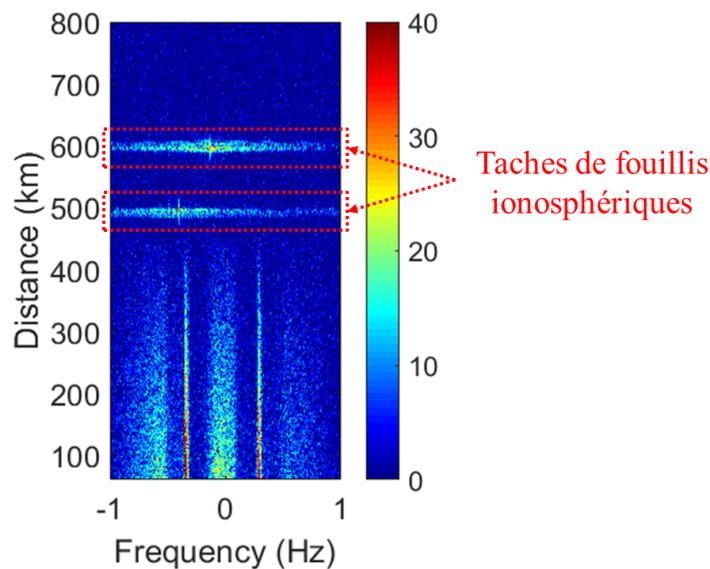


FIGURE 4.16 – Représentation des perturbations ionosphériques A et B sur une image radar synthétique.

L'image radar synthétique correspondante est représentée sur la figure 4.16. Deux

taches de fouillis ionosphériques, sont détectées sur l'image, comme prévu.

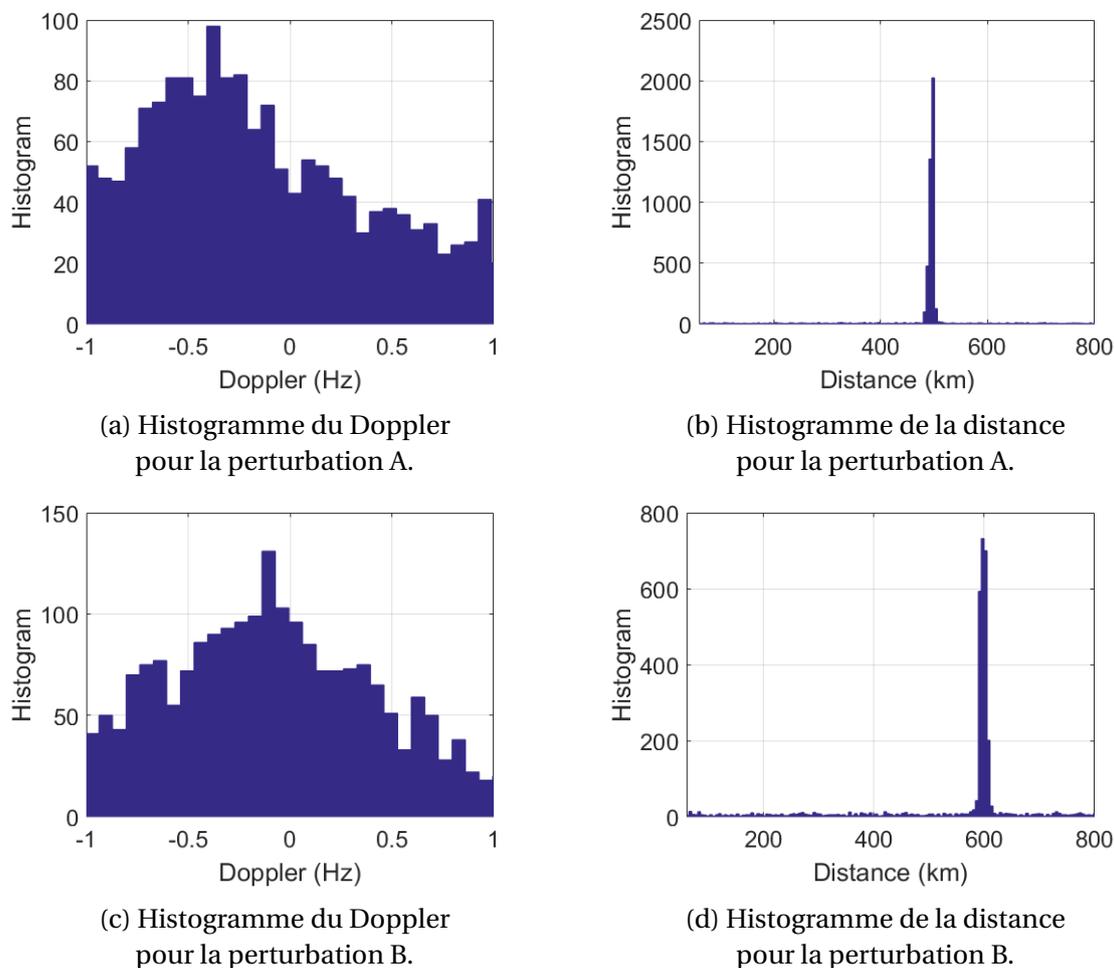


FIGURE 4.17 – Effets des deux perturbations A et B sur l'image radar, se déplaçant à une vitesse de 6 m/s et 2 m/s respectivement, observés sur la dispersion du Doppler et de la distance.

Nous avons tracé les histogrammes des étalements de la fréquence Doppler et de la distance observés sur l'image radar, figure 4.17. Les deux perturbations A et B se déplacent en s'éloignant du radar. De ce fait, concernant les grandeurs statistiques, la perturbation A a une moyenne de dispersion Doppler de $\mu = -0.15$ Hz et un écart type de $\sigma = 0.4$ Hz. En ce qui concerne la dispersion en distance, nous avons trouvé les valeurs suivantes : $\sigma = 5$ km et $\mu = 597$ km en moyenne et écart type respectivement. Dans le cas de la perturbation B, nous avons obtenu une distribution d'étalement Doppler de moyenne $\mu = -0.24$ Hz et d'écart type $\sigma = 0.3$ Hz. La distribution en distance est caractérisée par une moyenne $\mu = 493$ km et un écart type $\sigma = 4$ km.

4.4.2 Statistique sur l'image radar réelle

Les mesures réelles ont été acquises par l'unité RBF (Radars basse fréquence) de l'ONERA. Pour la mesure radar, l'onde émise a les mêmes paramètres que ceux de la simulation :

$f_0 = 7$ MHz, $B = 50$ kHz et le PRF (Pulse Repetition Frequency) qui est aussi le temps de récurrence est de 10 ms. Les ondes émises par le radar HF balayent tous les angles en élévation en allant de 0 à 90 degrés en continu. En revanche, les images synthétiques sont obtenues à partir des ondes émises pour un nombre limité d'angles d'élévation, deux angles d'élévation dans le cas de cette comparaison. Effectivement, en diminuant le nombre d'angles de tir, nous réduisons le temps de calcul du traitement.

Dans ces conditions, sur l'image radar réelle obtenue sur la figure 4.18b, nous distinguons deux perturbations : une autour de 500 km (Perturbation B') et une seconde autour de 600 km (Perturbation A') qui nous ont servis à générer l'image radar synthétique.

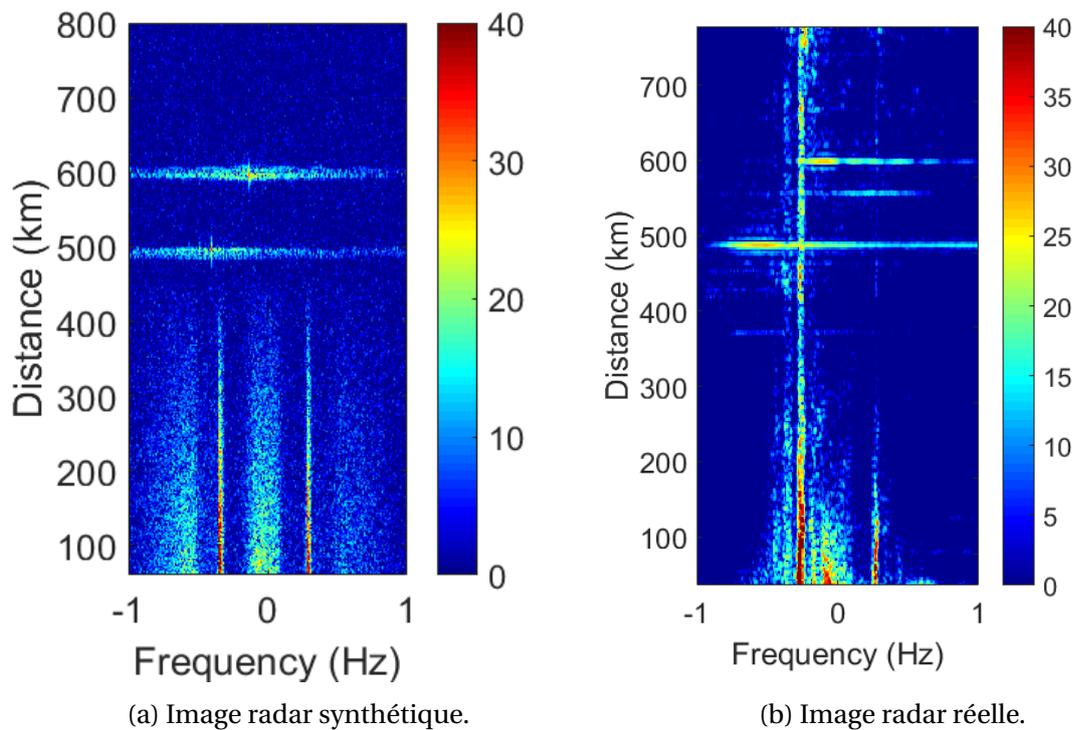


FIGURE 4.18 – Comparaison entre une image radar réelle et une image radar simulée dans le cas d'une représentation des perturbations ionosphériques distinctes.

