



HAL
open science

IONO-HF : propagation des ondes hautes fréquences dans l'ionosphère

Etienne Foucault

► **To cite this version:**

Etienne Foucault. IONO-HF : propagation des ondes hautes fréquences dans l'ionosphère. Astrophysique [astro-ph]. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2020. Français. NNT : 2020TOU30039 . tel-02979322

HAL Id: tel-02979322

<https://theses.hal.science/tel-02979322v1>

Submitted on 27 Oct 2020

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.

THÈSE

En vue de l'obtention du
DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE
Délivré par l'Université Toulouse 3 - Paul Sabatier

Présentée et soutenue par
Etienne FOUCAULT

Le 19 juin 2020

**IONO-HF : Propagation des ondes hautes fréquences dans
l'ionosphère**

Ecole doctorale : **SDU2E - Sciences de l'Univers, de l'Environnement et de
l'Espace**

Spécialité : **Astrophysique, Sciences de l'Espace, Planétologie**

Unité de recherche :

IRAP - Institut de Recherche en Astrophysique et Planetologie

Thèse dirigée par

Pierre-Louis BLELLY et Aurélie MARCHAUDON

Jury

Mme Dominique FONTAINE, Rapporteur

Mme Elvira ASTAFYEVA, Rapporteur

M. Bernard UGUEN, Rapporteur

M. Laurent FERAL, Examineur

M. Vincent GÉNOT, Examineur

M. Rolland FLEURY, Examineur

M. Pierre-Louis BLELLY, Directeur de thèse

Mme Aurélie MARCHAUDON, Co-directrice de thèse

Abstract

L'étude de la propagation des ondes électromagnétiques en bandes hautes (HF) et très hautes fréquences (VHF) dans l'ionosphère gagne en intérêt avec l'essor des technologies de communication et de positionnement par satellites. Cependant, la transmission des signaux associés est dépendante du milieu qu'ils traversent : l'ionosphère. Cette partie de l'atmosphère terrestre (entre 60 et 2,000 km d'altitude) est composée d'un plasma partiellement ionisé, formé par la photo-dissociation des composants neutres par le rayonnement solaire X et UV et impacte la propagation des ondes radios du fait de son pouvoir réfractant.

Ma thèse a consisté à développer un code de tracé de rayons capable de résoudre les trajectoires des ondes radios HF et VHF dans une ionosphère réaliste. Pour cela, j'ai développé un système d'équations permettant de résoudre la trajectoire d'une onde à partir du principe de Fermat ainsi que divers paramètres associés aux ondes et au milieu traversé (temps de propagation, indice de réfraction, absorption, le contenu total d'électrons TEC). Un modèle de champ magnétique dipolaire tilté est également implémenté et permet de résoudre les modes de propagation ordinaire et extraordinaire.

Dans une première application, j'ai utilisé ce code de tracé de rayons pour simuler un radar trans-horizon à haute latitude, de type SuperDARN. Dans un premier temps, j'ai étudié la propagation des ondes dans des profils d'ionosphère synthétiques présentant différents types de gradients. J'ai montré qu'une ionosphère présentant une région E développée contraint les régions possibles d'échos à basse altitude et absorbe modérément à fortement les ondes en fonction de la distance parcourue. Lorsque la région E est peu développée, les ondes se propagent vers des altitudes supérieures et forment des régions d'échos avec une large extension en altitude. L'absorption des ondes est également plus faible. L'introduction de gradient horizontaux a montré que les formes des régions d'échos ne changeaient pas fondamentalement mais entraînent un déplacement en distance par rapport au radar de ces régions. Dans un second temps, j'ai utilisé les résultats de cette étude préliminaire pour analyser la propagation modélisée dans un profil d'ionosphère réaliste.

Dans une seconde application, j'ai étudié les modes de propagation ordinaire et extraordinaire, dans un premier temps en modélisant le mode de fonctionnement d'une ionosonde. Cet instrument permet d'estimer le profil local de la densité électronique jusqu'au pic de région F. Les simulations effectuées avec le tracé de rayons ont permis de reproduire les différences de propagation (temps de propagation, altitude des échos) entre ces modes de propagation dans le cas d'une propagation parallèle au champ magnétique. L'étude des modes de propagation O et X dans le cas d'une propagation de type SuperDARN a montré des différences négligeables par rapport aux résultats de la première application. Ce résultat nous a permis de valider l'hypothèse faite par la communauté SuperDARN de négliger l'influence du champ magnétique sur la propagation. Dans le cas du radar de Stokkseyri, j'ai montré que, du fait de son orientation perpendiculaire au champ magnétique, les modes de propagation ordinaire et extraordinaire sont peu différents du mode sans champ magnétique.

Finalement, j'ai mené une étude de l'impact de l'ionosphère équatoriale sur le positionnement par satellite dans le cadre d'une réponse à appel d'offre pour Thales Alenia Space. Une étude préliminaire a permis d'identifier les principaux processus propres à l'ionosphère équatoriale susceptibles de perturber la propagation des signaux. Puis, à l'aide de l'analyse d'une base de données collectées par des stations africaines équatoriales, j'ai quantifié leurs

variabilités et leurs effets sur la propagation des signaux GNSS.

Abstract

Radio wave propagation in high and very high frequency bands is a major subject of interest ; mainly because of the rise of telecommunication and GPS technologies. Although, the effective transmission of these signals highly depends on the medium. There is a part of the neutral atmosphere, named ionosphere and located approximately between 60 and 2,000 km, which impact the wave propagation as it is composed of a partially ionised plasma. It is formed through the photo-ionization of neutral species by the solar UV and EUV spectrum.

During my Ph.D., my first achievement was to develop a ray tracing tool to solve the HF and VHF radio wave trajectories in a realistic ionosphere. It is based on numerical development of the Fermat's Principle which allows trajectory modelling. To give more insight information on wave propagation, this tool also integrates some wave parameters such as propagation time, total electron content TEC and absorption. A simple tilted dipole magnetic field is implemented, which allow the ordinary and extraordinary propagation mode modelling.

As a first application, I used this ray tracing tool to model a SuperDARN coherent HF radar. These radars are dedicated to the observation and study of the high latitude plasma convection. First, I studied the radio wave propagation in synthetic ionosphere profiles, featuring different types of electron density gradients. I have shown that ionosphere profile with a developed E region implies low altitude refraction for waves with low elevation angles and moderate to high absorption. For ionosphere profile with lower density E region, wave may propagate to higher altitude and form echoes region spanning across the F region, while being less absorbed. While adding horizontal electron density gradient in these ionosphere profiles, I have shown that the echoes region keep the same pattern but are shifted in distance respect to the radar. Then, I used these results to study the wave propagation in a realistic ionosphere featuring complex electron density gradients.

As a second application, I studied the magnetic field effect on radio wave propagation by modelling the ordinary and extraordinary propagation modes in the case of a ionosonde. It is an instrument dedicated to the sounding of the local vertical electron density profile below the F region peak. In the case of a parallel propagation with respect to the magnetic field, the ray tracing tool modelled the expected behaviour for both propagation modes, in terms of different altitude of reflection and different propagation speed. While modelling ordinary and extraordinary modes in the case of a SuperDARN radar, I have shown that the magnetic field effect was negligible as the propagation is almost perpendicular respect to the magnetic field. For this reason the common hypothesis to neglect the magnetic field in the SuperDARN case is correct.

Finally, I studied the equatorial ionosphere impact on very high frequency signal (GNSS), for Thales Alenia Space. First, a bibliographic study was made to identify the equatorial processes which could impact wave propagation. Then, I quantified their impact on GNSS signal and their temporal variability, by analysing a data base measured by african equatorial station.

Table des matières

Introduction	8
1 L'ionosphère et sa modélisation	12
1.1 La dynamique de la magnétosphère terrestre	13
1.1.1 Principe du champ gelé	14
1.1.2 Champ électrique de co-rotation	15
1.1.3 Effet dynamo du vent solaire	16
1.1.4 Projection de la convection magnétosphérique dans l'ionosphère . .	16
1.1.5 Les précipitations	18
1.2 L'ionosphère	19
1.2.1 Structure de l'atmosphère	19
1.2.2 Formation de l'ionosphère	20
1.2.3 Structure de l'ionosphère	26
1.2.4 Électrodynamique	28
1.3 L'ionosphère équatoriale	29
1.3.1 L'électrojet équatorial	29
1.3.2 Fontaine équatoriale	30
1.3.3 Bulles de plasma équatoriales	31
1.4 La modélisation de l'ionosphère – Le modèle IPIM	33
1.4.1 Présentation	34
1.4.2 Interaction entre les modules	34
1.4.3 Modèles d'entrées	36
2 Propagation des ondes électromagnétiques dans l'ionosphère	37
2.1 Propagation dans un plasma non magnétisé	38
2.2 Propagation dans un plasma magnétisé	40
2.2.1 Propagation parallèle au champ magnétique	41
2.2.2 Propagation perpendiculaire au champ magnétique	42
2.3 Expression générale de l'indice de réfraction	44
2.4 Application et limitations	46
3 Les méthodes de mesure de l'ionosphère	47
3.1 Ionosonde	48
3.1.1 Introduction	48
3.1.2 Principe de fonctionnement	48
3.1.3 Présentation d'un ionogramme	49
3.2 SuperDARN	50
3.2.1 Introduction	50
3.2.2 Principe de fonctionnement	51

3.2.3	Analyse des données	53
3.2.4	Modèles de hauteur virtuelle et de trace au sol	54
3.3	Satellites GNSS	57
3.3.1	Principe de fonctionnement	57
3.3.2	Pseudo distance	59
3.3.3	Mesures indirectes de l'ionosphère	60
3.3.4	Scintillations	61
3.3.5	Le réseau SAGAIE	63
3.4	Système d'augmentation du positionnement par satellite : SBAS	63
4	Développement d'un code de tracé de rayons	66
4.1	Repère	67
4.2	Mise en équations	67
4.3	Effets de l'ionosphère sur les paramètres de l'onde	68
4.3.1	Absorption	68
4.3.2	Contenu Électronique Total (TEC)	69
4.3.3	Temps de propagation	69
4.4	Interpolation 3D	69
4.4.1	Recherche du volume	69
4.4.2	Développement de Taylor-Young et interpolation	70
4.5	Conditions d'utilisation	70
4.5.1	Mode ionosonde	70
4.5.2	Mode SuperDARN	70
4.5.3	Mode GNSS	71
5	Propagation d'ondes HF dans une ionosphère non magnétisée	72
5.1	Introduction	73
5.2	Présentation des simulations	73
5.3	Effets des gradients verticaux	75
5.4	Effet des gradients horizontaux	77
5.4.1	Gradients horizontaux depuis le radar	77
5.4.2	Gradients horizontaux vers le radar	78
5.5	Étude des trajectoires dans un profil d'ionosphère réaliste	80
5.6	Évolution des paramètres associés aux milieu et ondes	81
5.6.1	Absorption	81
5.6.2	TEC	85
5.7	Analyse des échos	87
5.7.1	Localisation des échos dans le champ de vue	87
5.7.2	Comparaison par rapport aux modèles virtuels	88
5.8	Conclusion	93
6	Propagation HF avec champ magnétique : étude des modes de propagation O et X	94
6.1	Introduction	95
6.2	Application à l'ionosonde	95
6.2.1	Présentation de la simulation	95
6.2.2	Altitude de réflexion	95
6.2.3	Vitesse de propagation	96
6.2.4	Estimation de l'altitude de réflexion	98

6.2.5	Discussion	99
6.3	Application à SuperDARN	99
6.3.1	Présentation de la simulation	100
6.3.2	Cartographie des échos dans le champ de vue de SuperDARN . . .	100
6.3.3	Étude des paramètres associés aux échos	101
6.4	Conclusion	103
7	Étude de l'influence des paramètres ionosphériques sur la propagation GNSS en zone équatoriale	105
7.1	Introduction	106
7.2	Contexte de l'étude	106
7.3	Sources de variabilité de l'ionosphère	108
7.3.1	Évolution diurne	108
7.3.2	Évolution saisonnière	109
7.3.3	Évolution annuelle	110
7.3.4	Conclusion sur la variabilité	111
7.4	Impact de l'ionosphère sur la réception des signaux de navigation	112
7.4.1	Fontaine équatoriale	112
7.4.2	Angle d'élévation	114
7.4.3	Bulles de plasmas équatoriales	116
7.4.4	Durée des pertes de suivi	117
7.5	Conclusion	118
	Conclusion	120
	Annexe	128
A	Étude de l'ionosphère équatoriale en zone sub-saharienne	129
1.1	Introduction	130
1.2	Étude de la variabilité de l'ionosphère équatoriale	130
B	Modélisation de la propagation haute fréquence dans l'ionosphère terrestre	150
2.1	Introduction	151
2.2	Article	151

Introduction

Le développement rapide des technologies de télécommunications, ainsi que la croissante dépendance des utilisateurs à ces services (téléphonie, positionnement GPS, détection radar ...), impliquent que ces systèmes fournissent des informations fiables en toutes circonstances. Ces systèmes se basent sur l'utilisation des ondes radios, qui sont des ondes électromagnétiques dont la fréquence est inférieure à 300 GHz. Elles sont utilisées pour transmettre des informations par modulation de leurs amplitudes, de leurs fréquences ou de leurs phases.

Dans le cadre d'une communication longue portée (trans-horizon dont je parlerai après, ou sol-espace), les ondes radios se propagent à travers l'atmosphère terrestre. Or, au début du XX siècle, G. Marconi a découvert qu'une région de l'atmosphère impactait la propagation des ondes radios [Marconi, 1902]. Cette région correspond à l'ionosphère, qui est formée par la photo-ionisation d'une partie de l'atmosphère terrestre par le rayonnement solaire X et UV, formant une couche de plasma (mélange d'électrons et d'ions respectant l'électronéutralité) partiellement ionisée et localisée entre 60 et 2,000 km d'altitude [Kelley et al., 2009]. L'évolution de ce plasma dépend principalement de l'éclairement solaire et des processus de précipitation à hautes latitudes.

L'ionosphère se comporte comme un milieu réfringent pour les ondes radios. En effet, elle possède un indice de réfraction n , qui dépend principalement de la densité électronique et de la fréquence de l'onde émise. Cet indice a la particularité d'être inférieur ou égal à l'unité. Il dépend de la densité électronique du milieu, de la fréquence de l'onde et de l'orientation du champ magnétique.

Pour des ondes de l'ordre de quelques MHz (notées HF), on observe une courbure des trajectoires ainsi qu'un ralentissement et amortissement des ondes au cours de leur propagation. Cette courbure peut permettre aux ondes de revenir vers le sol. L'utilisation de cette propriété permet par exemple de réaliser des communications entre deux points à la surface de la Terre, situés au-delà de l'horizon optique. Ce sont les communications trans-horizon.

Pour des ondes de l'ordre de quelques GHz (notées VHF), l'indice de réfraction tend vers l'unité. Les ondes sont très peu réfractées ou ralenties. Cependant, les méthodes de positionnement par satellites, qui utilisent ce type d'ondes, sont sensibles aux rapides variations de densité du plasma ionosphérique, qui sont responsables de variations rapides d'amplitude et de phase et donc dégradent le signal. Ce phénomène s'appelle la scintillation ionosphérique et impacte la précision du positionnement par satellite, lorsqu'elle est trop importante.

Afin de comprendre l'influence de l'ionosphère sur la propagation des ondes radios, des modèles d'ionosphère et de propagation des ondes ont été développés.

Les modèles d'ionosphère se décomposent en deux groupes. D'une part, les modèles empiriques, qui sont basés sur une analyse statistique des paramètres ionosphériques observés par différents type d'instruments. Aujourd'hui, le modèle IRI (International Reference Ionosphere [Bilitza, 2018]) est communément utilisé pour estimer les profils des principaux paramètres ionosphériques. Les performances de ce modèle sont bonnes pour l'étude des périodes calmes de cycle solaire [Bittencourt et al., 1992], mais ne permettent pas de reproduire les propriétés ionosphériques lors d'événements solaires intenses, au cours d'orages géomagnétiques par exemple [Timoçin et al., 2018]. Cependant, du fait de sa facilité d'utilisation, il est considéré comme le modèle ionosphérique de référence.

D'autre part, il existe des modèles d'ionosphère physiques basés sur une approche multi-fluide, qui permettent d'obtenir les profils des principaux paramètres (densité, température, vitesse ...) par résolution des équations fluides. Ils se décomposent en trois groupes :

globaux, inter-hémisphériques et hautes latitudes. Les premiers proposent une résolution sur une grille 3D jusqu'à une altitude maximale fixée (en général 2,000 km). Les seconds résolvent les équations fluides le long des lignes de champ magnétique fermées, permettant une résolution simultanée dans les deux hémisphères. Enfin, les derniers permettent une résolution le long des lignes de champ magnétique ouvertes, typiques des hautes latitudes. Au cours de ma thèse, j'ai utilisé le modèle IPIM (IRAP Plasmasphere-Ionosphere Model) [Marchaudon and Blelly, 2015] qui combine les avantages des trois types de modèles et sera présenté en Chapitre 3.

L'étude de la propagation des ondes dépend de la bande de fréquence regardée et des conditions d'émission (localisation, direction de propagation, type d'instruments...). Il existe alors différents types de modèles qui permettent de simuler la propagation des ondes radios dans l'ionosphère. Ces modèles se divisent en deux groupes : les modèles basés sur la résolution des équations paraboliques, issues des équations de Maxwell et les modèles de tracé de rayons, résolvant la trajectoire des ondes à partir des lois de l'optique géométrique. Les premiers se basent sur l'équation d'onde (encore appelée équation d'Helmholtz), qui est établie à partir de la théorie de l'électromagnétisme. L'équation parabolique est une approximation de l'équation d'onde. Elle suppose que l'onde se propage dans un cône de référence orienté dans une direction fixée. Elle a été développée par Leontovich [Leontovich and Floch, 1946] et Fock [Fock, 1965]. Les seconds se basent sur la résolution des équations d'optique géométrique, en supposant que les distances parcourues sont grandes devant la longueur d'onde des ondes modélisées. Cette hypothèse permet d'estimer la précision de la résolution (pour une onde de 10 MHz, la résolution est de l'ordre de la longueur d'onde $\lambda \approx 30\text{m}$). Les lois de l'optique géométrique sont décrites par le principe de Fermat. Celui-ci énonce que le trajet parcouru par la lumière minimise toujours le temps de propagation. Il permet de retrouver les lois de la réfraction et introduit également le principe de retour inverse (le trajet d'un rayon entre deux points est indépendant du sens de parcours). La résolution des équations de l'optique géométrique permet d'obtenir le chemin optique parcouru par l'onde, autrement appelé rayon. La majeure partie des modèles de tracé de rayons existants se base sur les équations de Haselgrove [Haselgrove, 1955] qui permettent de résoudre les trajectoires des ondes dans un repère cartésien. Cette formulation a permis le développement du tracé de rayons de [Jones and Stephenson, 1975], permettant une résolution du chemin optique dans une ionosphère simple à trois dimensions. Ce code de tracé de rayons a ensuite été modifié pour former des codes à deux dimensions à résolution rapide [Coleman, 1998], ou pour introduire des gradients de densité horizontaux [de Larquier, 2014].

La vaste majorité de ces codes de tracé de rayons utilise le modèle IRI comme modèle de référence pour l'ionosphère. L'utilisation de ce modèle dans des cas simples donne des résultats cohérents en comparaison avec les observations disponibles [Chisham et al., 2008, de Larquier et al., 2011]. Des différences entre la simulation de la propagation des ondes et les observations apparaissent néanmoins lorsque l'on s'intéresse à des cas d'ionosphère perturbée [Lei et al., 2004].

Au cours de ma thèse, je me suis concentré sur les modèles dit de tracé de rayons. Dans ce contexte, j'ai développé un nouveau code de tracé de rayons, capable de résoudre la propagation des ondes radios dans une ionosphère réaliste. Le développement de ce code émerge également d'un besoin de résoudre à la fois la trajectoire des ondes radios dans l'ionosphère, mais également de fournir l'évolution des paramètres associés aux ondes (vitesses, absorption, ...). De plus, l'utilisation du modèle IPIM, permet de générer des ionosphères présentant des gradients de densité électronique complexes et représentatifs

de la réalité. En conjuguant ces capacités, nous avons étudié comment les gradients de densité électronique influent sur la propagation des ondes et leurs paramètres.

Ce manuscrit est organisé en sept chapitres.

Le Chapitre 1 présente une introduction rapide à la formation et structure de l'ionosphère, ainsi qu'à l'électrodynamique résultant du couplage avec le vent solaire et la magnétosphère.

Le Chapitre 2 présente les équations de propagation des ondes électromagnétiques dans un milieu ionisé magnétisé et les hypothèses permettant d'utiliser les lois de l'optique géométrique.

Le Chapitre 3 introduit les différents types d'instruments que j'ai utilisés, ou simulés au cours de ma thèse. Je présenterai notamment le principe de fonctionnement des radars SuperDARN et des ionosondes, et présenterai également les principes de base du positionnement par satellite GNSS.

Le Chapitre 4 est une présentation du code de tracé de rayons développé au cours de ma thèse. Je présenterai les repères utilisés ainsi que les principaux systèmes d'équations résolus par cet outil.

Le Chapitre 5 présente une première application du code de tracé de rayons, pour laquelle nous avons simulé le mode de fonctionnement d'un radar de type SuperDARN. Dans ce chapitre, nous ferons l'hypothèse d'une propagation dans un plasma non magnétisé, pour nous concentrer sur l'étude de l'influence des différents types de gradients de densité électronique sur la propagation des ondes. Nous commencerons par étudier la propagation des ondes dans des ionosphères analytiques présentant des gradients simples, afin d'identifier le rôle des différentes régions ionosphériques et des différents types de gradients. Puis, nous utiliserons les connaissances acquises par cette étude préliminaire afin d'étudier la propagation des ondes dans une ionosphère présentant des gradients complexes. Nous comparerons ensuite les paramètres mesurés aux points des échos possibles vus par SuperDARN pour chacune des simulations, avec les modèles d'estimation de distance et de hauteur virtuelle de la communauté SuperDARN.

Le Chapitre 6 présente la propagation des ondes dans un plasma magnétisé, en étudiant les modes de propagation ordinaire et extraordinaire. Dans une première application, nous simulerons le mode de fonctionnement d'une ionosonde. Le but de cette simulation étant de valider l'implémentation de ces modes de propagation en retrouvant leurs comportements théoriques dans le cadre d'une propagation verticale quasi-parallèle au champ magnétique. Dans une seconde partie, nous reprendrons une partie de l'étude présentée en Chapitre 5, en considérant cette fois les différences apportées sur les propriétés des trajectoires et des ondes, par les modes de propagation ordinaire et extraordinaire.

Le Chapitre 7 résume l'étude que j'ai menée au sein de l'entreprise Thales Alenia Space, au cours du premier semestre 2018, sur la faisabilité d'un système d'augmentation du positionnement par satellite en ASECNA (Agence pour la sécurité de la navigation aérienne en Afrique et à Madagascar). Je suis intervenu sur cette étude afin de caractériser les variations ionosphériques et leurs impacts sur les signaux GNSS dans la zone équatoriale africaine. L'étude présentée dans ce chapitre a été jointe à la réponse de Thalès Alenia Space à l'appel d'offre de l'ESA.

Enfin, je conclurai ce manuscrit en reprenant les différentes avancées obtenues au cours de ma thèse et finirai par des perspectives s'inscrivant dans sa continuité.

Chapitre 1

L'ionosphère et sa modélisation

Ce chapitre est consacré à la formation de l'ionosphère, région co-localisée avec la haute atmosphère et produite majoritairement par photo-ionisation. Je commencerai par présenter la dynamique de la magnétosphère terrestre. Dans un second temps, j'introduirai les principales propriétés de l'atmosphère et les mécanismes de formation de l'ionosphère ainsi que ses différentes régions. Puis, je me concentrerai sur les processus ionosphériques spécifiques à l'équateur. Enfin, je présenterai les différents types de modèles d'ionosphère existants, et plus particulièrement le modèle IPIM que j'ai utilisé au cours de ma thèse.

1.1 La dynamique de la magnétosphère terrestre

La Terre possède un champ magnétique, qui peut être assimilé à celui d'un dipôle magnétique dont l'axe est incliné d'environ 11° par rapport à l'axe de rotation de la Terre et dont les lignes de champ sont orientées du sud vers le nord. La région autour de la Terre qui est dominée par l'influence du champ magnétique s'appelle la magnétosphère.

La Figure 1.1 présente la magnétosphère et son interaction avec le milieu extérieur. La Terre se situe au centre de la figure. Les deux axes horizontaux représentent respectivement les équateurs géographique et magnétique. Les deux autres axes en noir, représentent l'axe de rotation de la Terre (axe vertical) et l'axe du dipôle magnétique (légèrement incliné). Les lignes de champ magnétique sont tracées en noir.

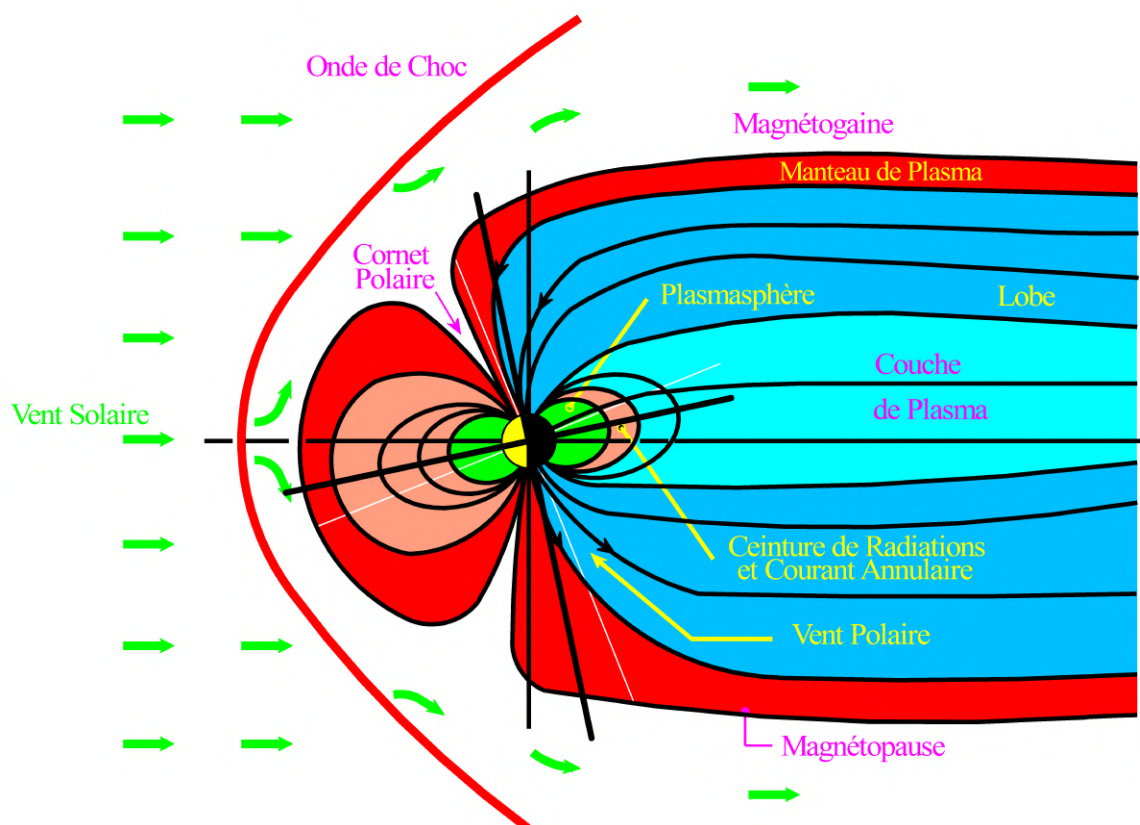


FIGURE 1.1 – Illustration de la magnétosphère terrestre ainsi que les régions principales. Le Soleil est placé sur la gauche. Le vent solaire, illustré en vert, s'écoule de la gauche vers la droite.

La magnétosphère terrestre interagit avec le vent solaire, qui est un flux de particules

éjectées par le Soleil entraînant avec elles le champ magnétique du Soleil. En amont de la magnétosphère, le vent solaire se déplace avec une vitesse supersonique et super Alfvénique. Les particules du vent solaire possèdent alors une énergie cinétique supérieure à l'énergie thermique et magnétique du plasma. L'énergie du vent solaire est donc portée principalement par le flux des particules. Lors de son arrivée à la face avant de la magnétosphère, le vent solaire est ralenti par le champ magnétique terrestre. Une onde de choc se forme alors sur la face avant de la magnétosphère. Dans cette région, le vent solaire devient subsonique. Cette région s'appelle la magnétogaine. La frontière entre la magnétogaine et la magnétosphère s'appelle la magnétopause.

La magnétosphère terrestre se comporte comme un obstacle pour le vent solaire. Celui-ci crée un système de courant complexe parcourant la magnétosphère, qui vient s'opposer à la présence du champ magnétique terrestre. La magnétosphère se déforme sous l'effet de ces courants : les lignes de champ du côté jour de la magnétosphère sont comprimées et côté nuit sont étirées dans la direction opposée, car les lignes du champ magnétique terrestre sont convectées dans la direction anti-solaire par le vent solaire, comme illustrée par la Figure 1.1.

Par la suite, je décrirai les processus physiques résultant de l'interaction entre le vent solaire et la magnétosphère.

1.1.1 Principe du champ gelé

Dans le cadre de ma thèse, je considère que les particules étudiées sont non relativistes. On considère une particule de charge q et de masse m plongée dans un champ électrique $\vec{E} = E\vec{e}$ et un champ magnétique $\vec{B} = B\vec{b}$. On suppose également que la particule peut interagir par frottement avec les espèces neutres avec une fréquence de collisions ν . En négligeant la force de gravité, le principe fondamental de la dynamique appliqué à cette particule donne :

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) - \nu m \vec{v} \quad (1.1)$$

En l'absence de champ électrique \vec{E} et de collisions, le mouvement d'une particule se résume à un mouvement de rotation autour d'une ligne de champ magnétique à la gyrofréquence $\Omega = \frac{qB}{m}$.

Ce mouvement peut être filtré en intégrant sur un grand nombre de période S . On obtient alors les équations du centre guide où le mouvement de la particule est décrit par le mouvement de son centre de rotation. On considère des échelles spatiales plus grandes que la longueur de Debye λ_D , qui définit la distance sur laquelle les particules chargées écrantent le champ électrique ; ces échelles garantissent l'électroneutralité du plasma.

En se plaçant à l'équilibre, on a :

$$\vec{0} = q(\vec{E} + \vec{u} \times \vec{B}) - \nu m \vec{u} \quad (1.2)$$

où \vec{u} est la vitesse du centre guide.

La résolution de cette équation, nous permet d'exprimer le vecteur vitesse \vec{u} de la particule dans la base $(\vec{e}, \vec{b}, \vec{e} \times \vec{b})$:

$$\vec{u} = \frac{1}{1 + \frac{\nu^2}{\Omega^2}} \frac{E \nu}{B \Omega} \vec{e} + \frac{1}{1 + \frac{\nu^2}{\Omega^2}} \frac{E}{B} \vec{e} \times \vec{b} \quad (1.3)$$

Le mouvement de la particule a deux composantes : un déplacement dans la direction du champ électrique \vec{E} et une dérive dans la direction perpendiculaire aux champs électrique et magnétique. On distingue alors deux configurations limites, en fonction du rapport $\frac{\nu}{\Omega}$.

Lorsque $\frac{\nu}{\Omega} \gg 1$, le mouvement de la particule est dominé par ses interactions avec les espèces neutres. Ce régime domine dans les régions où la fréquence de collision est importante, soit à basse altitude dans l'atmosphère terrestre.