Les dispersions en Doppler et en distance ont été étudiées pour chacune des deux perturbations seules. Pour la perturbation A', la dispersion en Doppler a une moyenne de -0.14 Hz et un écart type de 0.47 Hz et celle de la distance prend les valeurs de 597 km en moyenne et 4.9 km en écart type. La perturbation B' présente un étalement Doppler dont la moyenne est -0.37 Hz et l'écart type est de 0.41 Hz. L'étalement en distance a une moyenne de 493 km et un écart type de 6.9 km.

Une comparaison des valeurs statistiques obtenues dans le cas de l'image réelle pour (A',B') avec l'image simulée (A,B) est représenté dans le tableau 4.1. La moyenne des distances est mieux définie que celle du décalage Doppler. En effet, nous avons identifié

	A	A'	B	B'
$\mu_{Doppler}$ (Hz)	-0.15	-0.14	-0.24	-0.31
$\sigma_{Doppler}$ (Hz)	0.4	0.47	0.3	0.39
$\mu_{distance}$ (km)	597	597	493	493
$\sigma_{distance}$ (km)	5	4.9	4	6.5

TABLEAU 4.1 – Tableau comparatif des dispersions Doppler et distance entre une image synthétique (taches A et B) et une image réelle (taches A' et B')

la distance sur l'image radar réelle puis nous avons déduit l'angle de tir correspondant pour avoir la même distance pour les images synthétiques. Par contre, pour le Doppler, nous avons estimé un Doppler entre -1 Hz et 1 Hz comme dans le cas des images réelles, mais la valeur calculée pour chaque récurrence reste aléatoirement choisie. Pour cela, les moyennes du Doppler pour les irrégularités A et B ne correspondent pas aussi précisément que souhaité à celles de A' et B'.

4.5 Études statistiques sur l'évolution du Doppler et de la distance en fonction des différents paramètres de variation du profil ionosphérique

Dans une première partie, nous allons représenter l'évolution des étalements Doppler et distance en fonction de la variation des paramètres de la densité spectrale de puissance appliquée pour générer les profils. La deuxième partie sera consacrée à l'étude de la sensibilité à la fréquence de coupure du filtre passe-bas appliqué aux réalisations de la densité électronique de l'ionosphère.

4.5.1 Influence des paramètres de la densité spectrale de puissance

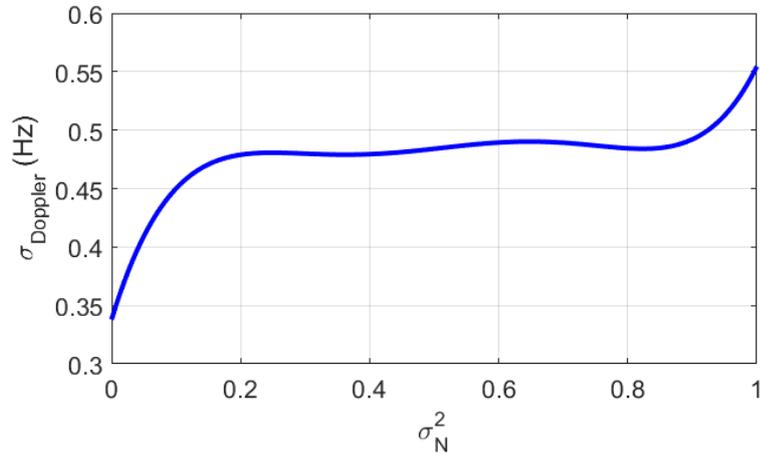
En appliquant la génération de profils ionosphériques à partir d'une densité spectrale de puissance, nous n'avons à choisir que trois paramètres : la variance de la variation relative de la densité électronique σ_N^2 , le rapport définissant la dimension de la perturbation ionosphérique utilisée l_0/r_0 , ainsi que l'indice spectral p .

Nous avons étudié les effets de chacun de ces paramètres sur l'image radar, particulièrement en termes de dispersion en Doppler et en distance.

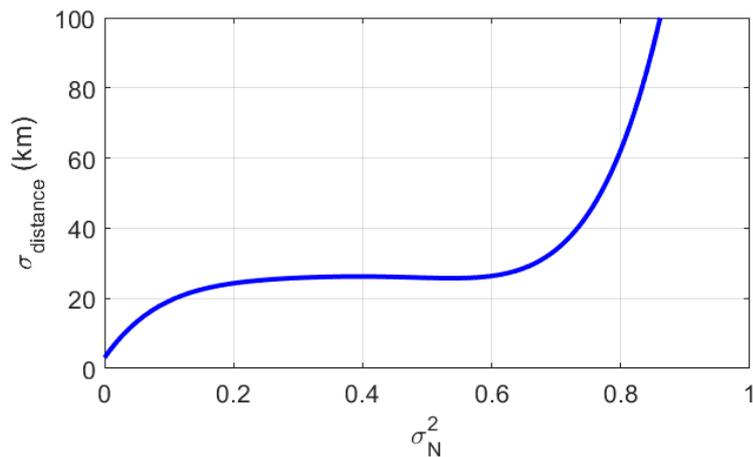
Influence de la variance de la densité électronique

Dans cette étude, le paramètre d'entrée est la variance σ_N^2 de la densité électronique, la dimension de la perturbation et l'indice spectrale étant maintenus constants. Numériquement, les dimensions de l'irrégularité prennent les valeurs $l_0 = 7000$ m et $r_0 = 5$ m,

l'indice spectral est fixé à $p = 11/3$. L'aspect temporel a été pris en considération à travers un filtrage passe-bas dont la fréquence de coupure est de 0.07 Hz [9]. Le chemin de phase est calculé avec un angle de tir de 12 degrés. Concernant le traitement radar, le temps d'émission du *chirp* a été fixé à $T_e = 1$ ms et le temps de récurrence à $T_r = 10$ ms.



(a) Variation de l'écart type du décalage Doppler en fonction de σ_N^2 .



(b) Variation de l'écart type la distance en fonction de σ_N^2 .

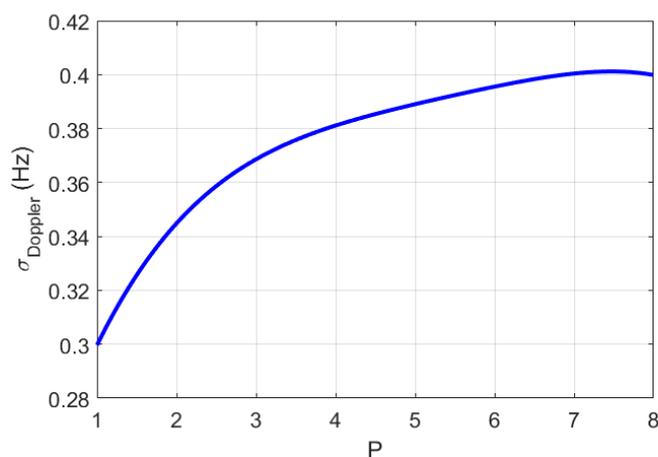
FIGURE 4.19 – Effet de la variation de σ_N^2 sur l'évolution des écarts types du décalage Doppler et de la distance.

Sur la figure 4.19, nous avons représenté l'écart type de l'étalement Doppler et celui de l'étalement distance en fonction de σ_N^2 . Généralement, les variations du Doppler et de la distance évoluent de la même manière en fonction de la variance de la densité électronique. En effet, en augmentant la valeur de σ_N^2 , les écarts types du Doppler et de la distance augmentent progressivement, ce qui paraît logique, les fluctuations de densité électronique devenant de plus en plus fortes avec la croissance de la variance σ_N^2 . Les écarts types du décalage Doppler et de la distance sont plus sensibles aux faibles valeurs de la variance de la densité électronique. Par contre, pour les valeurs de σ_N^2 proche de 1, les courbes de variation Doppler et distance croissent rapidement. Dans ce cas, l'écart

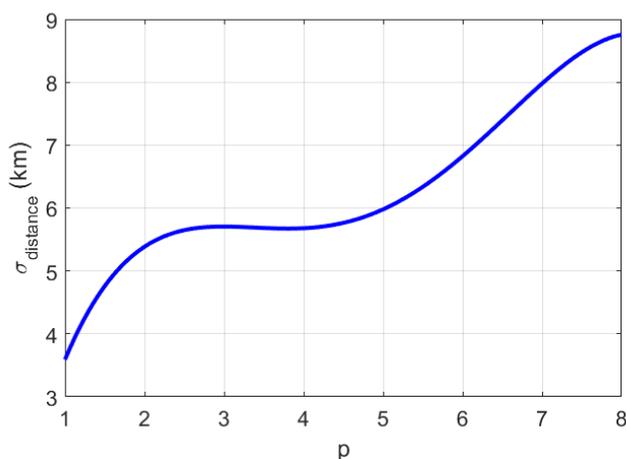
entre les profils devient très grand ce qui aboutit à un chemin de phase dont les valeurs sont trop espacées. Par conséquent, le traitement radar biaise les données.

Influence de l'indice spectral

Dans ce cas, la variance σ_N^2 et le rapport l_0/r_0 ont été fixés à 10^{-2} et 1000, respectivement. Les étalements en Doppler et en distance sont observés sur la figure 4.20.



(a) Variation du Doppler en fonction de p .



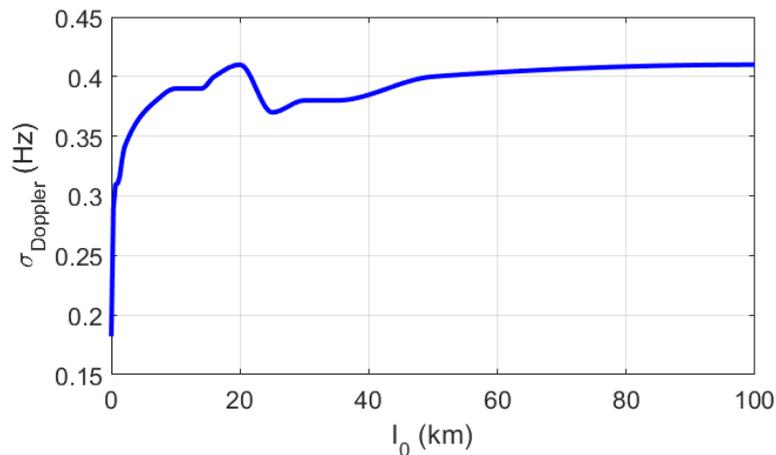
(b) Variation de la distance en fonction de p .

FIGURE 4.20 – Effet de la variation de l'indice spectral sur l'évolution du Doppler et de la distance.

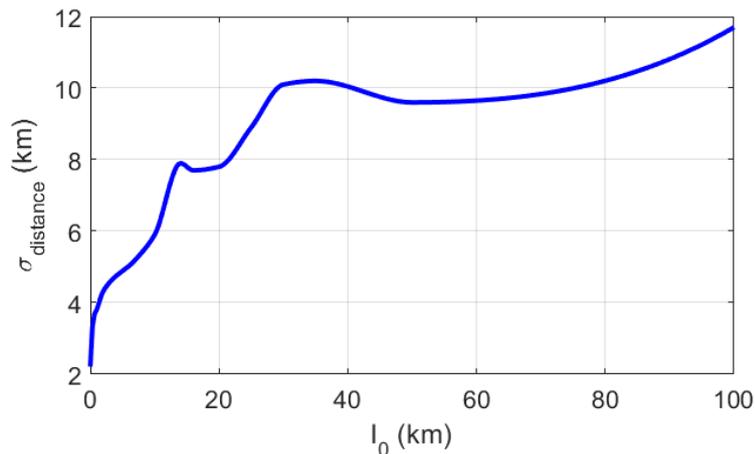
La variation de l'indice spectral introduit moins de dispersion sur la distance que dans le cas de la variation de σ_N^2 . Ici, l'indice spectral p prend des valeurs comprises entre 1.4 et 4.8, en général [88]. Sur la figure 4.20 nous observons, pour cet intervalle de p , des variations de Doppler et de distance négligeables. Soit un étalement de 0.05 Hz en Doppler et de 2 km en distance.

Influence de la dimension de la perturbation ionosphérique

La dimension de la perturbation ionosphérique est définie par le rapport des échelles intérieure r_0 et extérieure l_0 . ici, nous avons fixé $p = 11/3$, $\sigma_N^2 = 10^{-2}$ et $r_0 = 5$ m, l_0 étant le seul paramètre d'entrée. Les effets observés sur l'image radar, représentée sur la figure 4.21, ont été étudiés statistiquement.



(a) Variation de l'écart type du décalage Doppler en fonction de l_0 .



(b) Variation de l'écart type de la distance en fonction de l_0 .

FIGURE 4.21 – Effet de la variation de l_0 sur l'évolution des écarts types du décalage Doppler et de la distance, $r_0 = 5$ m.

L'intervalle de variation de la dimension l_0 de la perturbation va de quelques mètres à 100 kilomètres. La figure 4.21a montre la variation de l'écart type du décalage Doppler en fonction de l_0 . Ici, nous observons un écart-type du Doppler qui augmente rapidement avec la dimension de la perturbation pour atteindre un maximum de 0.41 Hz pour $l_0/r_0 = 10$. Au-delà de cette valeur, nous observons une valeur d'écart type qui reste constante. En effet, cela pourra être dû au fait que pour une irrégularité considérablement importante, le radar pourra estimer la perturbation comme étant une cible à vitesse constante.

Par ailleurs, en augmentant l_0 , la taille de l'irrégularité devient plus grande. Par conséquent, l'écart type de la variation en distance augmente. Toutefois, à partir d'une certaine valeur de l_0 , les écarts deviennent constants, soit ici pour $l_0 = 40$ km. Dans ce cas, le signal radar reçu sera largement perturbé par le retard ajouté. Ainsi, une mauvaise compression aura lieu au niveau du traitement radar. Cela affaiblit l'amplitude du signal et ce dernier sera confondu avec le bruit. Alors, la détection sera erronée sur l'image radar.

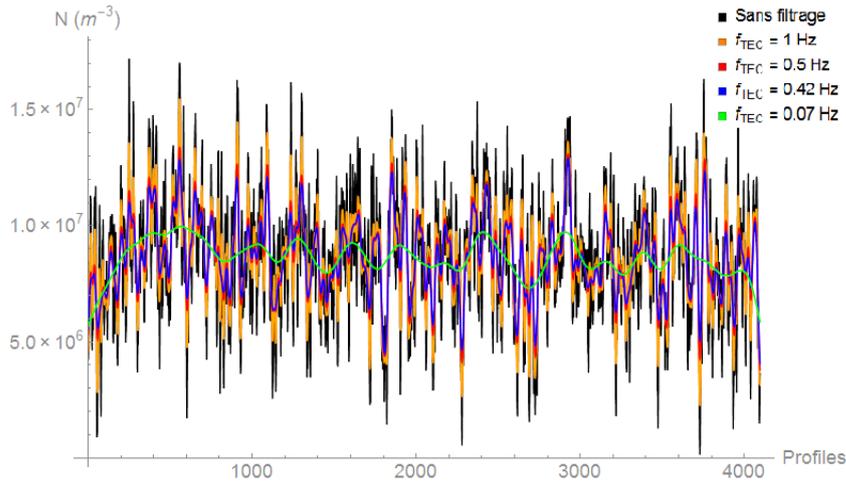
En conclusion, en faisant varier les paramètres de la fonction de densité spectrale de puissance PSD , surtout l_0 et σ_N^2 , nous serons capables de rendre compte d'une grande variété de fouillis avec divers étalements en distance ou Doppler.

4.5.2 Influence du filtre passe-bas

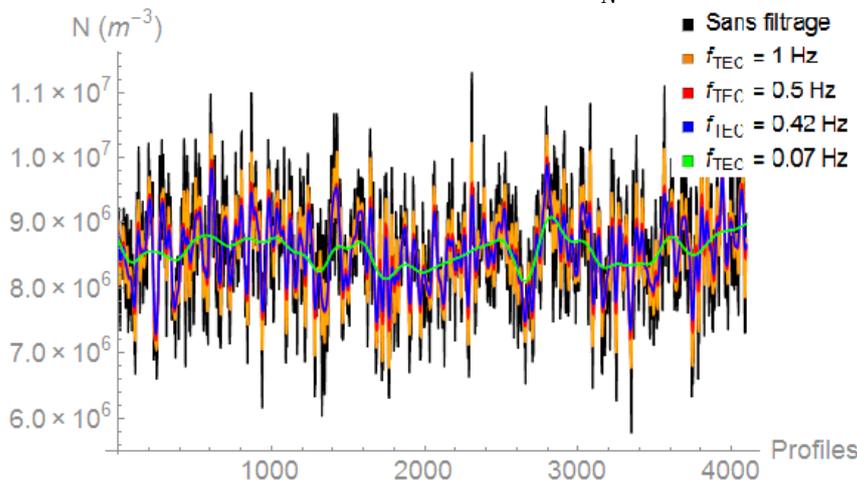
L'insertion du filtre passe-bas est nécessaire pour rendre compte de l'aspect temporel de la variation de la densité électronique de l'ionosphère. Le réglage de la fréquence de coupure de ce filtre traduit le comportement fréquentiel observé dans les mesures du CET. La fréquence de coupure a des effets différents sur la génération des profils perturbés en fonction du choix des paramètres de la densité spectrale de puissance. Nous utilisons toujours la fonction de densité spectrale de puissance pour générer les profils perturbés. Les figures 4.22, 4.23 et 4.24 montrent la variation de la densité électronique pour différentes valeurs de fréquences de coupure du TEC. Dans ces figures, nous avons établi une comparaison du filtrage pour deux valeurs de σ_N^2 et deux valeurs de l_0 . Les valeurs de σ_N^2 choisies sont 0.01 et 0.1, en se référant à la figure 4.19. En effet, entre ces deux valeurs les dispersions en Doppler et en distance varient significativement. Les figures montrent la densité électronique de référence générée et filtrée pour différentes fréquences de coupure du filtre. Les fréquences de coupure appliquées sont : 1 Hz (en orange), 0.5 Hz (en rouge), 0.42 Hz (en bleu) et 0.07 Hz (en vert). La courbe noire représente les valeurs de N sans application du filtre passe-bas.