Le second régime correspond à $\frac{\nu}{\Omega} \ll 1$. Dans ce cas, la particule est dite gelée dans le champ magnétique. Son mouvement autour des lignes de champ s'accompagne d'une dérive suivant une vitesse \vec{v}_D :

$$\vec{v}_D = \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2} \quad (1.4)$$

On peut remarquer que si le champ électrique \vec{E} dérive d'un potentiel Φ tel que $\vec{E} = -\vec{\nabla}\Phi$, alors la vitesse de dérive \vec{v}_D est perpendiculaire à $-\vec{\nabla}\Phi$. Le mouvement de dérive du plasma se fait le long des lignes d'iso-potentiel.

On note que les ions et les électrons dérivent dans la même direction. Le mouvement de dérive \vec{v}_D ne génère donc pas de courant.

Pour les électrons, la transition s'effectue autour de 90 km d'altitude. La gyrofréquence Ω_e devient plus importante que la fréquence de collisions avec les neutres ν_{en} . Les ions dont la masse est plus importante, possèdent une gyrofréquence moins élevée et des collisions plus nombreuses. La transition entre les deux régimes s'effectue en moyenne vers 150 km d'altitude. La région de transition entre 90 et 150 km d'altitude, permet un mouvement différentiel entre ions et électrons, et donc favorise l'émergence d'un courant électrique dans l'ionosphère.

1.1.2 Champ électrique de co-rotation

Dans un premier temps, on néglige la présence du vent solaire, afin d'étudier la dynamique de la magnétosphère en fonction du mouvement de la Terre. La Terre tourne sur elle-même avec une vitesse angulaire $\vec{\Omega}$. Par conséquent, l'atmosphère, la magnétosphère interne et le plasma associé sont entraînés par ce mouvement de rotation. À partir de l'équation 1.2, dans le repère du plasma, le mouvement de rotation de la Terre peut être vue comme un champ électrique :

$$\vec{E}_{rot} = -(\vec{\Omega} \times \vec{r}) \times \vec{B} \quad (1.5)$$

Avec $\vec{r} = r\vec{e}_r$, où r est la distance radiale. C'est le champ électrique de co-rotation. On fait l'hypothèse que le champ magnétique terrestre est dipolaire et on se place dans le plan équatorial. L'amplitude du champ magnétique varie comme $B(L) = \frac{B_E}{L^3}$, avec B_E l'amplitude du champ magnétique au sol à l'équateur et $L = \frac{R}{R_E}$ correspond à l'apex de la ligne de champ, où R est la distance au centre de la Terre et R_e le rayon terrestre. On obtient alors l'amplitude E_{rot} du champ électrique de co-rotation dans ce plan :

$$E_{rot} = \Omega_E B_E \frac{R_E}{L^2} \quad (1.6)$$

Le champ \vec{E}_{rot} décroît en L^2 et est dirigé vers la Terre. On note qu'il dérive d'un potentiel électrique Φ_{rot} :

$$\Phi_{rot} = -\Omega_E B_E \frac{R_E^2}{L} \quad (1.7)$$

Or, nous avons précédemment montré que le plasma suivait une dérive parallèle aux lignes iso-potentiellles. Dans le plan équatorial, ce sont des cercles concentriques, centrés sur l'axe du dipôle magnétique.

1.1.3 Effet dynamo du vent solaire

Dans cette partie, on considère que le vent solaire se propage avec une vitesse \vec{v}_{vs} et possède un champ magnétique \vec{B}_{vs} .

Dans la magnétogaine, les particules du vent solaire observent un mouvement dans des directions différentes dû à la force de Lorentz. Cette différence de mouvement génère un courant, appelé courant de magnétopause.

De plus, le vent solaire entraîne les lignes du champ magnétique terrestre dans la direction anti-solaire. D'après l'équation 1.2, ce mouvement entraîne la création d'un champ électrique de convection \vec{E}_C , dirigé du matin vers le soir dans la magnétosphère et dérive d'un potentiel Φ_C .

La somme des mouvements de co-rotation et de convection par le champ \vec{E}_C engendre la formation de deux cellules de convection dans la magnétosphère. Le plasma est déplacé dans la direction anti-solaire à hautes latitudes dans la magnétosphère et dans la direction solaire dans le plan équatorial. Cet effet est amplifié et complexifié par le processus de reconnexion magnétique à la magnétopause et dans la queue magnétosphérique.

1.1.4 Projection de la convection magnétosphérique dans l'ionosphère

On considère que les lignes de champ magnétique se comportent comme des conducteurs parfaits. Le potentiel $\Phi = \Phi_{rot} + \Phi_C$ de la magnétosphère se projette dans l'ionosphère en suivant les lignes de champ, introduisant une différence de potentiel de part et d'autre des pôles magnétiques.

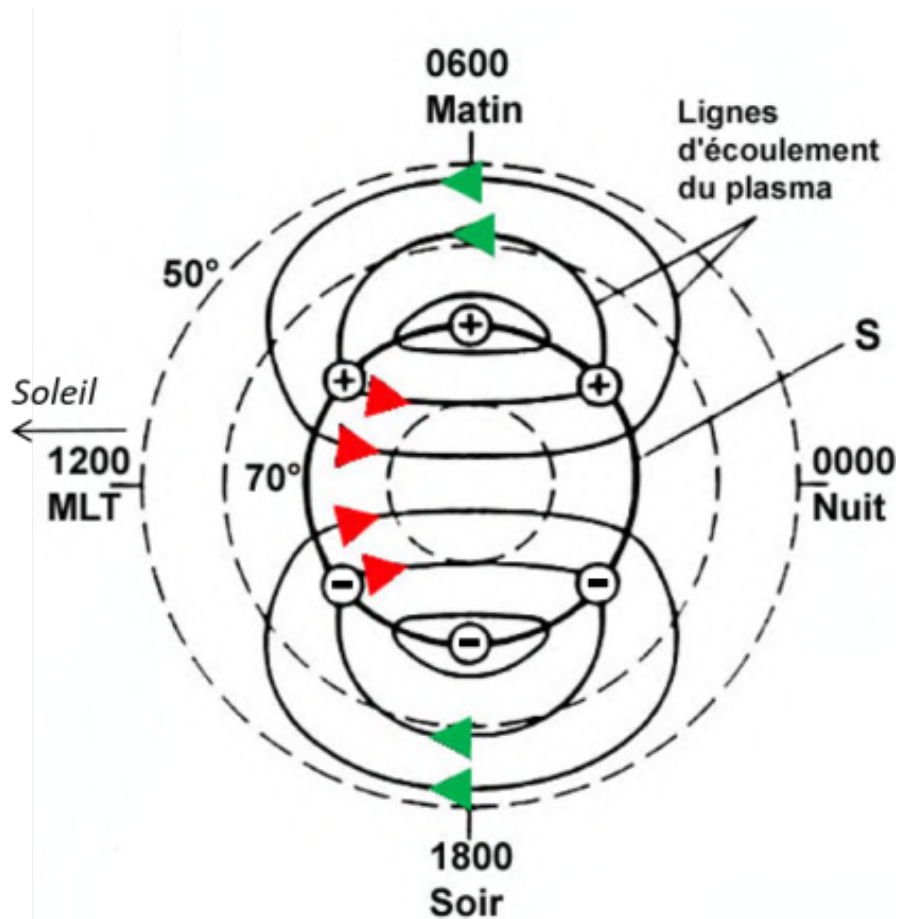


FIGURE 1.2 – Vue schématique des cellules de convection dans l'ionosphère polaire Nord. Le Soleil est placé à gauche de la figure et le vent solaire s'écoule de la gauche vers la droite. La convection dans la direction solaire est tracée en vert et la convection dans la direction anti-solaire en rouge.

La différence de potentiel appliquée dans l'ionosphère crée une région de potentiel positif du côté matin et une région de potentiel négatif du côté soir. Le plasma ionosphérique se déplace selon les lignes iso-potentiels électriques. Il est transporté dans la direction solaire à basse latitude et dans la direction anti-solaire dans la calotte polaire, ce qui forme deux cellules de convection respectivement du côté matin et du côté soir, qui sont les images des cellules de convection magnétosphérique, illustrées par la Figure 1.2.

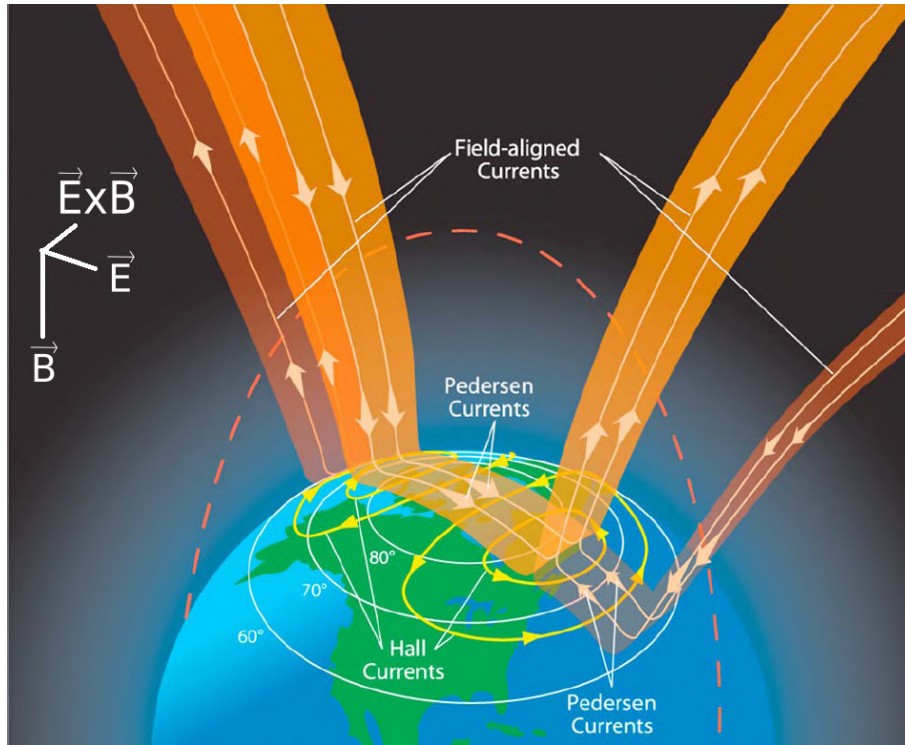


FIGURE 1.3 – Illustration de la fermeture des courants magnétosphériques dans l’ionosphère polaire. Figure extraite de [Le et al., 2010] et librement modifiée.

Les courants magnétosphériques sont couplés à l’ionosphère par les courants alignés aux lignes de champ. Comme l’ionosphère est un milieu collisionnel et anisotrope (dû à la présence du champ \vec{B}), ces courants se ferment dans l’ionosphère par des courants horizontaux : les courants de Pedersen qui s’écoule perpendiculairement au champ magnétique et parallèlement au champ électrique et les courants de Hall qui s’écoulent perpendiculairement au champ magnétique et au champ électrique. Ces systèmes de courants sont représentés sur la Figure 1.3.

1.1.5 Les précipitations

Le couplage entre la magnétosphère et l’ionosphère est également responsable des précipitations de particules de la magnétosphère vers l’atmosphère, par transport le long des lignes de champ magnétique. En précipitant ces particules vont interagir avec les espèces neutres suivant deux processus : l’excitation, qui va produire des photons lors de sa désexcitation (responsable des aurores), et l’ionisation qui crée des paires ion-électron lorsque l’énergie des particules incidentes est supérieure à l’énergie d’ionisation.

Les lignes de champ convergeant aux pôles géomagnétiques, les précipitations de particules dominant aux hautes latitudes.

Les deux principales régions de la magnétosphère qui sont des réservoirs de particules sont les cornets polaires et la couche de plasma dans le plan équatorial de la queue magnétosphérique.

Les cornets polaires forment la région d’interface entre les lignes de champ fermées du côté jour et les lignes de champ ouvertes du côté nuit. C’est également la région qui permet l’entrée du plasma du vent solaire vers la magnétosphère.

La couche de plasma qui se situe dans le plan équatorial de la queue magnétosphérique,

comme illustré en Figure 1.1, est une couche de plasma piégée entre les lignes de champ ouvertes qui sont convectées par le vent solaire. Lors de processus complexes (sous-orages magnétique), ces particules sont injectées vers l’atmosphère le long des lignes de champ magnétique.

Les lignes de champ se projettent au sol suivant deux ovales aux hautes latitudes des hémisphères Nord et Sud. Ces ovales sont formés dans les régions dites aurorales (comprises entre 65° et 75° de latitude), et sont le lieu d’apparition des aurores polaires.

1.2 L’ionosphère

1.2.1 Structure de l’atmosphère

L’atmosphère terrestre se compose de plusieurs régions. La Figure 1.4 présente le profil de température dans l’atmosphère terrestre. En moyenne la température au sol est de 300 K. Entre 0 et 20 km, la température décroît de 7K/km. Cette région appelée troposphère correspond à la zone des processus météorologiques. Entre 20 et 50 km d’altitude, la température augmente du fait du chauffage par rayonnement infrarouge de l’ozone. Cette couche d’ozone est créée par la photo-dissociation des molécules d’oxygène par le rayonnement UV. Le pic de température se situe à 50 km d’altitude et est d’environ 300 K. Cette région s’appelle la stratosphère. Entre 50 et 80 km d’altitude, la température décroît à nouveau, pour atteindre 130 – 190 K. Dans cette partie de l’atmosphère, la densité de la matière est faible et les constituants atmosphériques perdent une partie de leur énergie par émission d’un rayonnement infrarouge, sans chauffage du milieu. Cette région de transition est la mésosphère. Au-delà de 80 km, la température augmente rapidement par absorption des rayonnements solaires ultra-violet et extrême ultra-violet par les constituants atmosphériques. La température de cette région dépend de l’activité solaire et des processus électrodynamiques de la magnétosphère. Elle varie entre 750 K pour une activité solaire basse (profil tracé en vert) à plus de 5000 K lors de forte activité solaire (profil tracé en rouge). Cette région s’appelle la thermosphère.

Pour décrire l’évolution de la thermosphère, on suppose que l’atmosphère est en équilibre hydrostatique, avec une température constante et un champ de gravité uniforme. La concentration $n_n(z)$ d’une espèce n à l’altitude z s’écrit alors :

$$n_n(z) = n_n^0 \exp\left(-\frac{m_n g}{k_b T_n} (z - z_0)\right) = n_n^0 \exp\left(-\frac{z - z_0}{H_n}\right) \quad (1.8)$$

Avec n_n^0 la densité de l’espèce n à l’altitude de référence z_0 , m_n sa masse, T_n la température des neutres, g l’accélération de la pesanteur terrestre, k_b la constante de Boltzmann et $H_n = \frac{k_b T_n}{m_n g}$ la hauteur d’échelle de l’espèce n .

La hauteur d’échelle d’un gaz peut être interprétée comme l’épaisseur de ce gaz au-dessus de l’altitude z_0 , si sa concentration est uniforme et égale à celle de l’altitude z_0 . Ainsi au sol l’épaisseur de l’atmosphère est de 7 km, si la concentration est la concentration mesurée au sol. À 100 km d’altitude, cette épaisseur devient 200 km.

La Figure 1.5 présente la répartition des constituants atmosphériques en fonction de l’altitude.

Le champ de gravité confine les espèces lourdes (N_2 , O_2 , respectivement en rouge et en bleu) à basse altitude (120 - 200 km), tandis que les espèces les plus légères deviennent majoritaires à haute altitude (O au-delà de 200 km, puis H au-delà de 600 km).