L'étude de ces graphiques dépend de deux paramètres. Premièrement, si nous fixons la valeur de l_0 , nous constatons logiquement que la variation de N est d'autant plus réduite que la valeur de la fréquence de coupure est basse. Ensuite, si nous fixons σ_N^2 , nous constatons que, quand l_0 augmente, la fréquence de coupure du filtre doit être de plus en plus petite pour observer un effet du filtrage.

Pour conclure, le filtre passe-bas sert à limiter le taux de variation temporel entre les réalisations des profils aléatoires. L'effet de ce filtrage varie non seulement en fonction de



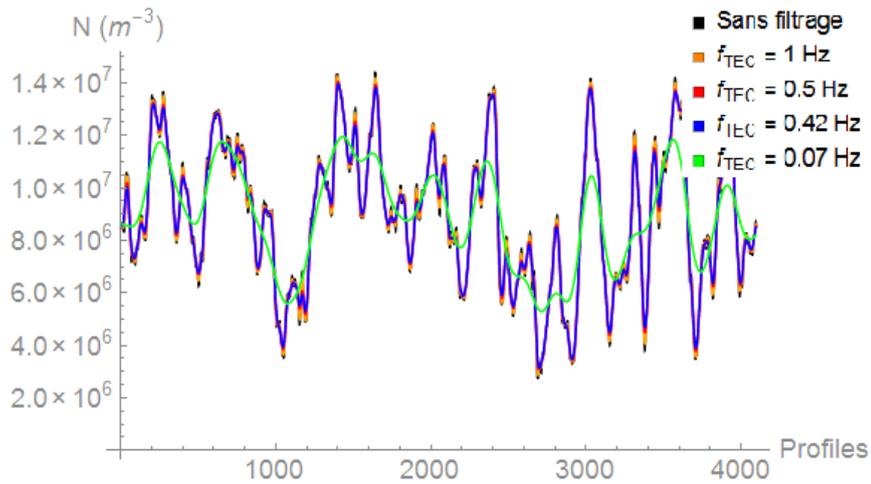
(a) $l_0 = 500m$ et $\sigma_N^2 = 0.1$.



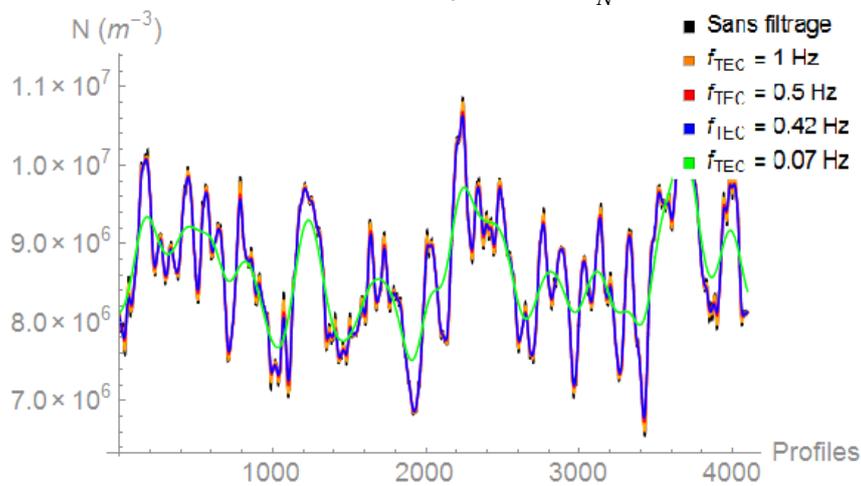
(b) $l_0 = 500m$ et $\sigma_N^2 = 0.01$.

FIGURE 4.22 – Effets du filtre passe-bas sur la variation de N pour deux valeurs de σ_N^2 et $l_0 = 500m$.

la fréquence de coupure utilisée mais aussi en fonction des paramètres de la perturbation ajoutée. Quand la dimension de la perturbation est grande, le filtre passe-bas a peu d'influence. Enfin, en nous basant sur la littérature, nous n'avons pas trouvé de raison de diminuer la fréquence de coupure en deçà de $f_{TEC} = 0.07Hz$.

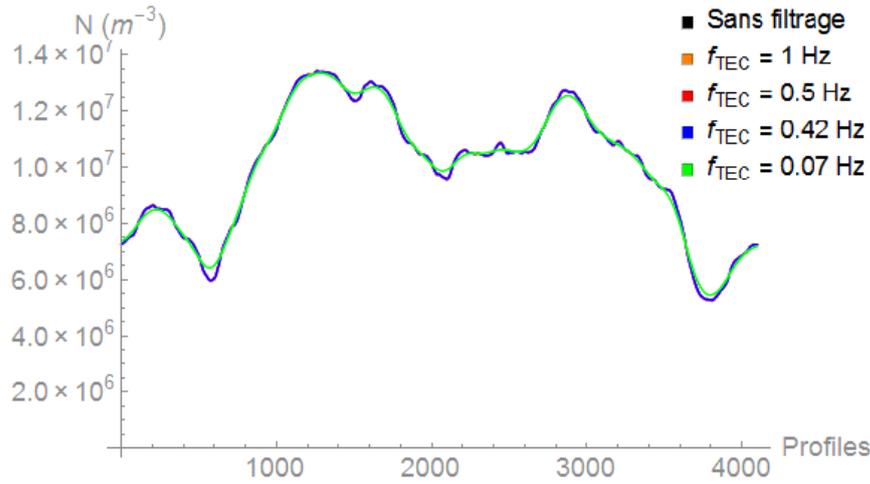


(a) $l_0 = 5 \text{ km}$ et $\sigma_N^2 = 0.1$.

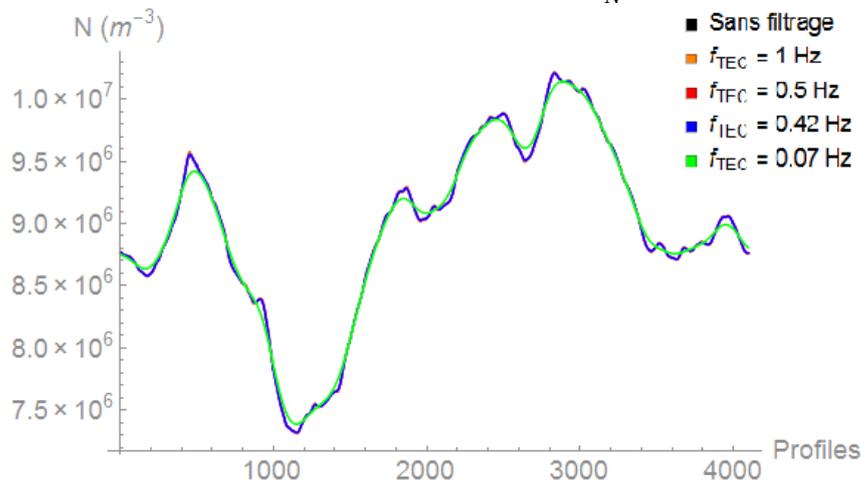


(b) $l_0 = 5 \text{ km}$ et $\sigma_N^2 = 0.01$.

FIGURE 4.23 – Effets du filtre passe-bas sur la variation de N en fonction des paramètres de la densité spectrale de puissance : $l_0 = 5 \text{ km}$ et σ_N^2 variable.



(a) $l_0 = 50\text{km}$ et $\sigma_N^2 = 0.1$.



(b) $l_0 = 50\text{km}$ et $\sigma_N^2 = 0.01$.

FIGURE 4.24 – Effets du filtre passe-bas sur la variation de N en fonction des paramètres de la densité spectrale de puissance : $l_0 = 50\text{ km}$ et σ_N^2 variable.

4.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons fait varier la densité électronique de référence du modèle de Booker, soit selon une loi normale, soit à partir de la donnée d'une densité spectrale de puissance. Cette dernière approche semble la meilleure pour rendre compte de la répartition spatiale des irrégularités ionosphériques. Les principaux résultats obtenus par l'inclusion de profils aléatoires de densité électronique, ainsi générés, dans le traitement radar ont été présentés dans ce chapitre.

Nous avons également restitué l'aspect temporel de la variation de la densité électronique, à une altitude donnée, d'un profil réalisé au suivant. Ce dernier a été traduit sous la forme d'un filtrage passe-bas.

Le tracé de rayons permet de balayer une gamme d'angles en élévation et donc de prendre en compte des irrégularités situées à de multiples positions dans l'ionosphère. Finalement, une image radar synthétique a été calculée, ce qui a permis de visualiser un fouillis distribué en distance et en décalage Doppler.

La suite du travail a porté sur une comparaison entre l'image radar synthétisée (calculée) et une image issue de données mesurées, obtenues dans les mêmes conditions. La comparaison de ces images ainsi que celle des moments statistiques des irrégularités synthétisées et observées sont encourageantes.

Finalement, les écarts types du décalage Doppler et de la distance ont été étudiés en fonction des différents paramètres définissant la densité spectrale de puissance. Globalement, les écarts types augmentent quand les paramètres de la densité spectrale de puissance augmentent. Les valeurs extrêmes de ces paramètres restent encore à trouver en fonction des différents phénomènes observés sur les images radar réelles.

Enfin, le comportement de la densité électronique résultante a été exploré en fonction de la fréquence de coupure du filtre passe-bas temporel.

Conclusion générale et perspectives

Les radars HF à mode hybride semblent constituer une excellente solution pour la surveillance permanente et à bas coût de la zone économique exclusive. Une hybridation entre les radars à ondes de surface et les radars à ondes de ciel pourrait permettre d'assurer la surveillance des côtes jusqu'au 500 km, dans un premier temps, et au-delà, jusqu'à 2000 km par réflexion plus lointaine sur l'ionosphère. Une configuration idéale pourrait être, par conséquent, une émission centralisée par un radar à ondes de ciel (par exemple NOSTRADAMUS aux environs de Dreux) et plusieurs installations de récepteurs côtiers (comme le ROS de Biscarosse en Atlantique et celui de l'île du Levant en Méditerranée). Cependant, l'ionosphère, instable, module l'émission radar aléatoirement, en modifiant le trajet de l'onde durant la détection des cibles lentes, c'est-à-dire durant les longs temps d'intégration. Ce phénomène a été le point de départ de ces travaux de thèse. Le travail a été étendu à l'étude d'une méthode permettant de restituer les effets des perturbations ionosphériques du point de vue du radar HF. Le but de la thèse a ainsi été de définir la base d'une simulation comportemental reproduisant les effets des perturbations ionosphériques sur le traitement radar. Nous avons, également, cherché à estimer les propriétés statistiques du fouillis ionosphérique du point de vue du radar (prise en compte de la résolution et du temps d'intégration), en fonction des propriétés statistiques de la densité électronique de l'ionosphère générée à l'aide de la densité spectrale de puissance de Shkarofsky.

Un résultat de simulation de fouillis ionosphérique étalé en distance et en Doppler est représenté sur la figure 4.25. Les 2048 profils ont été générés dans le cas d'une densité spectrale de puissance de paramètres : ($l_0=7$ km, $r_0=5$ m, $p=11/3$ et $\sigma_N^2 = 10^{-2}$). Un filtre temporel a été appliqué avec une fréquence de coupure de 0.07 Hz. Le tracé de rayon a été effectué entre 40 et 80 degrés, en élévation, avec un pas de 0.1 degré. Le fouillis observé sur l'image peut bien représenter le cas d'un fouillis ionosphérique détecté par les radars HF, comme par exemple celui de la figure 5a.

Ce document synthétise les étapes qui ont permis d'obtenir ce type de résultat. Le premier chapitre a été consacré à détailler le contexte et le but de la thèse. Le choix de ce thème de travail résulte d'un réel besoin. Pour y répondre, une large étude bibliogra-

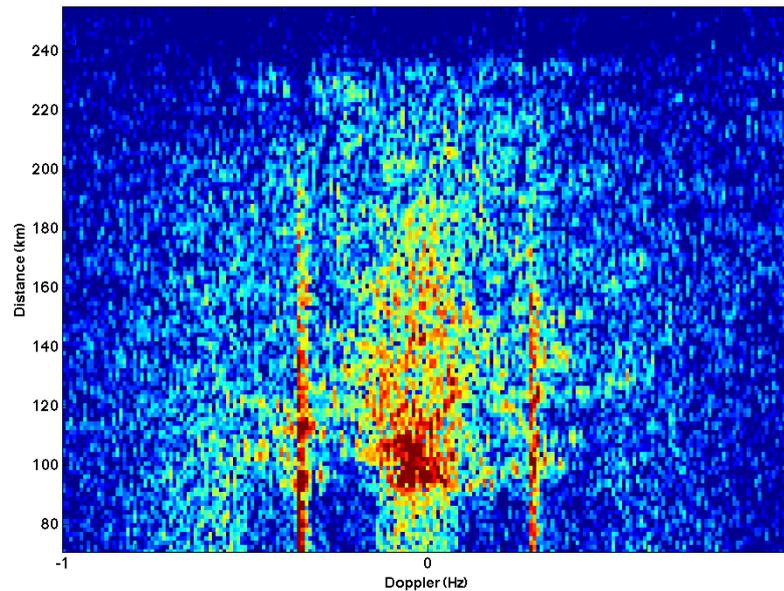


FIGURE 4.25 – Résultat final illustrant les possibilités du simulateur de fouillis ionosphérique.

phique a été effectuée, principalement sur l'ionosphère. Une partie de ce chapitre a été consacrée par ailleurs à un état de l'art présentant les principaux travaux antérieurs en rapport avec le développement de simulateurs de propagation HF. Ainsi, différents modèles ionosphériques représentant les perturbations ionosphériques ont été décrits, employés pour des communications HF principalement.

Dans le chapitre suivant, nous avons expliqué les principes du traitement radar ce qui nous a conduits à proposer d'aller vers un modèle comportemental rendant compte des effets des perturbations ionosphériques sur le signal radar reçu. Ainsi, nous avons expliqué le passage de la variation de l'indice de réfraction à celle du chemin de phase, plus appropriée compte tenu de la nature du traitement radar. La prise en compte de la propagation due au profil ionosphérique a été intégrée dans la génération de signaux synthétiques sous la forme d'un temps de retard, calculé à partir de la distance au sol obtenue à partir du tracé de rayons utilisés.

Ensuite, dans le chapitre 3, des irrégularités ionosphériques ont été intégrées dans le milieu de propagation sous la forme de perturbations aléatoires du profil de la densité électronique. Nous avons étudié l'effet de ces perturbations sur le décalage Doppler et la distance. En conséquence, sur les images radar, nous avons observé des étalements divers en décalage Doppler et en distance en fonction des paramètres des fluctuations appliquées. Des résultats conformes à l'effet d'un météore sur le signal radar ont été simulés. Ensuite, cette approche a été affinée avec un modèle de densité électronique continu et dérivable en tout point dont les points d'inflexion, qui est le modèle de Booker. Pour obte-

nir des modèles de profils ionosphériques plus réalistes et surtout pour rendre l'approche plus rapide en temps calcul, nous avons introduit des variations aléatoires des paramètres du modèle de Booker. Des variations aléatoires multi-normales des paramètres se traduisent alors par une distribution log-normale à 3 paramètres de la densité électronique, analogue à celle que Garner avait observée.

Finalement, un dernier type de variation plus pertinent et encore plus physique a finalement été élaboré et présenté dans le quatrième chapitre à partir de la densité spectrale de puissance de Shkarofsky. Avec cette méthode, nous avons obtenu une distribution spatiale de la densité électronique dans une irrégularité ionosphérique. Ensuite, nous avons ajouté un aspect temporel à cette dernière approche purement spatiale. Cet aspect est introduit à travers un filtrage passe-bas dont la fréquence de coupure est en accord avec les variations temporelles observées du CET. Par ailleurs, nous avons présenté les différents résultats obtenus en faisant varier de cette manière les profils en entrée du traitement radar. Les paramètres de la densité spectrale de puissance ont été modifiés pour pouvoir représenter différents types de fouillis rencontrés sur des images Doppler-distance susceptibles d'être observées réellement. C'est pourquoi les résultats synthétisés ont été comparés à des cas d'images réelles. Ces comparaisons sont encourageantes. Enfin, une étude statistique sur l'étalement Doppler et distance a été effectuée en fonction des différents paramètres de la densité spectrale de puissance ainsi qu'en fonction du filtrage passe-bas appliqué sur les valeurs de la densité électronique entre les récurrences.

A l'issue de cette thèse, nous pensons être capables de simuler différentes perturbations ionosphériques sur une image radar. Nous avons ainsi établi les données radar correspondantes, capables de décrire certains phénomènes ionosphériques. Par conséquent, ces données peuvent être utilisées pour prévoir certaines perturbations et par suite corriger leur effets sur les images radar mesurées. En conclusion, ces travaux de thèse ont abouti au développement d'une méthode qui pourra être ultérieurement intégrée dans un module de simulation ionosphérique pour radar HF à ondes de ciel ou ondes de surface.

En ce qui concerne les perspectives à court et moyen termes, le module HF de fouillis ionosphérique issu de ces travaux de thèse pourra être associé à celui de fouillis de mer existant déjà dans l'unité RBF de l'ONERA. Il faudra compléter notre simulateur de manière à lui ajouter un maillage en azimuth en plus de celui en élévation, et de cette manière nous travaillerons en 3D et non plus en 2D.