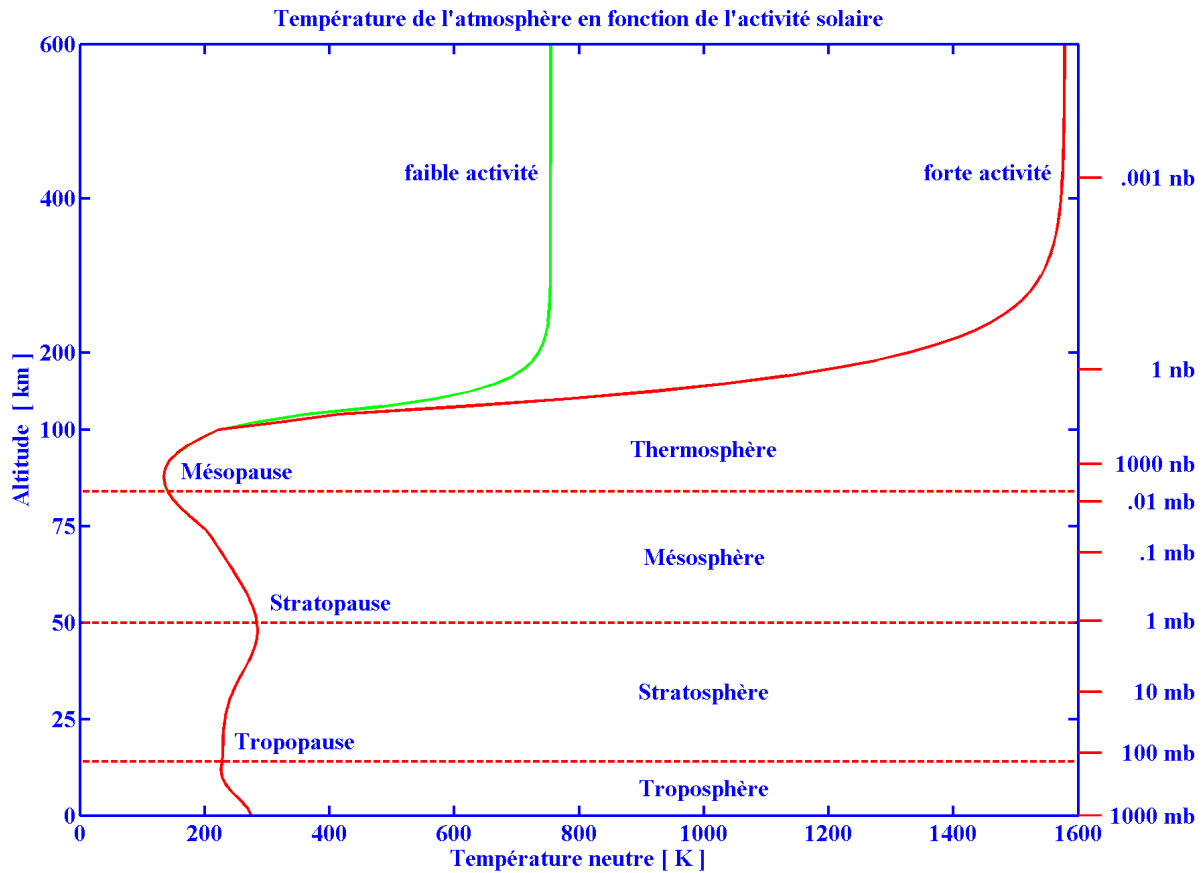


FIGURE 1.4 – Profil de température dans l’atmosphère neutre en fonction de l’activité solaire. En vert et rouge, sont respectivement tracés les profils correspondant à une période faible et forte d’activité solaire. Figure issue du modèle NRLMSISE-00 [Picone et al., 2002]

Ce comportement est également décrit par le profil de masse atomique moyenne sur la droite de la figure. Pour des altitudes inférieures à 100 km, la masse atomique moyenne vaut 28 amu, correspondant à la molécule N_2 . Cette région de l’atmosphère est régie par des processus turbulents importants, on l’appelle également l’homosphère. Au-delà de 100 km d’altitude, le profil de masse atomique moyenne décroît graduellement avec l’altitude du fait de la stratification des constituants atmosphériques. C’est l’hétérosphère.

1.2.2 Formation de l’ionosphère

L’ionosphère est produite par l’ionisation des espèces neutres de l’atmosphère. Dans cette partie, on se concentre sur les deux principales sources d’ionisation que sont : la photo-ionisation par le rayonnement solaire et l’ionisation par précipitation de particules.

La photo-ionisation

La photo-ionisation est la formation d’une paire ion-électron, par excitation d’un constituant atmosphérique par le rayonnement solaire. Pour produire une paire ion-électron, le rayonnement solaire incident doit posséder une énergie supérieure à l’énergie d’ionisation (de l’ordre de quelques dizaines d’eV). Par conséquent, les rayonnements UV et EUV sont les principaux responsables de l’ionisation de l’atmosphère neutre.

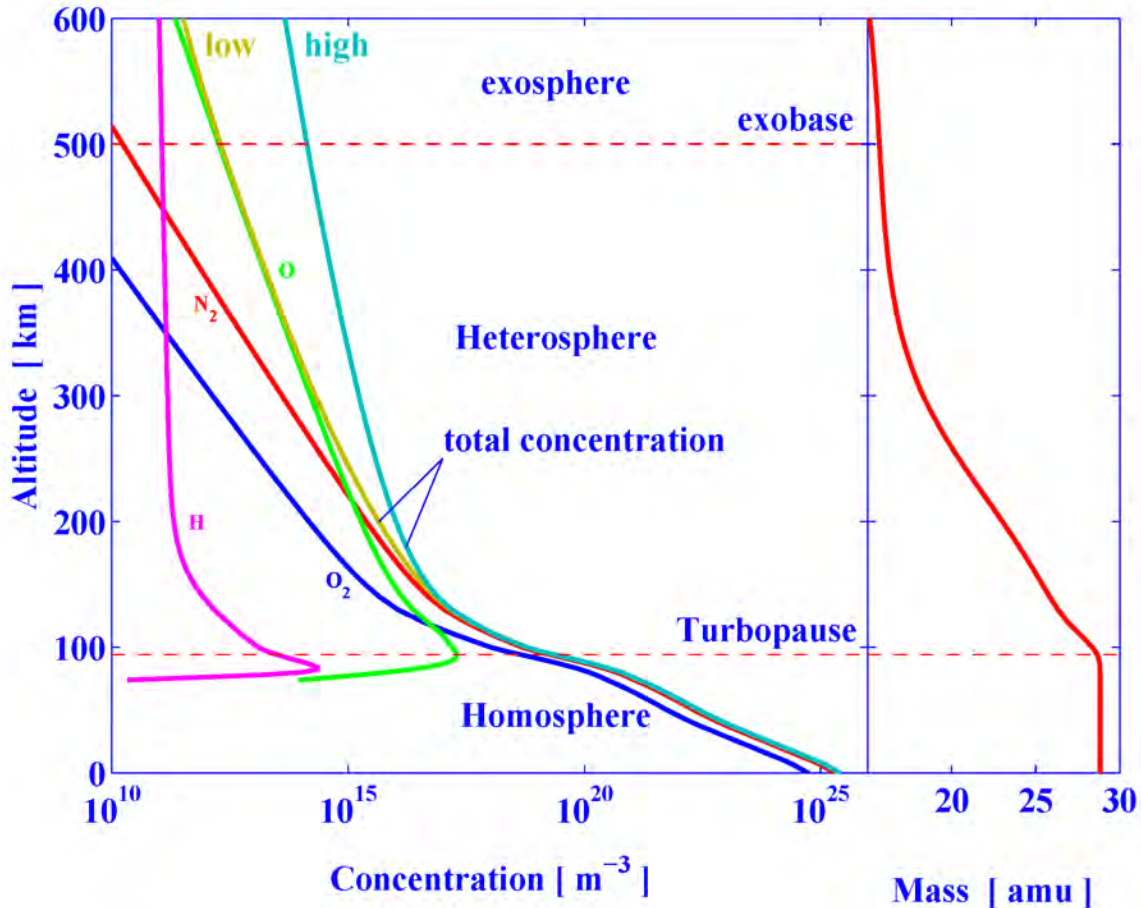


FIGURE 1.5 – Profil de densité des composants neutres de l'atmosphère. Les courbes en jaune et bleu clair, illustre la concentration totale respectivement pour une activité solaire faible et forte. La masse atomique moyenne en fonction de l'altitude est tracée sur la droite de la figure. Figure issue du modèle NRLMSISE-00 [Picone et al., 2002]

Absorption du rayonnement. Au cours de sa traversée de l'atmosphère, le rayonnement solaire est absorbé. Le taux d'absorption du rayonnement dépend de la quantité de matière rencontrée. Si $n_n(z)$ est la densité de matière dans l'atmosphère à une altitude z , le rayonnement traverse une colonne de matière $n_n(z)ds$ en parcourant la distance ds . La longueur ds de la colonne dépend de l'angle de pénétration du rayonnement dans l'atmosphère. On note χ l'angle solaire zénithal, qui est l'angle sous lequel le Soleil est vu depuis la verticale locale. La Figure 1.6 illustre schématiquement la traversée du rayonnement solaire dans l'atmosphère. Dans une hypothèse "Terre plate" on a alors : $ds = \frac{dz}{\cos \chi}$.

La valeur de χ dépend de la position à la surface de la Terre et de l'heure locale. L'angle solaire zénithal suit une variation sinusoïdale, entre une valeur minimale χ_{\min} et une valeur maximale χ_{\max} . La valeur de χ_{\min} correspond au midi local, lorsque le Soleil est au zénith. Une valeur de χ décroissante correspond au lever du Soleil, et un χ croissant au coucher du Soleil.

La Figure 1.7 présente les variations de l'angle solaire zénithal à 12h LT (heure locale) en fonction des périodes de l'année. La valeur de χ au zénith (contour blanc continu au milieu de la figure) à l'équateur est maximale aux équinoxes et minimale aux solstices. Les valeurs de $\chi = 90^\circ$ sont tracées en lignes blanches discontinues. On remarque que les

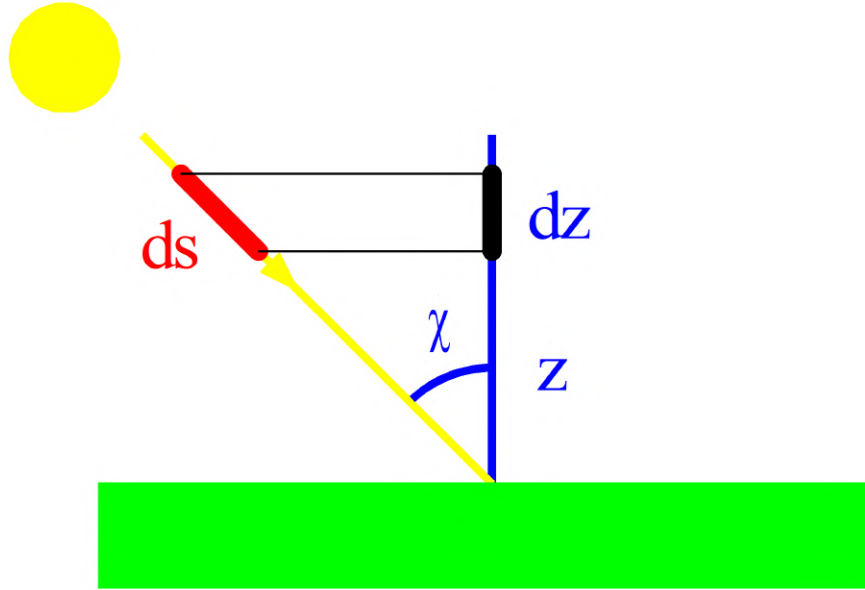


FIGURE 1.6 – Schéma présentant l’obtention de l’angle solaire zénithal χ , défini comme l’angle sous lequel un observateur observe le Soleil depuis la verticale locale.

régions polaires dans l’hémisphère Nord sont plongés dans la nuit de novembre à janvier ($\chi > 90^\circ$). De même pour les régions polaires dans l’hémisphère Sud entre mai à juin.

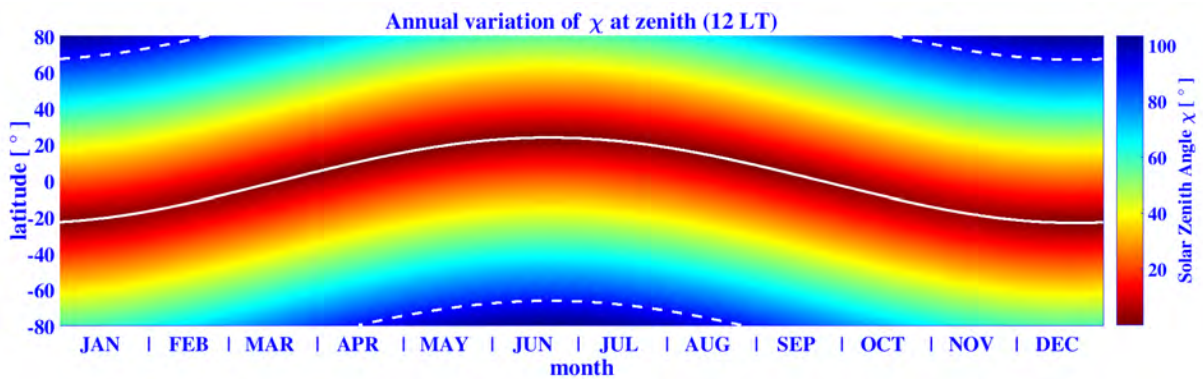


FIGURE 1.7 – Variation mensuelle de l’angle solaire zénithal à 12h heure locale.

On considère la partie ionisante du spectre solaire, comprise entre 0 et 100 nm. Afin de simplifier le problème, on suppose que l’atmosphère est constituée d’une seule espèce n . Pour une longueur d’onde λ donnée, on estime la quantité du rayonnement absorbé dI proportionnelle à la quantité de matière rencontrée :

$$dI = \sigma_a n_n ds I(z, \lambda) = \sigma_a n_n \frac{dz}{\cos \chi} I(z, \lambda) \quad (1.9)$$

où σ_a est la section efficace d’absorption à la longueur d’onde λ et $I(z, \lambda)$ l’expression du rayonnement à l’altitude z et à la longueur d’onde λ .

En utilisant l’équation 1.8, on peut intégrer l’équation 1.9 et on obtient alors l’expression

du rayonnement I :

$$I(z, \lambda) = I_\infty \exp\left(-\frac{\sigma_a n_n^0 H}{\cos \chi} \exp\left(-\frac{z - z_0}{H_n}\right)\right) = I_\infty \exp(-\tau) \quad (1.10)$$

Avec I_∞ le rayonnement solaire incident au sommet de l'atmosphère. L'intensité du rayonnement décroît en fonction de la longueur de la colonne d'atmosphère traversée. On introduit alors τ la profondeur optique de pénétration, tel que $\exp(-\tau)$ représente l'absorption du rayonnement par une colonne d'atmosphère. On définit la profondeur de pénétration par l'altitude pour laquelle on a $\tau = 1$ et donc le rayonnement est absorbé d'un facteur e .

En fonction de la longueur d'onde du rayonnement, la section efficace d'absorption σ_a varie. Le rayonnement pénètre donc dans l'atmosphère sur des distances différentes en fonction de λ . La figure 1.8 présente la profondeur de pénétration en fonction de la longueur d'onde et de l'angle solaire zénithal incident. Le rayonnement ionisant ($\lambda < 100$ nm) pénètre dans l'atmosphère jusqu'à des altitudes comprises entre 100 et 200 km, pénétrant plus pour des χ petits.

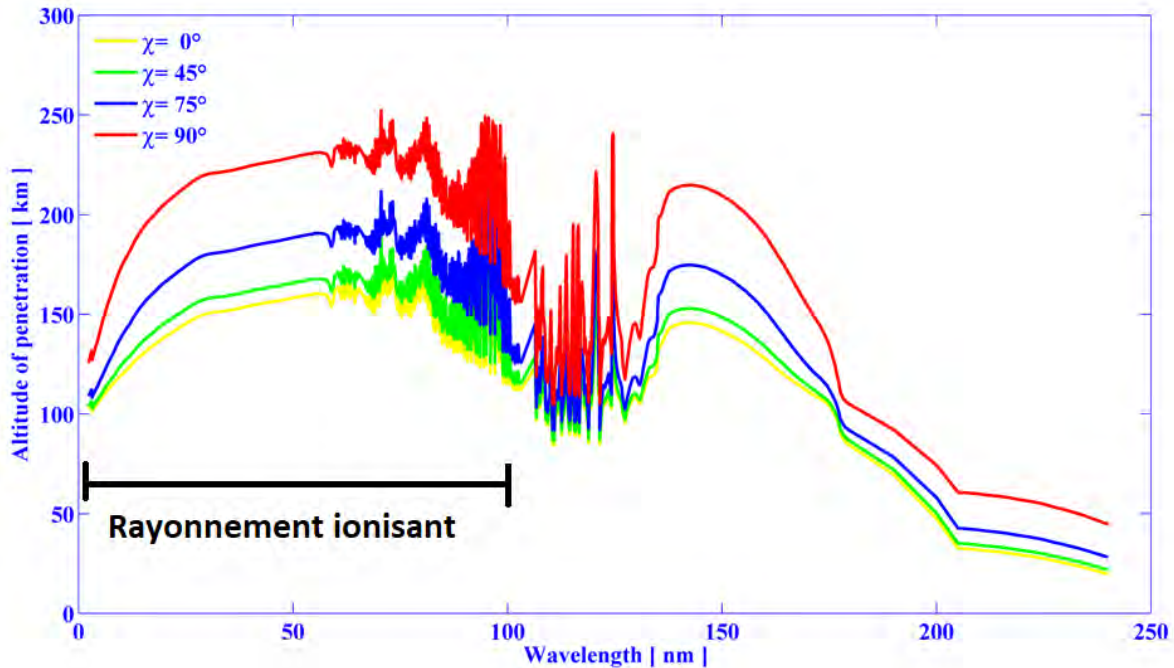


FIGURE 1.8 – Altitude de pénétration du rayonnement solaire en fonction de la longueur d'onde. Les quatre courbes correspondent à des rayonnements incidents avec des angles solaires zénithaux de 0, 45, 75 et 90°. Figure réalisée avec le modèle IPIM [Marchaudon and Blelly, 2015]

Production. Une partie du rayonnement absorbé par l'atmosphère sert à photo-dissocier ses composants en des paires ion-électron. Le taux de production de paires ion-électron dépend de la section efficace d'ionisation du rayonnement σ_i ($\sigma_i \leq \sigma_a$). Il est proportionnel au flux incident et à la quantité de matière présente.

On note $q_\nu(z)$ le taux de production par photo-ionisation :

$$q_\nu(z) = \sigma_i n_n(z) I \quad (1.11)$$

Soit, d'après l'équation 1.10 :

$$q_\nu(z) = \sigma_i n_n^0 I_\infty \exp \left[-\frac{z - z_0}{H_n} - \frac{\sigma_a n_n^0 H_n}{\cos \chi} \exp\left(-\frac{z - z_0}{H_n}\right) \right] \quad (1.12)$$

Cette expression donne la fonction de production de Chapman pour un rayonnement mono-chromatique [Chapman, 1931].

Le flux solaire incident au sommet de l'atmosphère I_∞ dépend de l'activité solaire, qui suit un cycle périodique de 11 ans.

Production d'origine magnétosphérique

La précipitation de particules est la seconde source d'ionisation. Dans la section 1.1.5, nous avons montré que le plasma magnétosphérique est piégé le long des lignes de champ magnétique. Lors de processus complexes, les particules sont transportées le long des lignes de champ vers l'atmosphère des hautes latitudes où elles dissipent leur énergie. En moyenne la création d'une paire ion-électron nécessite une énergie $\epsilon \approx 35$ eV. Si on considère une particule d'énergie E , elle peut créer $\frac{E}{\epsilon}$ paires ion-électron au cours de son parcours dans l'atmosphère. Ces paires sont réparties non uniformément le long de sa trajectoire du fait de la non homogénéité de l'atmosphère.

On introduit la distance de pénétration $R(E)$, exprimée en kg m^{-2} , qui représente la distance que peut parcourir la particule avec une énergie E . Soit $r(z)$ la distance normalisée parcourue par la particule en fonction de la quantité de matière rencontrée :

$$r(z) = \frac{1}{R(E)} \int_z^\infty \rho(z') dz' \quad (1.13)$$

Avec $\rho(z) = m_n n_n(z)$ la masse volumique d'une espèce n à l'altitude z . D'après l'équation 1.8, $r(z)$ est de la forme d'une exponentielle, avec $r(z) \propto \exp\left(-\frac{z - z_0}{H_n}\right)$.

Le paramètre $r(z)$ décrit la pénétration de la particule depuis son point d'entrée ($r(z) = 0$) jusqu'à l'altitude où elle est stoppée ($r(z) = 1$).

Contrairement au rayonnement, l'absorption d'une particule incidente n'est pas uniforme au cours de sa propagation. On introduit alors la fonction normalisée Λ , qui représente la fonction de dissipation de l'énergie de la particule au cours de sa propagation [Rees, 1989]. La fonction Λ est exprimée à partir de r .

En considérant un faisceau de particules mono-énergétiques d'énergie E , de flux F , le taux de production de paires ion-électron $q_e(z, E)$ par précipitation s'écrit alors :

$$q_e(z, E) = F \frac{E}{\Delta E} \Lambda(r(z)) \frac{\rho(z)}{R(E)} \quad (1.14)$$

La Figure 1.9 présente le flux solaire reçu à 10.7 cm [Covington, 1947] et l'indice géomagnétique A_p journalier, au cours des cycles solaire 23 et 24. Le flux solaire $F_{10.7}$

présente des maxima lors du maximum d'activité solaire en 2002-2003 et 2014-2015, respectivement pour les cycles 23 et 24. Il est beaucoup plus faible pendant la période de minimum d'activité entre les cycles 23 et 24, entre 2007 et 2010. Le cycle 24 est un cycle solaire atypique car caractérisé par une faible activité solaire, dont le maximum d'activité solaire est marqué par un plateau entre 2013 et 2015. L'évolution de l'indice A_p au cours des cycles solaires est plus compliquée que celle du flux solaire $F_{10.7}$. On observe cependant que le nombre de jour avec un A_p fort augmente au maximum solaire et pendant la phase de décroissance de l'activité solaire. Cette tendance est observée pendant le cycle 23. La période de minimum d'activité solaire entre 2007 et 2010 semble également s'accompagner d'une faible activité géomagnétique.

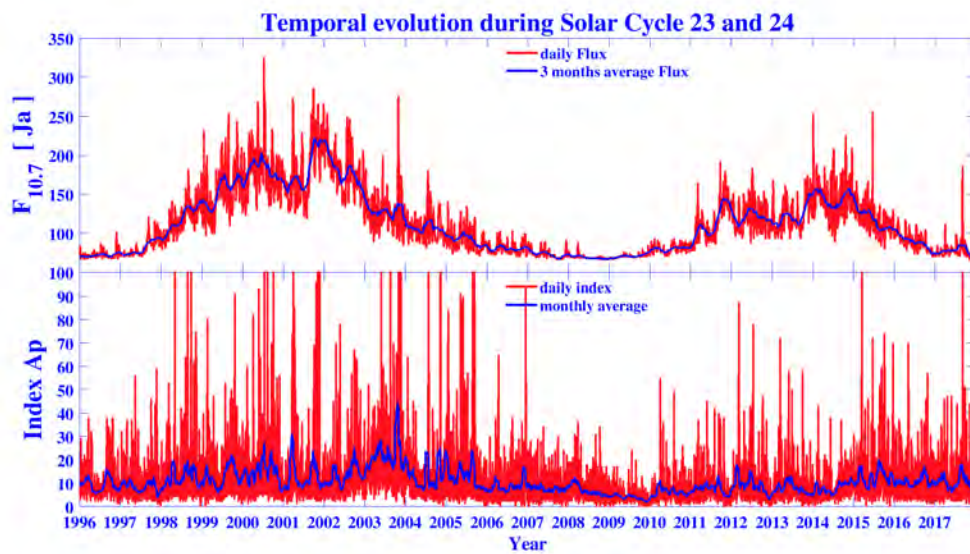


FIGURE 1.9 – Mesure du flux solaire $F_{10.7}$ reçu et évolution de l'indice géomagnétique a_p au cours des cycles solaires 23 et 24. Sont tracées en rouge l'évolution journalière et en bleu la moyenne glissante sur trois mois et un mois respectivement pour le flux solaire et l'indice A_p . Figure réalisée avec le modèle EUVAC [Richards et al., 1994]

Processus chimiques

Les processus de production que nous avons présentés précédemment sont responsables de la production primaire des ions. Les espèces ioniques créées (N_2^+ , O_2^+ , NO^+ , O^+ , N^+ et H^+) sont principalement les parents des espèces atmosphériques. Cependant, ces espèces d'ions primaires ne correspondent complètement pas aux ions effectivement observés. Il existe trois principales interactions pour les ions qui impactent leurs concentrations.

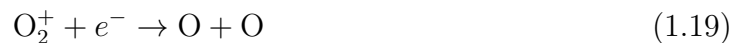
La première de ces interactions est l'échange de charge ionique. Elle permet l'échange d'un ion entre une molécule ionisée et une espèce neutre. Cette échange permet notamment de renforcer la concentration de l'ion NO^+ à partir des ions N_2^+ et O^+ suivant les réactions :



La seconde interaction est l'échange de charge électronique. Cette réaction permet l'échange de charge entre des ions et leurs parents neutres, par exemple



Enfin, la recombinaison électronique, principalement dissociative, qui est un processus de perte pour les ions et les électrons. Cette réaction permet de produire des espèces neutres par attachement d'un électron sur une molécule ionisée :



Ces différents processus chimiques dominent à des altitudes différentes, structurant verticalement l'ionosphère.

1.2.3 Structure de l'ionosphère

À basse altitude, l'ionosphère peut être considérée à l'équilibre chimique : les processus de production et de perte sont en équilibre.

La Figure 1.10 présente les profils de densité des ions en fonction de l'altitude. De la même façon que l'atmosphère, l'ionosphère se décompose en sous-régions, dominées par des processus physiques différents. Dans cette sous-partie, je décris les sous-régions D, E et F de l'ionosphère.

Région D

La région D est la plus basse couche de l'ionosphère, elle couvre les altitudes entre 60 et 90 km. Les ions et les électrons sont principalement issus de la photo-ionisation de l'atome NO qui a un seuil d'ionisation très bas de 9.25 eV par la raie Lyman α et des atomes O_2 et N_2 par la composante X du spectre. La particularité de cette région est la

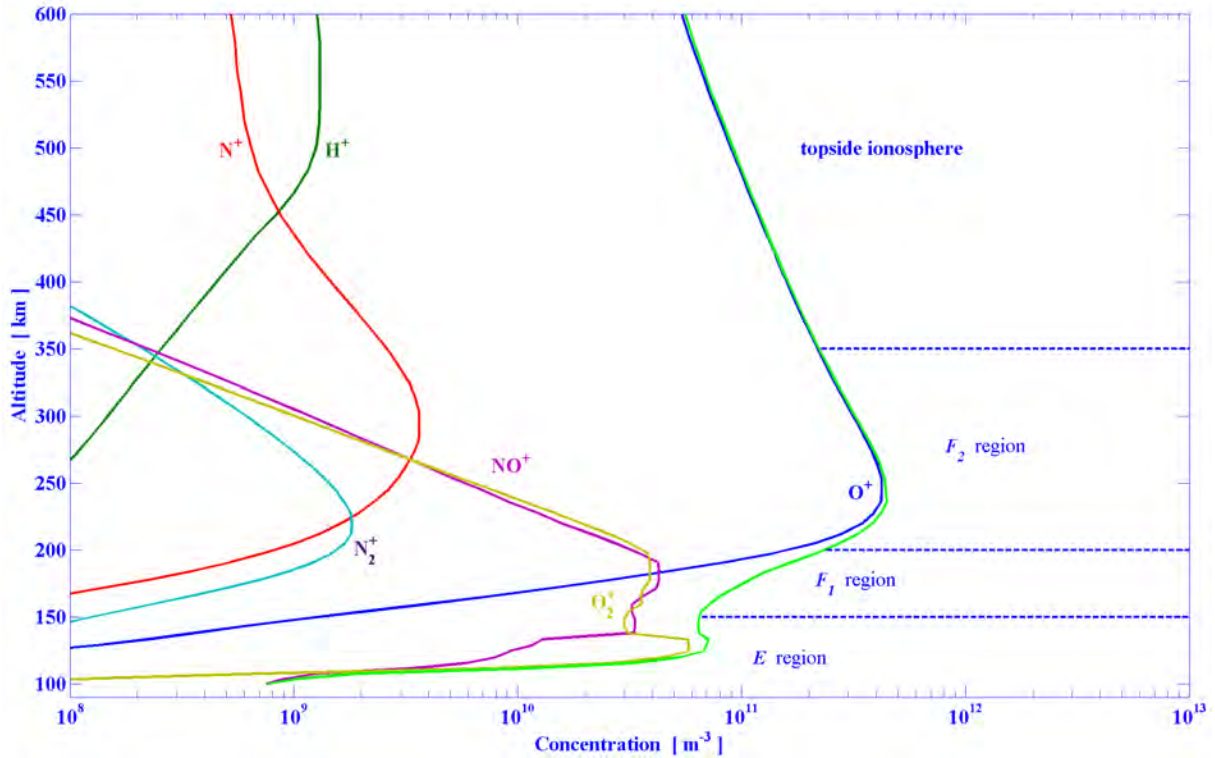


FIGURE 1.10 – Profils de densité des ions dans l'ionosphère en fonction de l'altitude. Figure réalisée avec le modèle IPIM [Marchaudon and Blelly, 2015]

présence d'ions négatifs, en plus d'ions positifs. Les molécules O_2 ont une forte affinité à capturer des électrons pour former l'ion O_2^- selon la réaction à trois corps :



où M est une molécule (N_2 ou O_2). Un mécanisme similaire existe également pour l'atome d'oxygène O . La région D est composée d'ions positifs, d'ions négatifs et d'électrons, dans des proportions assurant l'électroneutralité. La concentration en électrons étant reliée à la photo-ionisation par le rayonnement solaire, elle diminue généralement la nuit. L'électroneutralité est alors assurée par les ions négatifs et positifs.

Région E

Cette région s'étend de 90 km à 140 km d'altitude environ. Elle se compose d'un pic de densité électronique à 120 km, qui correspond à la région de maximum de production des ions O_2^+ et NO^+ . La production de l'ion O_2^+ provient de la photo-ionisation de son parent neutre O_2 et par échange de charge avec l'ion N_2^+ . L'ion NO^+ est un produit secondaire issu des échanges de charge entre les ions N_2^+ et O^+ .

La région E disparaît quasiment la nuit, lorsque les processus de pertes deviennent dominants. Néanmoins à haute latitude, des événements de précipitations issus de processus magnétosphériques peuvent permettre l'observation de cette région E la nuit.

Région F

La région F de l'ionosphère s'étend de 140 km à environ 400 km d'altitude. La région F est définie par différents processus physiques et chimiques et est décomposée en deux

sous-régions : F₁ et F₂.

La région F₁ s'étend de 140 km à 200 km d'altitude. Elle est exclusivement dominée par l'ion NO⁺.

La région F₂ s'étend entre 200 km et 400 km d'altitude. Elle marque la région de transition entre les ions moléculaires et les ions atomiques. Au-dessus de 200 km, l'ion O⁺ devient majoritaire. Il est issu de la photo-ionisation de son parent neutre. À ces altitudes, la concentration des neutres devient trop faible pour compenser la production des ions O⁺ par la chimie. Par conséquent, la concentration en ion O⁺ augmente rapidement et un autre processus doit être introduit pour contre-balancer cette production. C'est le processus de diffusion, qui permet le transport des ions O⁺ le long des lignes de champ magnétique. La région F₂ est caractérisée par cet équilibre entre production et diffusion.