Enfin, il serait utile de paralléliser l'algorithme du simulateur ou bien d'utiliser un processeur plus performant pour diminuer le temps de calcul. D'autres langages informatiques pourront être utilisés comme le langage C ou C#, Python, CUDA (GPU), etc.

À plus long terme, il faudra chercher à mieux caractériser l'évolution temporelle des perturbations et identifier les paramètres de profils correspondant à chaque type de perturbation (TID, bubbles, etc.). Il faudrait pouvoir l'effectuer en temps réel et localement, ce qui n'est pas le cas avec les mesures actuelles du TEC (intégration spatiale) et du sondage vertical.

Les nouveaux résultats obtenus par tomographie 3D en temps réel de l'ionosphère [89] [90] constituent une perspective encourageante dans cette voie. Ainsi, l'intégration des données de tomographie 3D dans le module du fouillis ionosphérique, développé dans cette thèse, pourrait permettre une caractérisation du canal de propagation des signaux radar. Alors, une étape de correction des aléas de propagation serait envisageable pour réduire les fausses alertes et les erreurs sur les images radar.

Liste des communications

Conférences

Marie José Abi Akl, Florent Jangal, Muriel Darces, and Marc Hélier. Modèle comportemental pour radars HF d'une ionosphère perturbée. In *Conference JNM 2017, 20èmes Journées Nationales Micro-Ondes*, Saint-Malo, France, May 2017.

M. J. A. Akl, F. Jangal, M. Darces, and M. Hélier. Behavioral model of ionospheric effects in hf radars. In *2017 11th European Conference on Antennas and Propagation (EUCAP)*, pages 1254–1257, March 2017.

Marie José Abi Akl, Florent Jangal, Muriel Darces, and Marc Hélier. Ionospheric Clutter Simulator for High Frequency Radars Wave Propagation. In *Conference IEEE APS/URSI 2017, IEEE International Symposium on Antennas and Propagation and USNC-URSI Radio Science Meeting.*, San Diego (Californie), United States, July 2017.

M. J. Abi Akl, F. Jangal, M. Darces, and M. Hélier. Modelling the ionospheric effects in hf radar long term integration. In *2016 10th European Conference on Antennas and Propagation (EuCAP)*, pages 1–4, April 2016.

Reuves à comité de lecture

En cours de préparation pour une soumission à "IET Radar, Sonar and Navigation"

M.-J. Abi Akl, F. Jangal, M. Darces, M. Hélier, "An empirical model of the effects of ionospheric electron density variations on HF radar processing".



Bibliographie

- [1] Magali Laigneau et Jénovéfa Périgault Cloé Beaumale. Les aurores boreales. <http://www.les-aurores-boreales-39.webself.net>. Accessed : 2017-03-22.
- [2] SID Monitoring Station. L'ionosphère. <https://sidstation.loudet.org/home-fr.xhtml>, 2013. Accessed : 2016-04-10.
- [3] Henry G Booker. Fitting of multi-region ionospheric profiles of electron density by a single analytic function of height. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 39(5) :619 – 623, 1977.
- [4] Gwyn Williams. Interpreting digital ionograms, May 2009.
- [5] International reference ionosphere - iri-2012. https://omniweb.gsfc.nasa.gov/vitmo/iri2012_vitmo.html. Accessed : 2017-07-02.
- [6] P. Coïsson, S. M. Radicella, R. Leitinger, and B. Nava. Topside electron density in IRI and NeQuick : Features and limitations. *Advances in Space Research*, 37 :937–942, 2006.
- [7] V. E. Gherm, N. N. Zernov, H. J. Strangeways, and M. Darnell. Scattering functions for wideband hf channels, 2000.
- [8] L. J. Nickisch, Gavin St. John, Sergey V. Fridman, Mark A. Hausman, and C. J. Coleman. Hicirf : A high-fidelity hf channel simulation. *Radio Science*, 47(4) :n/a–n/a, 2012. RS0L11.
- [9] B. Ning G. Li and H. Yuan. Analysis of ionospheric scintillation spectra and tec in the chinese low latitude region. *Earth Planets Space*, 59 :279–285, May 2007.
- [10] E. D. R. Shearman. Radio science and oceanography. *Radio Science*, 18(3) :299–320, 1983.
- [11] R.J. Riddolls. Ship detection performance of a high frequency hybrid sky-surface wave radar, December 2007.
- [12] Emilie Bronner. *Improvements of HF surface wave radars performance by compact antenna study and adaptive filtering used to reduce sea clutter*. Theses, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, November 2005.

- [13] Kung Chie Yeh and Chao-Han Liu. Radio wave scintillations in the ionosphere. *Proceedings of the IEEE*, 70(4) :324–360, April 1982.
- [14] I. P. Shkarofsky. Generalized turbulence space-correlation and wave-number spectrum-function pairs. *Canadian Journal of Physics*, 46(19) :2133–2153, 1968.
- [15] K. G. Budden. *Radio wave in the ionosphere*. Cambridge University Press, 1961.
- [16] QUEMADA D. *ONDES DANS LES PLASMAS. Physique spatiale*. Hermann, Paris, 1968.
- [17] Stanford University. Electronics Research Laboratory, V.R. Eshleman, United States. Office of Naval Research, United States. Army Signal Corps, United States. Air Force, and United States. Navy. *Theory of Radio Reflections from Electron-ion Clouds*. 1953.
- [18] Lucien Boithias. *Propagation des ondes radioélectriques dans l'environnement terrestre*. Collection technique et scientifique des télécommunications, ISSN 0221-8579. Dunod, Paris, 2e édition edition, 1984.
- [19] Davies. *Ionospheric radio*. Peter Peregrinus Ltd, 1990.
- [20] Aragón Ángel A., Orús R., Hernández-Pajares M., and Sanz J. Juan J. M. Preliminary nequick assessment for future single frequency users of galileo. *Proceedings of the 6th Geomatic Week*, 2006.
- [21] A. O. Acebal and J. J. Sojka. A flare sensitive 3 h solar flux radio index for space weather applications. *Space Weather*, 9(7) :1–12, July 2011.
- [22] P.L. Dyson and J.A. Bennett. A model of the vertical distribution of the electron concentration in the ionosphere and its application to oblique propagation studies. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 50(3) :251 – 262, 1988.
- [23] J. MLYNARCZYK and AL. Analytical calculation of the radio wave trajectory in the ionosphere. *International Conference IMAPS -Poland*, 2000.
- [24] I Robinson and P.L Dyson. Effects of ionospheric irregularities on radio waves—i. phase path changes. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 37(11) :1459 – 1467, 1975.
- [25] Kenneth Davies. *Ionospheric Radio Propagation*. Washington : U.S. Dept. of Commerce; National Bureau of Standards : For sale by the Supt. of Docs., U.S. G.P.O., 1965.
- [26] Claude Giménès. Communications ionosphériques. <http://claude-gimenes.fr/fr/p/21/888/44031>, 2013-2017. Accessed : 2016-05-1.

- [27] M. I. Zhang, S. M. Radxella, I. Kersley, and S. A. Pulmets. Results of the modeling of the topside electron density profile using the Chapman and Epstein functions. *Elsevier Science Ltd*, pages 871–876, 2002.
- [28] J. R. Dudeney and R. I. Kressman. Empirical models of the electron concentration of the ionosphere and their value for radio communications purposes. *Radio Science*, 21(3) :319–330, May 1986.
- [29] Z. T. Katamzi and L. A. McKinnell. Observations of traveling ionospheric disturbances associated with geomagnetic storms, Aug 2011.
- [30] G. Crowley and F. S. Rodrigues. Characteristics of traveling ionospheric disturbances observed by the Tidbit sounder. *Radio Science*, 47(4) :n/a–n/a, 2012. RS0L22.
- [31] R. W. Schunk and H. G. Demars. Effect of equatorial plasma bubbles on the thermosphere. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 108(A6) :n/a–n/a, 2003. 1245.
- [32] N. N. Zernov, V. E. Gherm, and H. J. Strangeways. On the effects of scintillation of low-latitude bubbles on transionospheric paths of propagation. *Radio Science*, 44(01) :1–9, Feb 2009.
- [33] S. A. Maurits, V. E. Gherm, N. N. Zernov, and H. J. Strangeways. Modeling of scintillation effects on high-latitude transionospheric paths using ionospheric model (uaf eppim) for background electron density specifications. *Radio Science*, 43(04) :1–17, Aug 2008.
- [34] D. L. Hysell, E. Kudeki, and J. L. Chau. Possible ionospheric preconditioning by shear flow leading to equatorial spread F. *Annales Geophysicae*, 23(7) :2647–2655, 2005.
- [35] A. Huar. *Etude et minimisation de l'influence des phénomènes naturels (météores, orages, aurores boréales, ...) sur les capacités de détection d'un radar HF*. PhD thesis, Université de Rennes 1, Janvier 1999.
- [36] K. Schlegel. Coherent backscatter from ionospheric E-region plasma irregularities. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 58(8) :933 – 941, 1996.
- [37] Chong Yanwen, Xie Shuguo, and Huang Tianxi. The bitemporal response function method in studying the ionospheric movement. In *2000 5th International Symposium on Antennas, Propagation, and EM Theory. ISAPE 2000 (IEEE Cat. No.00EX417)*, pages 548–551, Aug 2000.
- [38] S. T. Li, L. B. Koyama, J. H. Schukantz, and R. J. Dinger. EMC study of a shipboard HF surface wave radar. In *Proceedings of International Symposium on Electromagnetic Compatibility*, pages 406–410, Aug 1995.

- [39] Y. Demarty. *Modélisation cohérente de la diffusion électromagnétique par des surfaces de mer tridimensionnelles en incidence rasante : application aux radars HF à ondes de surface*. PhD thesis, Université de Pierre et Marie Curie-Paris 6, Janvier 2008.
- [40] John B. McKinney. Radar : A case history of an invention [the evolution of an innovation]. *IEEE Aerospace and Electronic Systems Magazine*, 21(8) :7, Aug 2006.
- [41] Lucien Boithias. «angle de site» ou «angle d'élévation». *Annales des Télécommunications*, 40(1) :69–70, 1985.
- [42] Florence Tupin et Jean Marie Nicolas. Les bases de l'imagerie radar a synthèse d'ouverture. http://perso.telecom-paristech.fr/~almansa/MVA-ISat/biblio/polyradar_TelecomParisTech_2012.pdf, 2012. Accessed : 2017-03-31.
- [43] H. Lichtenegger B. Hofmann-Wellenhof and J. Collins. *Global Positioning System : Theory and Practice*. Springer-Verlag Wien, 2001.
- [44] J. E. Titheridge. The real height analysis of ionograms : A generalized formulation. *Radio Science*, 23(5) :831–849, 1988.
- [45] J. R. Wait. The ancient and modern history of em ground-wave propagation. *IEEE Antennas and Propagation Magazine*, 40(5) :7–24, Oct 1998.
- [46] Dorey P.; Jangal F. Simeons. IDDN.FR.001.040002.000.R.P.2013.000.31235, 2013.
- [47] R. A. Halim and M. D. Seck. The simulation-based multi-objective evolutionary optimization (simeon) framework. In *Proceedings of the 2011 Winter Simulation Conference (WSC)*, pages 2834–2846, Dec 2011.
- [48] C. KERBIRIOU. *Développement d'une méthode d'étalonnage d'un radar trans-horizon basée sur une analyse fine du fouillis de mer*. PhD thesis, Université de Rennes 1, Février 2002.
- [49] Dieter Bilitza. International reference ionosphere 2000. *Radio Science*, 36(2) :261–275, 2001.
- [50] O. Cilibas, U. Sezen, F. Arıkan, and T. Gulyaeva. Iri-plas optimization based ionospheric tomography. In *Proceedings of the 16th International Conference on Information Fusion*, pages 1645–1649, July 2013.
- [51] B. Nava, P. Coisson, and S.M. Radicella. A new version of the nequick ionosphere electron density model. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 70(15) :1856 – 1862, 2008. Ionospheric Effects and Telecommunications EGU 2007, Vienna, Austria, 15 - 20 April 2007; IRI/COST 296 Workshop Ionosphere - Modelling, Forcing and Telecommunications. Prague, Czech Republic, 10-14 July 2007; Asia

- Oceania Geosciences Society : {AOGS} 2007. Bangkok, Thailand, 30 July - 4 August 2007.
- [52] Z. W. Xu and J. Wu. On the mutual coherence function and mean arrival time of radio propagation through the turbulent ionosphere. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 56(8) :2622–2629, Aug 2008.
- [53] V. E. Gherm, N. N. Zernov, and H. J. Strangeways. Scattering functions for multimoded wideband hf channels. In *2001 Eleventh International Conference on Antennas and Propagation, (IEE Conf. Publ. No. 480)*, volume 1, pages 393–397 vol.1, 2001.
- [54] Vadim E. Gherm, Nikolay N. Zernov, Bengt Lundborg, and Anders Västberg. The two-frequency coherence function for the fluctuating ionosphere : narrowband pulse propagation. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 59(14) :1831 – 1841, 1997.
- [55] L. E. Vogler and J. A. Hoffmeyer. A model for wideband hf propagation channels. *Radio Science*, 28(06) :1131–1142, Nov 1993.
- [56] F. Jangal. Utilisation des radars hf pour la surveillance du trafic maritime. In *Proceedings des Journées Scientifiques et Techniques du CETMEF*, page 33, 2004.
- [57] Y. Li, Y. Wei, R. Xu, and Z. Wang. Influence of ionosphere on resolution cell of hf hybrid sky-surface wave radar, July 2013.
- [58] T. W. Garner, B. T. Taylor, T. L. Gaussiran, W. R. Coley, M. R. Hairston, and F. J. Rich. Statistical behavior of the topside electron density as determined from dmsp observations : A probabilistic climatology. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 115(A7) :n/a–n/a, 2010. A07306.
- [59] L. F. Burlaga and A. J. Lazarus. Lognormal distributions and spectra of solar wind plasma fluctuations : Wind 1995–1998. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 105(A2) :2357–2364, 2000.
- [60] Charles Suquet. Théorème limite central, 2005-2006.
- [61] Inventaire national du patrimoine naturel. <https://inpn.mnhn.fr/accueil/a-propos-inpn>. Accessed : 2017-09-12.
- [62] M. MONTECOT. Détection des transitions terres mer avec un radar transhorizon à ondes de surface. *ONERA*, 1995.
- [63] L. PETRILLO. *Plasmonique pour radar HF*. PhD thesis, Université de Pierre et Marie Curie-Paris 6, October 2011.

- [64] F. JANGAL. *Apport de la bipolarisation, du traitement adaptatif du signal et de la multirésolution à l'élimination du fouillis ionosphérique pour les radars haute fréquence à ondes de surface*. PhD thesis, Université de Pierre et Marie Curie-Paris 6, Novembre 2007.
- [65] P.L. Dyson. Relationships between the rate of change of phase path (doppler shift) and angle of arrival. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 37(8) :1151 – 1154, 1975.
- [66] J.A. Bennett. The calculation of doppler shifts due to a changing ionosphere. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 29(7) :887 – 891, 1967.
- [67] John M Kelso. Ray tracing in the lonosphere. *Radio Science*, 3(1) :1–12, 1968.
- [68] Joël SORNETTE. Lois de l'optique géométrique. <http://www.joelsornette.fr>. Accessed : 2017-09-13.
- [69] R. H. Anderson and J. L. Krolik. Over-the-horizon radar target localization using a hidden markov model estimated from ionosonde data. *Radio Science*, 33(4) :1199–1213, July 1998.
- [70] K. B. Mathur. Absorption and reflection of radio waves at oblique incidence and their relationship with vertical incidence phenomena. *communicated by Prof. M. N. Saha F.R.S.*, 3 :345–357, 1939.
- [71] R. W. P. King and S. S. Sandler. The electromagnetic field of a vertical electric dipole over the earth or sea. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 42(3) :382–389, Mar 1994.
- [72] {PREFACE}. In AKIRA ISHIMARU, editor, *Wave Propagation and Scattering in Random Media*, pages ix – xi. Academic Press, 1978.
- [73] Bruit radioélectrique, 2001.
- [74] F. Jangal, P. Dorey, M. Menelle, and N. Bourey. Hf radars and hf propagation simulations. In *2013 7th European Conference on Antennas and Propagation (EuCAP)*, pages 2692–2693, April 2013.
- [75] Henry G Booker. Fitting of multi-region ionospheric profiles of electron density by a single analytic function of height. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 39(5) :619 – 623, 1977.
- [76] V. R. Eshleman. Theory of radio reflections from electron-ion clouds. *Transactions of the IRE Professional Group on Antennas and Propagation*, 3(1) :32–39, Jan 1955.