À haute altitude (au-delà de 600 km), l'ion H⁺ devient l'ion majoritaire. Il est également transporté le long des lignes de champ magnétique vers la magnétosphère.

La région F perdure généralement la nuit, les processus de perte par transport étant moins efficaces que les processus de perte par recombinaison.

1.2.4 Électrodynamique

La production de paire ion-électron va entraîner le développement de processus électrodynamique dans l'ionosphère.

À l'aide de l'équation 1.2, on se propose d'étudier le rapport $\frac{\Omega_{i,e}}{\nu_{i,e}}$, avec $\Omega_{i,e}$ la gyrofréquence et $\nu_{i,e}$ la fréquence de collisions, respectivement pour les ions et les électrons.

À basse altitude (jusqu'à 80 km), les collisions dominent. Soit $\nu_{in} \gg \Omega_i$ et $\nu_{en} \gg \Omega_e$. Les ions et les électrons sont mis en mouvement par les neutres.

Entre 80 et 120 km d'altitude, on a $\nu_{in} \gg \Omega_i$ et $\nu_{en} \ll \Omega_e$. Les électrons sont gelés dans le champ magnétique, tandis que les ions sont dominés par les collisions avec les neutres. Cette région permet la fermeture des courants magnétosphériques dans l'ionosphère, suivant des courants de Pedersen et de Hall. Dans le repère des neutres, un champ électrique $\vec{E}' = \vec{E}_C + \vec{u}_n \times \vec{v}_e$ existe, avec \vec{E}_C le champ électrique de convection et $\vec{u}_n \times \vec{v}_e$ le champ électrique créé par la différence de mouvement entre les ions et les électrons.

Ce champ électrique \vec{E}' génère un courant \vec{J} à \vec{B} , tel que $\vec{J} = \underline{\underline{\sigma}} \vec{E}'$, avec $\underline{\underline{\sigma}}$ le tenseur de conductivité, qui se décompose en trois composantes : la conductivité parallèle, la conductivité de Pedersen et la conductivité de Hall.

La Figure 1.11 présente les profils de ces conductivités en fonction de l'altitude.

Les conductivités de Pedersen et de Hall sont maximales à 120 km (région E). Les conductivités croissent entre 90 et 120 km proportionnellement avec le rapport $\frac{\nu_{in}}{\Omega_{in}}$.

Au-delà de 120 km d'altitude, le rapport $\frac{\nu_{in}}{\Omega_{in}}$ diminuent proportionnellement avec la densité des neutres. Par conséquent, les conductivités décroissent.

La conductivité parallèle au champ magnétique σ_{\parallel} croit rapidement avec l'altitude car la fréquence de collisions $\nu_{i,e}$ décroît rapidement.

Au-delà de 150 km d'altitude, on a $\nu_{in} \ll \Omega_i$ et $\nu_{en} \ll \Omega_e$. Les ions et les électrons sont piégés par le champ magnétique. La conductivité parallèle domine, permettant le transport des espèces le long des lignes de champ magnétique.

Dans la partie précédente, nous avons fait l'hypothèse que les lignes de champ magnétique étaient des conducteurs parfaits. Cette hypothèse se trouve validée car la conductivité parallèle domine à haute altitude.

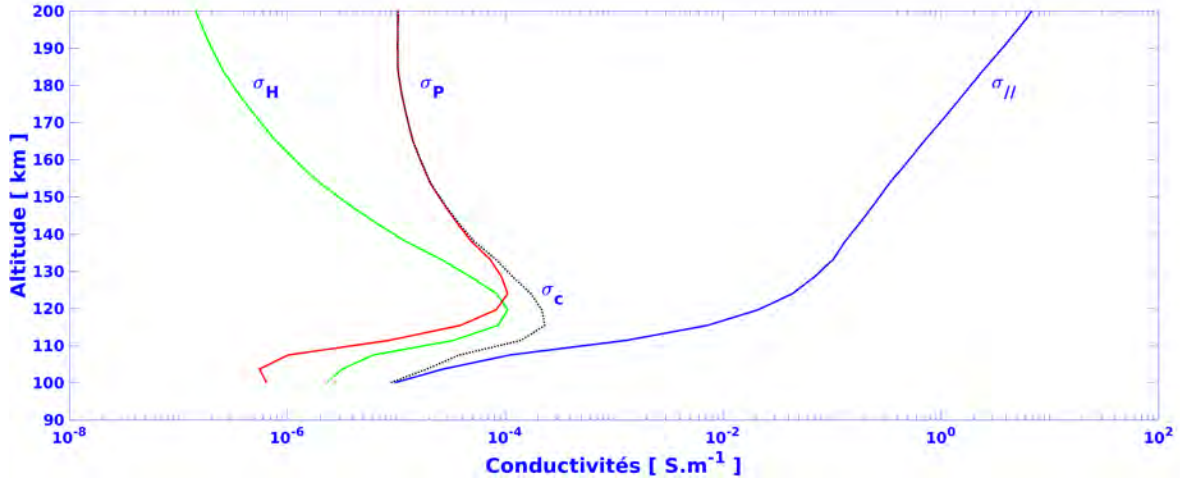


FIGURE 1.11 – Profils des conductivités parallèle, de Pedersen, de Hall et de Cowling, en fonction de l’altitude. Les profils sont calculés à l’équinoxe de printemps en période de minimum d’activité solaire. Figure réalisée avec le modèle IPIM [Marchaudon and Blelly, 2015]

1.3 L’ionosphère équatoriale

Dans cette section, j’introduis les processus propres à l’ionosphère équatoriale. On se placera pour cette étude dans le repère géomagnétique, lié au champ magnétique terrestre afin de simplifier les représentations. La particularité de l’équateur magnétique est que les lignes de champ magnétique peuvent être considérées comme horizontales et baignant dans l’ionosphère. Cette topologie particulière du champ magnétique et la présence de champs électriques horizontaux introduit un certain nombre de processus physique propre à cette région. Je commencerai par décrire la formation de l’électrojet équatorial. Puis je décrirai l’effet de la fontaine équatoriale. Enfin, je terminerai par la formation des bulles de plasma le soir.

1.3.1 L’électrojet équatorial

À l’équateur, le champ électrique est porté par le déplacement des ions par les vents neutres. Ils sont dirigés vers l’Est sur la face diurne de la Terre, et vers l’Ouest du côté nuit. Ce champ électrique s’accompagne de la formation d’un courant de Pedersen J_P aligné au champ E_{EJ} , tel que :

$$J_P = \sigma_P E_{EJ} \quad (1.22)$$

De plus, la présence d’un champ magnétique \vec{B} horizontal à l’équateur, entraîne une dérive des électrons vers le haut et vers le bas pour les ions suivant la force de Lorentz.

Cette nouvelle différence de comportement entre les ions et les électrons, crée un courant de Hall J_H dirigé vers le bas tel que :

$$J_H = \sigma_H E_{EJ} \quad (1.23)$$

L’accumulation des ions à basse altitude et des électrons à haute altitude crée un courant de polarisation $J_p = \sigma_P E_{pol}$ dirigé vers le haut. En première approximation,

on considère que le courant de polarisation J_P inhibe complètement le courant de Hall [Singh and Misra, 1967] tel que :

$$\sigma_P E_{\text{pol}} = \sigma_H E_{EJ} \quad (1.24)$$

$$E_{\text{pol}} = \frac{\sigma_H}{\sigma_P} E_{EJ} \quad (1.25)$$

L'électrojet équatorial J_{EJ} résulte de la somme des courants de Pedersen et de Hall, tel que :

$$J_{EJ} = J_P + J_{\text{pol}} = \sigma_P E_{EJ} + \sigma_H E_{\text{pol}} \quad (1.26)$$

$$= \sigma_P E_{EJ} + \frac{\sigma_H^2}{\sigma_P} E_{EJ} \quad (1.27)$$

$$= \sigma_C E_{EJ} \quad (1.28)$$

Avec σ_C la conductivité de Cowling. Ces différents courants renforcent le courant primaire vers l'Est, qui forment alors l'électrojet équatorial [Forbes, 1981, Onwumechikli, 1998].

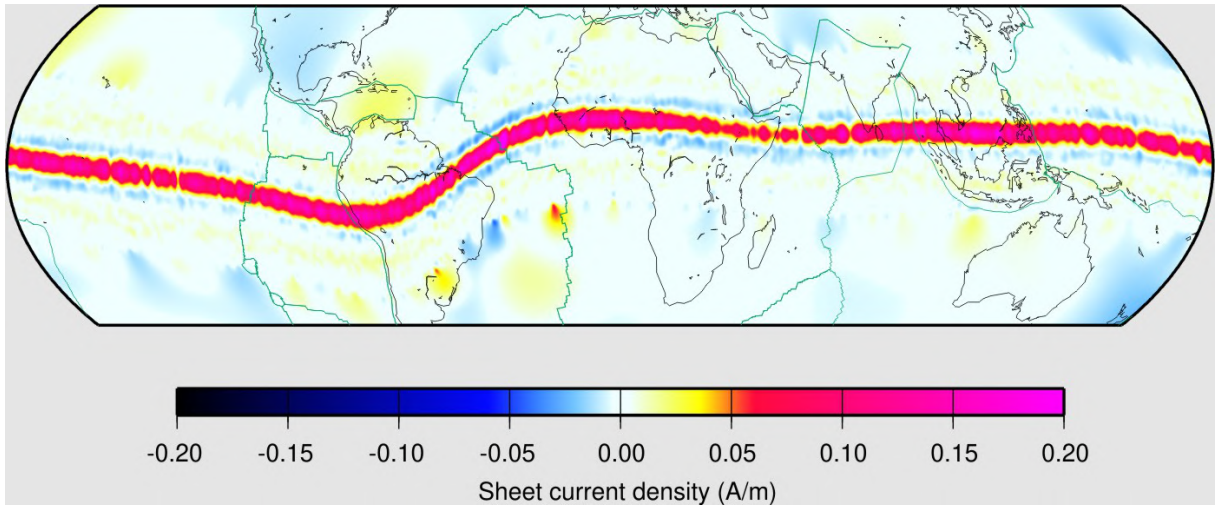


FIGURE 1.12 – Mesure de la densité de courant électrique à l'équateur par le satellite CHAMP. Figure extraite du site geomag.org

La Figure 1.12 présente une estimation de la densité de courant électrique à l'équateur par le satellite CHAMP, à partir des mesures du champ magnétique (en utilisant l'équation de Maxwell-Ampère, $\mu_0 \vec{j} = \text{rot} \vec{B}$). La figure correspond à l'ensemble des mesures effectuées lorsque le satellite est entre 11h et 13h LT. La densité de courant est concentrée à l'équateur magnétique, avec une extension d'environ 5° de latitude, et correspond à l'électrojet équatorial.

1.3.2 Fontaine équatoriale

Le champ électrique \vec{E}_{EJ} généré par l'électrojet équatorial est orienté perpendiculairement au champ magnétique (parallèle à l'équateur magnétique) et circule dans la direction Ouest-Est. D'après l'équation 1.4, la présence d'un champ électrique et d'un

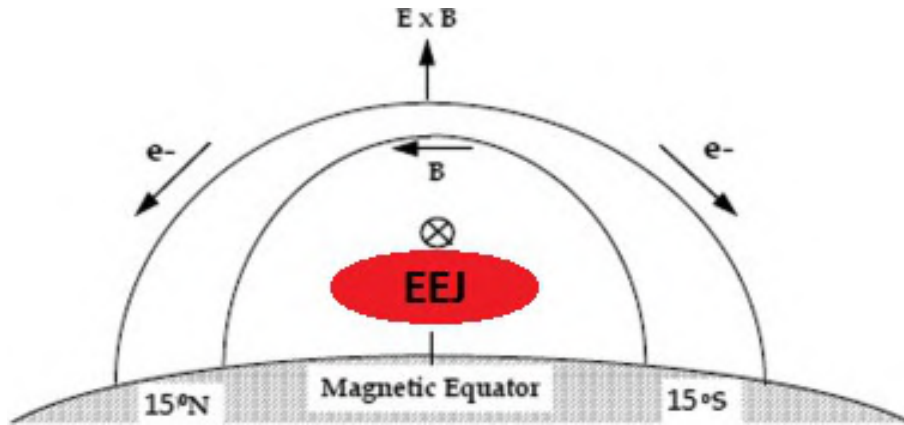


FIGURE 1.13 – Présentation du mécanisme de la formation de la fontaine équatoriale. La présence d'un champ magnétique horizontale, dirigé vers le nord, et d'un champ électrique zonal, dirigé vers l'Est, entraîne pour les particules chargées une dérive verticale. Figure extraite de [Oryema et al., 2015].

champ magnétique entraîne une dérive dans la direction verticale pour les particules chargées.

Sur le côté jour, cette dérive entraîne un déplacement des couches plasma vers des altitudes plus élevées, comme illustrée par la Figure 1.13. Ce mouvement faiblit à mesure de la montée en altitude et les particules déplacées retombent alors vers des latitudes plus élevées (respectivement $\pm 15^\circ$ de latitude magnétique), en suivant les lignes de champ magnétique. Ce phénomène est responsable d'une diminution de la densité électronique au niveau de l'équateur et une augmentation aux latitudes $\pm 15^\circ$. On parle alors de fontaine équatoriale, également appelée anomalie d'Appleton.

1.3.3 Bulles de plasma équatoriales

Nous avons précédemment montré que la dérive du champ électrique en $\vec{E}_{EJ} \times \vec{B}$ produit une vitesse de dérive verticale. L'orientation de cette vitesse dépend de l'orientation du champ électrique \vec{E}_{EJ} . Sur la partie diurne de la Terre, l'électrojet équatorial est orienté vers l'Est et vers l'Ouest sur la partie nocturne. La nuit, la vitesse de dérive verticale est donc orientée vers le bas, entraînant une descente des couches plasma vers des altitudes plus basses.

La Figure 1.14 montre une mesure de la vitesse de dérive verticale à l'équateur effectuée par l'observatoire de Jicamarca. On observe que la vitesse de dérive verticale est positive lorsqu'elle est mesurée de jour et négative la nuit.

Lors de la transition entre ces deux régimes, entre 18h et 19h LT, la vitesse de dérive présente une forte augmentation, puis devient négative. Nous avons montré précédemment que la vitesse de dérive \vec{v}_D dépend uniquement de \vec{E}_{EJ} et de \vec{B} . Le champ magnétique \vec{B} peut être considéré uniforme et constant à l'équateur, par conséquent la vitesse de dérive \vec{v}_D augmente lorsque l'amplitude du champ \vec{E}_{EJ} augmente.

Ce phénomène est appelé "Pré Reversal Enhancement" (PRE). [Eccles et al., 2015] a proposé que sa génération se fait suivant des mécanismes de divergence du courant de Hall en région E .

Le PRE cause une montée rapide du plasma des couches basses de l'ionosphère vers la région F. Au passage du terminateur solaire la densité électronique en région D et E

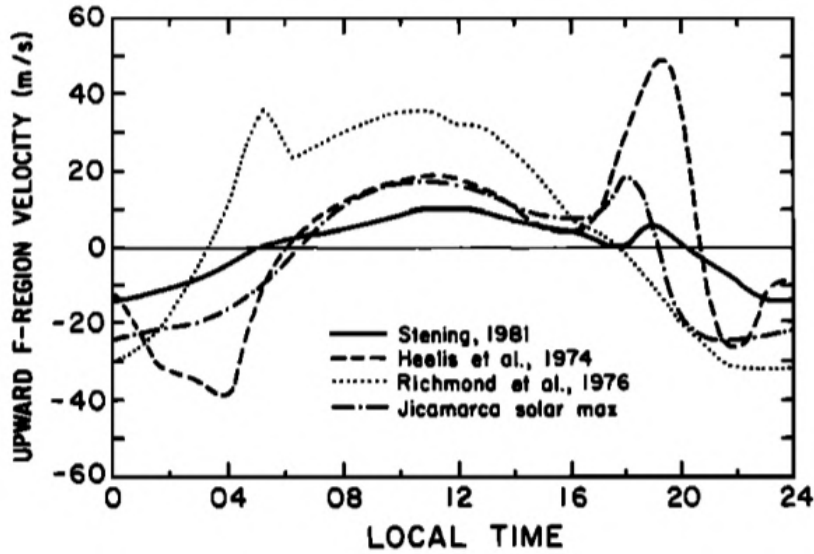


FIGURE 1.14 – Comparaison de la dérive verticale moyenne induite à l'équateur par l'électrojet à l'équinoxe, entre des mesures effectuées à l'observatoire de Jicarmaca, avec des modèles théoriques. Une forte augmentation est observée entre 16h et 20h LT. Figure extraite de [Farley et al., 1986].

diminue, car les processus de recombinaison deviennent majoritaires, alors que la densité électronique en région F conserve des valeurs élevées, car les taux de perte γ sont plus faibles. Les régions D et E deviennent donc moins denses en plasma que la région F. Cette configuration est instable et génère des instabilités de type Rayleigh-Taylor [Taylor, 1950] à l'interface entre le milieu dense et le milieu sur-dense. La figure 1.15 présente l'évolution de deux fluides de densités différentes, le plus dense (en jaune) surplombant le plus léger (en bleu). L'introduction d'une perturbation, par exemple en supposant que les fluides sont accélérés suivant la direction perpendiculaire à leur interface, rompt l'équilibre entre les deux fluides. Sous l'effet du champ de gravité, le fluide le plus lourd se déplace vers le bas, tandis que le fluide plus léger se déplace vers le haut.

Cet effet se traduit localement par des sous-structures de densité électronique. Ces sous-structures sont appelées bulles de plasma équatoriales (noté en anglais EPB, Equatorial Plasma Bubble). Comme nous le verrons en Chapitre 7, ces sous-structures introduisent généralement de la scintillation d'amplitude pour les signaux GNSS, car elles correspondent à des changements rapides et très localisés de la densité électronique.

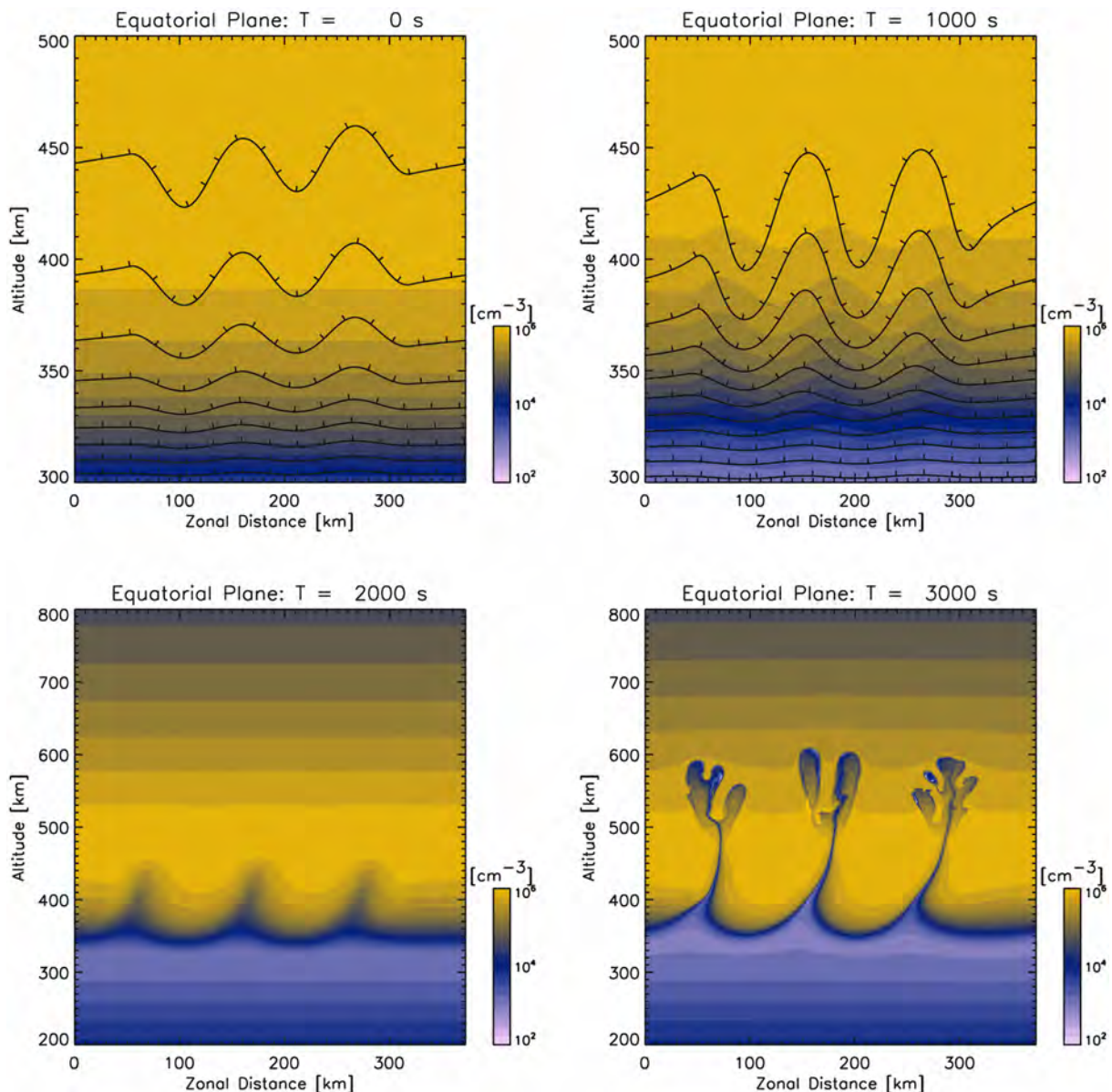


FIGURE 1.15 – Illustration du développement de l'instabilité de Rayleigh-Taylor. Figure extraite de [Yokoyama et al., 2019].

1.4 La modélisation de l'ionosphère – Le modèle IPIM

Les modèles d'ionosphère se classent en deux grandes familles : les modèles empiriques et les modèles physiques basés sur une approche fluide, entre autres.

Les modèles empiriques proposent une estimation statistique des profils de certains paramètres ionosphériques. L'avantage de cette approche est qu'elle se base sur des mesures réelles de l'ionosphère. Cependant, l'approche statistique de l'ionosphère ne permet pas de reproduire la dynamique associée à un événement particulier (éclipse, CME...). Ces modèles donnent généralement des profils satisfaisants pour des ionosphères "calmes". Par la suite, nous prendrons comme exemple de modèle empirique le modèle IRI (International Reference Ionosphere, [Bilitza, 2018]). D'autres modèles peuvent également être cités, comme TIE-GCM [Roble and Ridley, 1994], SAMI2/SAMI3 [Huba et al., 2000, Huba et al., 2008], CTIPe [Fuller-Rowell et al., 1997] ...

Le second type de modèle consiste à simuler l'évolution des paramètres de l'atmosphère et de l'ionosphère à partir des équations physiques sous-jacentes. Ils sont généralement basés sur l'approche multifluide à 5 ou 8 moments, présentée dans [Blelly and Schunk, 1993]. Ils résolvent en fonction du temps les équations de transport (continuité, conservation du moment et de l'énergie) ainsi que la résolution du flux de chaleur. Ces modèles se décomposent en trois catégories : globaux, inter-hémisphériques et hautes latitudes. Les modèles globaux proposent une estimation du couplage magnétosphère-ionosphère à grande échelle sur une grille 3D.

Les modèles inter-hémisphériques proposent une résolution des profils ionosphériques le long de lignes de champ magnétique fermées, permettant une résolution des paramètres de l'ionosphère simultanée dans les deux hémisphères.

Les modèles hautes latitudes résolvent les équations fluides le long de lignes de champ ouvertes, localisées près des pôles terrestres.

Le modèle d'ionosphère IPIM (IRAP Plasmasphere-Ionosphere Model) [Marchaudon and Blelly, 2015, Marchaudon et al., 2018, Blelly et al., 2019] est le modèle numérique d'ionosphère que j'ai utilisé au cours de ma thèse, et j'en donne une brève introduction par la suite.

1.4.1 Présentation

Le modèle IPIM est un modèle fluide combinant les avantages des trois types de modèle fluide. Il permet la résolution des équations de transport, le long de ligne de champ magnétique qui peuvent être fermées à basse et moyenne latitude, ou ouvertes à haute latitude. Une résolution à trois dimensions est obtenue en résolvant simultanément plusieurs lignes de champ magnétique, soumises à la convection ionosphérique. Le modèle IPIM utilise une approche à 16 moments qui permet le développement d'anisotropies de température et de flux de chaleur, importantes à hautes altitudes.

1.4.2 Interaction entre les modules

Le synopsis du modèle est présenté en Figure 1.16. Le modèle se compose d'un "cœur", délimité par la boîte rouge. Il comprend deux modules qui résolvent les contributions du plasma thermique et des électrons supra-thermiques.

Les processus d'interaction (collisions, chimie et production) sont résolus par des sous-modules indépendants, en couleur saumon sur la figure.

Le module fluide résout les équations pour les différentes espèces d'ions et les électrons thermiques. Ce module permet d'obtenir les profils de densité, température (parallèle et perpendiculaire à \vec{B}) et les flux de chaleur associés à ces températures. Ce module résout également les interactions chimiques entre les différents ions et les collisions des ions avec les neutres.

Le modèle cinétique résout le transport des électrons supra thermiques, en fonction des sources de photo-ionisation et de précipitation. Les pertes sont déduites à partir des collisions avec les neutres.

Les modules fluide et cinétique sont couplés. Le module cinétique fournit les taux de production (par rayonnement et par collisions) des espèces ioniques au module fluide. En retour, le module fluide fournit l'évolution de la densité et de la température des électrons au module cinétique.

Ce module principal permet de décrire l'évolution du plasma le long d'une ligne de champ magnétique. Afin d'obtenir une résolution à trois dimensions, ce module peut être

parallélisé pour simuler autant de lignes de champ que souhaitées. De plus, un modèle permet de simuler la convection magnétosphérique des lignes de champ magnétique.

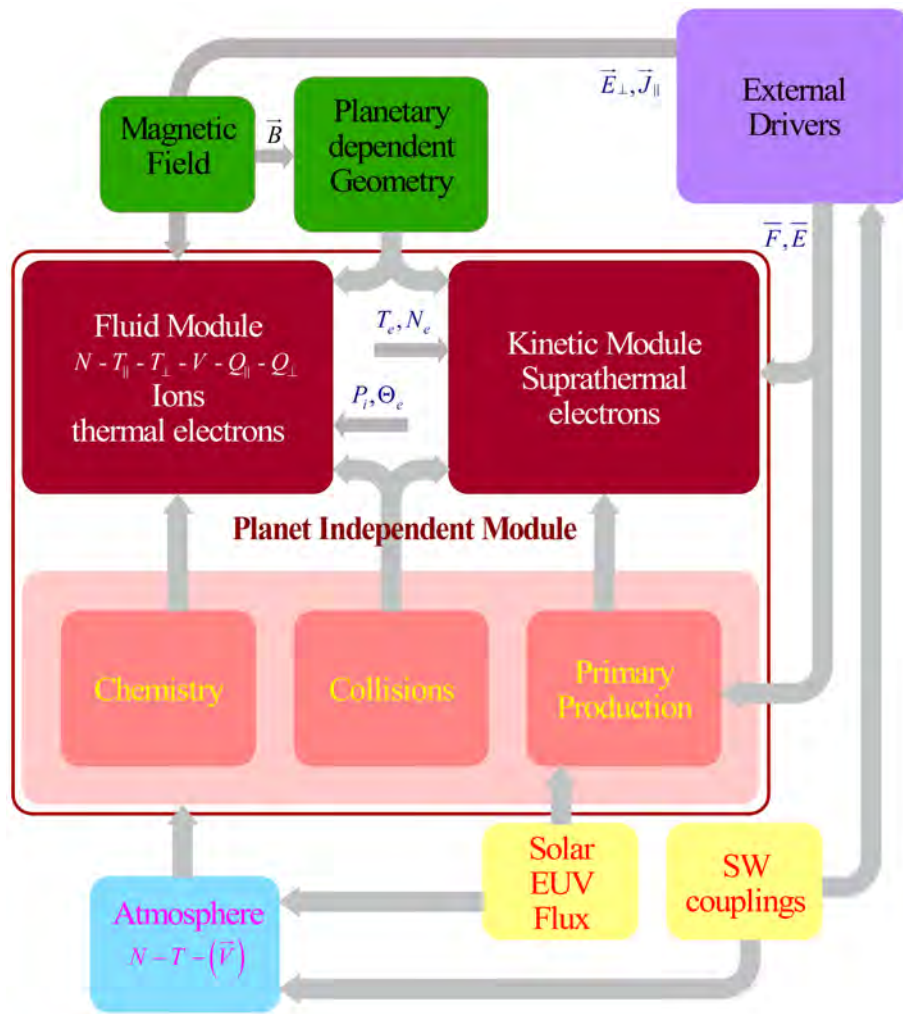


FIGURE 1.16 – Synopsis du fonctionnement du code IPIM, extrait de [Blelly et al., 2019]

1.4.3 Modèles d'entrées

Afin de fonctionner, ces modules nécessitent un certain nombre d'entrées, illustrées par les différents modules à l'extérieur du cœur du modèle IPIM.

Le module en bleu en bas à gauche de la figure, correspond aux entrées atmosphériques. Les profils de densités et de températures de l'atmosphère neutre sont décrits par le modèle NRLMSISE-00 (Naval Research Laboratory Mass Spectrometer Incoherent Radar, [Picone et al., 2002]). Le modèle HWM07 (Horizontal Wind Model, [[Drob et al., 2008],[Emmert et al., 2008]]) décrit les vents neutres horizontaux dans les directions zonale et méridionale.

Les modules en jaune, correspondent aux entrées du vent solaire et du rayonnement solaire incident. Le modèle EUVAC (EUV Flux Model for Aeronomic Calculations, [Richards et al., 1994]) permet d'obtenir le flux EUV. Ce modèle se base sur le spectre EUV d'émission de référence, à laquelle une dépendance à l'activité solaire est ajoutée en associant une loi linéaire en fonction de l'indice $F_{10.7}$.

Les modules en vert, correspondent aux entrées de géométrie du champ magnétique terrestre et un modèle d'orbite pour la Terre. Un modèle de champ magnétique dipolaire calculé à partir des huit premiers coefficients du modèle IGRF (International Geomagnetic Reference Field, [Thébault et al., 2015]) et correspondant à un dipôle tilté excentré est utilisé.

Enfin, le module en violet correspond aux entrées attendues pour le couplage entre la magnétosphère terrestre et le vent solaire. Cette entrée peut être utilisée, par exemple pour modéliser des précipitations et la convection.

Chapitre 2

Propagation des ondes électromagnétiques dans l'ionosphère

Ce chapitre est consacré à l'étude de la propagation des ondes électromagnétiques dans l'ionosphère. Pour commencer, nous décrirons les équations de propagation d'une onde électromagnétique à partir des équations de Maxwell, d'abord dans un plasma non magnétisé avec des collisions électron-neutre, puis dans un plasma magnétisé et non collisionnel. Ceci nous permettra de décrire l'ensemble des configurations auxquelles nous sommes confrontés dans l'ionosphère.

Nous verrons ensuite comment appliquer ces principes pour la résolution de la propagation d'une onde électromagnétique dans l'ionosphère.

2.1 Propagation dans un plasma non magnétisé

Dans une première partie, on cherche à étudier la propagation d'une onde électromagnétique plane progressive dans un milieu réfringent sans champ magnétique. On considère un plasma dont la densité électronique vaut n_e . On suppose que les ions sont immobiles et la dynamique du plasma est donc assurée par les électrons. Par ailleurs, on considère que les électrons subissent une force de frottement sur les neutres caractérisée par la fréquence de collisions ν_e . On étudie la propagation d'une onde électromagnétique de fréquence $f = \frac{\omega}{2\pi}$ dans ce milieu et son interaction avec les électrons. Elle se propage suivant son vecteur directeur \vec{k} et se compose d'un champ \vec{E} et \vec{B} .