- [77] J.Ch. Bolomey F. Brouaye, M. Hélier. Comparing height models of a single wire random transmission line. In *14th International Zurich Symposium and Technical Exhibition on electromagnetic compatibility*, pages 247–252, 2001.
- [78] Oleg I.Berngardt. Seismo-ionospheric effects associated with 'chelyabinsk' meteorite during the first 25 minutes after its fall. *Cornell University Library*, Sep 2014.
- [79] W. Snyder and R. A. Helliwell. Universal wave polarization chart for the magnetoionic theory. *Journal of Geophysical Research*, 57(1) :73–84, 1952.
- [80] T. W. Garner, B. T. Taylor, T. L. Gaussiran, W. R. Coley, and M. R. Hairston. On the distribution of ionospheric electron density observations. *Space Weather*, 3(10) :n/a–n/a, 2005. S10002.
- [81] Mathematica. Correlationdistanc, 2017.
- [82] Hal J. Strangeways, Yih-Hwa Ho, Marcio H. O. Aquino, Zeynep G. Elmas, H. A. Marques, J. F. Galera Monico, and H. A. Silva. On determining spectral parameters, tracking jitter, and gps positioning improvement by scintillation mitigation. *Radio Science*, 46(6) :n/a–n/a, 2011. RS0D15.
- [83] H. P. Gavin. Random processes, correlation, and power spectral density. <http://people.duke.edu/hpgavin/cee541/PowerSpectra.pdf>, 2016.
- [84] Y. Yao, J. Tang, P. Chen, S. Zhang, and J. Chen. An improved iterative algorithm for 3-d ionospheric tomography reconstruction. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 52(8) :4696–4706, Aug 2014.
- [85] N. S. Wheadon, J. C. Whitehouse, J. D. Milsom, and R. N. Herring. Ionospheric modelling and target coordinate registration for hf sky-wave radars. In *1994 Sixth International Conference on HF Radio Systems and Techniques*, pages 258–266, Jul 1994.
- [86] M. C. Kelley, J. LaBelle, E. Kudeki, B. G. Fejer, SA. Basu, Su. Basu, K. D. Baker, C. Haniuise, P. Argo, R. F. Woodman, W. E. Swartz, D. T. Farley, and J. W. Meriwether. The condor equatorial spread f campaign : Overview and results of the large-scale measurements. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 91(A5) :5487–5503, 1986.
- [87] J.C. Cerisier. Ondes dans les plasmas. Université Pierre et Marie Curie - Paris 6, 2004.
- [88] George Jandieri, Zhuzhuna Diasamidze, and Mzia Diasamidze. Scintillation spectra of scattered electromagnetic waves in turbulent magnetized plasma, Nov 2013.
- [89] Jian Tang Jun; Yao Yibin; Zhang Liang; Kong. Tomographic reconstruction of ionospheric electron density during the storm of 5-6 august 2011 using multi-source data. *Scientific Reports*, 5, 2015.

- [90] J. Norberg, I. I. Virtanen, L. Roininen, J. Vierinen, M. Orispää, K. Kauristie, and M. S. Lehtinen. Bayesian statistical ionospheric tomography improved by incorporating ionosonde measurements. *Atmospheric Measurement Techniques*, 9(4) :1859–1869, 2016.
- [91] Marie José Abi Akl, Florent Jangal, Muriel Darces, and Marc Hélier. Modèle comportemental pour radars HF d’une ionosphère perturbée. In *Conference JNM 2017, 20èmes Journées Nationales Micro-Ondes*, Saint-Malo, France, May 2017.
- [92] M. J. A. Akl, F. Jangal, M. Darces, and M. Hélier. Behavioral model of ionospheric effects in hf radars. In *2017 11th European Conference on Antennas and Propagation (EUCAP)*, pages 1254–1257, March 2017.
- [93] Marie José Abi Akl, Florent Jangal, Muriel Darces, and Marc Hélier. Ionospheric Clutter Simulator for High Frequency Radars Wave Propagation. In *Conference IEEE APS/URSI 2017, IEEE International Symposium on Antennas and Propagation and USNC-URSI Radio Science Meeting.*, San Diego (Californie), United States, July 2017.
- [94] M. J. Abi Akl, F. Jangal, M. Darces, and M. Hélier. Modelling the ionospheric effects in hf radar long term integration. In *2016 10th European Conference on Antennas and Propagation (EuCAP)*, pages 1–4, April 2016.

Annexe A

Loi Log-normale à 3 paramètres - Loi de Johnson

Une variable aléatoire peut être modélisée par une loi log-normale si elle est le résultat de la multiplication d'un grand nombre de petits facteurs aléatoires et indépendants. Une loi log-normale est définie par ses deux paramètres : son espérance μ et sa variance σ^2 . La fonction de densité de probabilité d'une distribution log-normale est donnée par :

$$f(x|\mu, \sigma) = \frac{1}{x\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(\ln x - \mu)^2}{2\sigma^2}} ; \quad x > 0 \quad (\text{A.1})$$

On définit ici une loi log-normale à trois paramètres μ , σ et θ qui a pour densité de probabilité :

$$g(x|\mu, \sigma, \theta) = \begin{cases} \frac{e^{-\frac{(\text{Log}(x-\theta) - \mu)^2}{2\sigma^2}}}{\sqrt{2\pi}\sigma(x-\theta)} & x > \theta \\ 0 & x \leq \theta \end{cases} \quad (\text{A.2})$$

On l'appelle aussi loi de Johnson semi-bornée de paramètres $p_1 = -\mu/\sigma$, $p_2 = 1/\sigma$ et $p_3 = \theta$. Si θ est nul, la grandeur μ est la moyenne de la loi normale suivie par le logarithme d'une variable aléatoire obéissant à cette loi log-normale et σ son écart type. La grandeur θ est une valeur de seuil. La moyenne de cette loi log-normale à trois paramètres est alors donnée par l'expression :

$$\text{Moyenne} = e^{(1+2\frac{\mu}{\sigma^2})\frac{\sigma^2}{2}} + \theta \quad (\text{A.3})$$

et sa variance par l'expression :

$$\text{Variance} = e^{(1+2\frac{\mu}{\sigma^2})\sigma^2} (e^{\sigma^2} - 1) \quad (\text{A.4})$$

Annexe B

Raies de Bragg

Les radar HF à onde de surface émettent des ondes qui se propagent au niveau de la surface de la mer. Pour cette raison, il faut prendre en considération les effets de la mer sur la propagation des ondes. En effet, l'interaction entre l'onde de surface et la surface de la mer peut être modélisée par la diffusion résonante de Bragg. Il s'agit de rendre compte de la diffraction de l'onde sur la crête des vagues. Une partie de l'onde est diffractée en direction de l'émetteur. Si la longueur d'onde des vagues est de l'ordre de la moitié de celle émise par le radar, les contributions réfractées s'ajoutent en phase, c'est la résonance de Bragg. La bande étroite des raies de Bragg se trouve entre les fréquences Doppler $\pm f_b$, tel que :

$$f_b = 0.102\sqrt{f} \quad (\text{B.1})$$

où f en MHz et f_b en Hz. Par ailleurs, aux fréquences HF, il y a deux trains de vagues qui remplissent la condition sur les longueurs d'ondes : un s'éloignant du radar et un autre s'en rapprochant. Il y a donc deux interférences constructives formant les raies de Bragg d'ordre un, l'une à $+f_b$ et l'autre à $-f_b$. De plus, il y a formation du continuum de Bragg de second ordre. Ce continuum est constitué des trains de vagues ayant des longueurs d'ondes proches de la condition de résonance. Dans ce cas, le signal revenant au radar est moins intense que celui de la résonance parfaite.

Dans l'image Doppler-distance créée après traitement par un radar HF à ondes de surface de la figure B.1, chacune des contributions peut être distinguée individuellement des autres : niveau de bruit, cibles, lignes de Bragg et effets du sol, et de l'environnement. En effet, les cibles peuvent être représentées sur l'image radar par des points brillants, mais la réciproque n'est pas toujours vraie, un point brillant peut être dû au fouillis ionosphérique. Chacune des raies de Bragg s'étale pour une même fréquence sur toutes les distances de part et d'autre de la fréquence zéro. Les réponses du sol et de l'environnement fixe viennent se superposer sur la fréquence zéro. Ces phénomènes sont donc

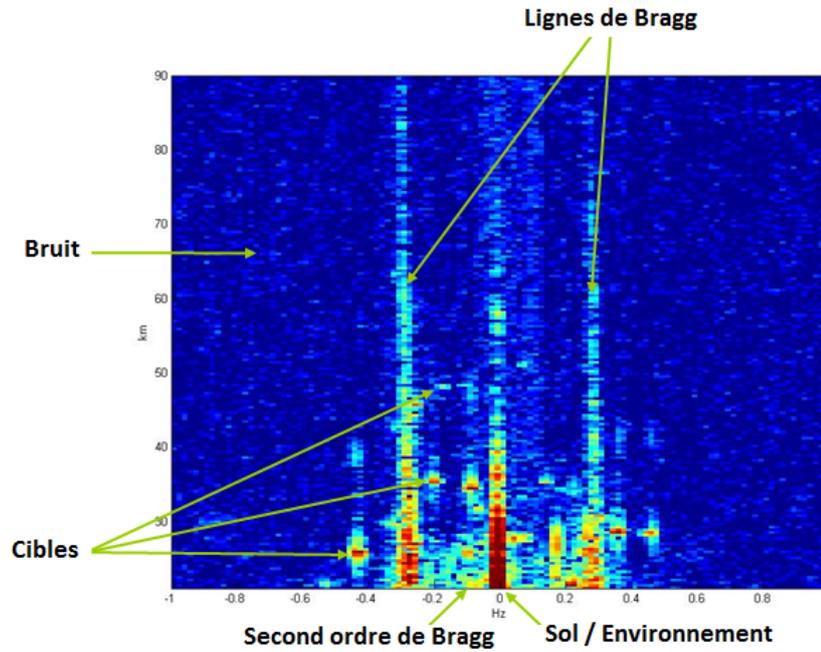


FIGURE B.1 – Un exemple d'image produite par un radar HF à onde de surface.

susceptibles de masquer les cibles qui auraient des décalages Doppler nuls ou égaux à ceux des raies de Bragg, ou encore proches de ceux des points brillants du fouillis ionosphérique (pour une même distance projetée).

Annexes