Lors de sa propagation, l'onde crée une perturbation locale de l'équilibre du plasma. Les électrons sont mis en mouvement avec une vitesse \vec{v}_e , source d'un courant $\vec{J} = -en_e\vec{v}_e$. Au premier ordre, la perturbation de l'onde sur le milieu s'écrit :

$$\begin{cases} m_e \frac{d\vec{v}_e}{dt} = -e\vec{E} - \nu_e m_e \vec{v}_e \\ \text{rot}\vec{B} = \mu_0 \vec{J} + \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \\ \text{rot}\vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \end{cases} \quad (2.1)$$

Avec ϵ_0 la permittivité du vide et μ_0 la perméabilité du vide, tels que $c^2 = \frac{1}{\mu_0 \epsilon_0}$, où c est la vitesse de la lumière dans le vide, m_e la masse de l'électron, e la charge électrique élémentaire et nous avons introduit la fréquence plasma ω_p telle que :

$$\omega_p^2 = \frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0} \quad (2.2)$$

Le courant \vec{J} est également relié au courant de polarisation \vec{P} créé en retour par le milieu, tel que $\vec{J} = \frac{d\vec{P}}{dt}$ et avec $\vec{P} = \epsilon_0 \chi \vec{E}$, où χ est la susceptibilité électrique du milieu.

Pour déterminer l'équation de dispersion, on considère la transformée de Laplace, ce qui revient à supposer que l'onde est une superposition d'ondes planes progressives monochromatiques de la forme $\vec{E}(\vec{r}, t) = E_0 e^{j(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)}$. Le système d'équations devient :

$$\begin{cases} \hat{J} = \frac{\omega_p^2 \epsilon_0}{\nu_e^2 + \omega^2} (\nu_e + j\omega) \hat{E} \\ j\vec{k} \times \hat{B} = \mu_0 \hat{J} - j\omega \epsilon_0 \mu_0 \hat{E} \\ j\vec{k} \times \hat{E} = j\omega \hat{B} \end{cases} \quad (2.3)$$

On note que \hat{J} et \hat{E} sont reliés par une loi d'Ohm avec une conductivité σ scalaire et complexe. On obtient un système linéaire de trois équations pour les trois inconnues : \hat{J} , \hat{E} , \hat{B} , qui doit admettre une solution non nulle. Ceci impose que le déterminant du système est nul.

En couplant ces trois équations, on obtient alors comme condition :

$$c^2(\vec{k} \cdot \hat{E})\vec{k} = \hat{E}(k^2 c^2 - \omega^2 + \frac{\omega_p^2 \omega^2}{\nu_e^2 + \omega^2} - j \frac{\nu_e}{\omega} \frac{\omega_p^2 \omega^2}{\nu_e^2 + \omega^2}) \quad (2.4)$$

On considère une onde plane avec $\vec{k} \cdot \hat{E} = 0$. On en déduit donc l'équation de dispersion :

$$k^2 c^2 = \omega^2 - \frac{\omega_p^2 \omega^2}{\nu_e^2 + \omega^2} + j \frac{\nu_e}{\omega} \frac{\omega_p^2 \omega^2}{\nu_e^2 + \omega^2} \quad (2.5)$$

En présence de collisions, le vecteur d'onde k possède donc une partie imaginaire k_i responsable de l'absorption de l'onde. Le facteur d'absorption le long de la propagation est $\int_0^r e^{-k_i dr}$. On peut alors introduire le terme L_A d'absorption en décibel :

$$L_A = 20 \log_{10}(e) \int_0^r k_i dr \quad (2.6)$$

Ce résultat permet de calculer l'absorption en fonction de l'indice de réfraction et de la fréquence de collisions électrons-neutres.

Dans la suite de ce paragraphe, on ne considère pas les collisions pour se concentrer sur la propagation. L'équation de dispersion devient alors :

$$k^2 c^2 = \omega^2 - \omega_p^2 \quad (2.7)$$

Dans un premier temps, on obtient l'expression de l'indice de réfraction n en considérant le rapport des permittivités $\epsilon = (1 + \chi)\epsilon_0$ du milieu et ϵ_0 du vide. L'équation du courant $\hat{J} = -j\omega\hat{P}$ permet d'obtenir l'expression de $\chi = -\frac{\omega_p^2}{\omega^2}$, et donc l'expression de l'indice de réfraction :

$$n^2 = \frac{\epsilon}{\epsilon_0} = \frac{(1 + \chi)\epsilon_0}{\epsilon_0} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} = \frac{k^2}{\omega^2} c^2 \quad (2.8)$$

Soit, la vitesse de groupe $v_g = \frac{d\omega}{dk}$ et la vitesse de phase $v_\phi = \frac{\omega}{k}$ de l'onde. En dérivant l'équation de dispersion, on obtient :

$$\frac{d\omega}{dk} \frac{\omega}{k} = v_g v_\phi = c^2 \quad (2.9)$$

Comme l'équation 2.8 donne $v_\phi = \frac{c}{n}$, on en déduit l'expression de la vitesse de groupe : $v_g = nc$.

On note que l'indice de réfraction $n^2 \leq 1$. Par conséquent, l'onde se propage dans le milieu avec une vitesse de groupe inférieure ou égale à la vitesse de la lumière, et avec une vitesse de phase supérieure ou égale à la vitesse de la lumière.

On note que l'indice vaut 0 lorsque $\omega = \omega_p$ et donc $k = 0$. Il se produit alors une réflexion de l'onde et la fréquence $\omega = \omega_p$ est appelée la fréquence de coupure. Pour des valeurs de $\omega < \omega_p$, l'indice de réfraction et donc le vecteur d'onde k sont imaginaires. L'onde ne se propage pas, car elle est directement absorbée par le milieu. Le domaine de solution $0 < n^2 \leq 1$ est illustré par la figure 2.1.

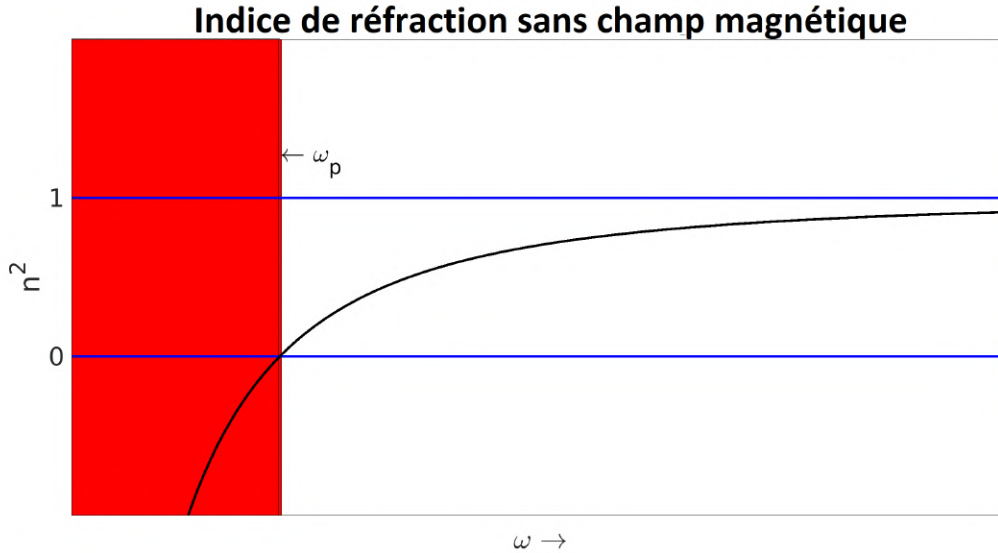


FIGURE 2.1 – Domaine de définition de l'indice de réfraction n^2 en fonction de la fréquence ω d'une onde. L'onde ne peut pas se propager dans la région en rouge.

2.2 Propagation dans un plasma magnétisé

Dans la partie précédente, nous avons étudié la propagation d'une onde électromagnétique dans un plasma non magnétisé. Dans cette partie, nous étudions comment l'introduction d'un champ magnétique \vec{B}_0 statique uniforme influe sur la propagation d'une onde. Dans cette partie, nous négligeons les collisions électrons-neutres.

Le principe fondamental de la dynamique appliqué aux électrons s'écrit alors :

$$m_e \frac{d\vec{v}_e}{dt} = -e (\vec{E} + \vec{v}_e \times \vec{B}_0) \quad (2.10)$$

On considère un référentiel avec une base orthonormée directe dont la troisième composante est alignée avec \vec{B}_0 .

La force de Lorentz introduit un mouvement de giration pour les électrons autour des lignes de champ magnétique, caractérisé par la gyro-fréquence $\Omega_e = \frac{B_0 e}{m_e}$.

Après transformation de Laplace, on obtient l'équation suivante pour le courant \hat{J} :

$$\hat{J} = j \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \frac{\epsilon_0 \omega}{1 - \left(\frac{\Omega_e}{\omega}\right)^2} \begin{pmatrix} 1 & -j \frac{\Omega_e}{\omega} & 0 \\ j \frac{\Omega_e}{\omega} & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 - \left(\frac{\Omega_e}{\omega}\right)^2 \end{pmatrix} \hat{E} = j \underline{\underline{\Sigma}} \hat{E} \quad (2.11)$$

Par rapport au cas précédent, on constate que la loi d'Ohm entre \hat{J} et \hat{E} fait intervenir un tenseur de conductivité $\underline{\underline{\Sigma}}$, qui va être source d'anisotropie pour la propagation de l'onde.

Le système d'équations décrivant la propagation de l'onde devient :

$$\begin{cases} \hat{J} &= j\underline{\Sigma}\hat{E} \\ j\vec{k} \times \hat{B} &= \mu_0\hat{J} - j\epsilon_0\mu_0\omega\hat{E} \\ j\vec{k} \times \hat{E} &= j\omega\hat{B} \end{cases} \quad (2.12)$$

En couplant les équations, on obtient l'équation suivante pour le champ \hat{E} :

$$c^2(\vec{k} \cdot \hat{E})\vec{k} = \begin{pmatrix} k^2c^2 - \omega^2 + \frac{\omega_p^2}{1 - \left(\frac{\Omega_e}{\omega}\right)^2} & -j\frac{\Omega_e}{\omega} \frac{\omega_p^2}{1 - \left(\frac{\Omega_e}{\omega}\right)^2} & 0 \\ j\frac{\Omega_e}{\omega} \frac{\omega_p^2}{1 - \left(\frac{\Omega_e}{\omega}\right)^2} & k^2c^2 - \omega^2 + \frac{\omega_p^2}{1 - \left(\frac{\Omega_e}{\omega}\right)^2} & 0 \\ 0 & 0 & k^2c^2 - \omega^2 + \omega_p^2 \end{pmatrix} \hat{E} \quad (2.13)$$

Des solutions non nulles sont obtenues lorsque l'onde se propage parallèlement ou perpendiculairement à \vec{B}_0 .

2.2.1 Propagation parallèle au champ magnétique

Si l'onde se propage parallèlement à \vec{B}_0 , tel que $\vec{k} \parallel \vec{B}_0$. Les champs \hat{E} et \vec{B}_0 sont alors perpendiculaires, ce qui implique que $\vec{k} \cdot \hat{E} = 0$.

La condition de propagation est obtenue à partir de l'équation 2.13, lorsque le déterminant de la matrice est nul :

$$\left(k^2c^2 - \omega^2 + \frac{\omega_p^2}{1 - \left(\frac{\Omega_e}{\omega}\right)^2} \right)^2 = \left(\frac{\Omega_e}{\omega} \frac{\omega_p^2}{1 - \left(\frac{\Omega_e}{\omega}\right)^2} \right)^2 \quad (2.14)$$

En simplifiant on obtient :

$$k^2c^2 - \omega^2 = \omega_p^2 \frac{-1 \pm \frac{\Omega_e}{\omega}}{1 - \left(\frac{\Omega_e}{\omega}\right)^2} = -\frac{\omega_p^2}{1 \pm \frac{\Omega_e}{\omega}} \quad (2.15)$$

On peut alors exprimer l'indice de réfraction n associé :

$$n^2 = \frac{k^2c^2}{\omega^2} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \frac{1}{1 \pm \frac{\Omega_e}{\omega}} \quad (2.16)$$

L'indice peut prendre deux valeurs, caractérisées par le signe \pm et correspondent à l'anisotropie mentionnée précédemment. La direction du champ magnétique va agir de manière différentielle pour les composantes polarisées de l'onde.

L'indice défini par le terme $-$ est valable pour une onde polarisée droite. Une résonance se produit lorsque $\omega = \Omega_e$. Cette résonance est caractérisée par un indice de réfraction n

et un vecteur d'onde k qui tendent vers l'infini. L'onde est alors complètement absorbée par le milieu. La fréquence de coupure associée à cet indice, dite fréquence de coupure "droite" vaut :

$$\omega_D = \frac{\Omega_e + \sqrt{\Omega_e^2 + 4\omega_p^2}}{2} \quad (2.17)$$

L'indice défini par le terme + est valable pour une onde polarisée gauche. La fréquence de coupure associée à cet indice, dite fréquence de coupure "gauche" vaut :

$$\omega_G = \frac{-\Omega_e + \sqrt{\Omega_e^2 + 4\omega_p^2}}{2} \quad (2.18)$$

Les domaines de définition pour les modes de propagation droite et gauche sont illustrés par la Figure 2.2.

Du fait de ces vitesses de groupe différentes pour une polarisation gauche et une polarisation droite, toute onde construite à partir d'ondes polarisées va subir une rotation de son plan d'onde : c'est l'effet Faraday. La mesure de cette rotation permet de calculer la valeur de Ω_e et donc d'en déduire la valeur B_0 du champ magnétique du milieu traversé. C'est ainsi qu'est estimé le champ magnétique interstellaire.

Sur Terre, ce cas de propagation correspond à un sondage ionosphérique à hautes latitudes (parallèle à \vec{B}_0) ou une propagation trans-ionosphérique à l'équateur.

2.2.2 Propagation perpendiculaire au champ magnétique

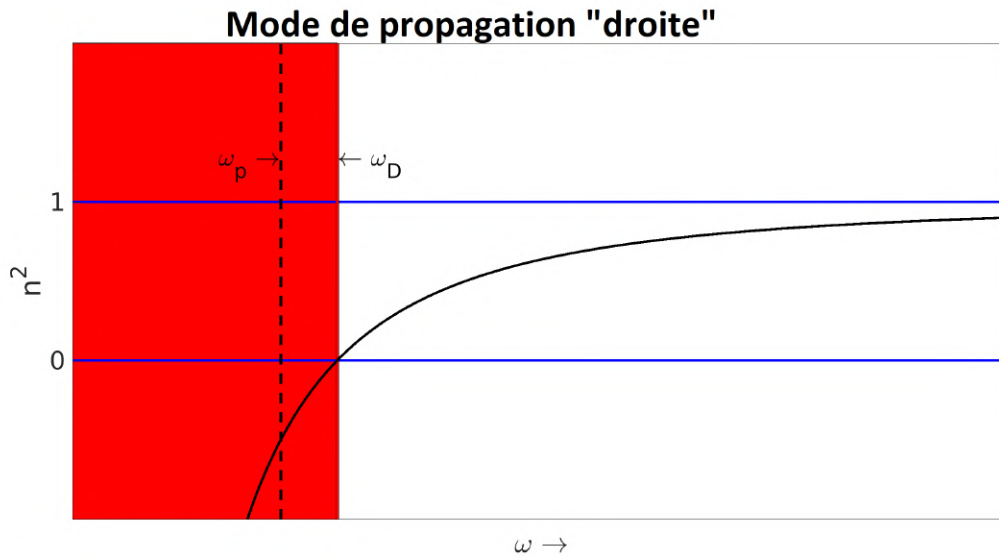
Ici, l'onde se propage perpendiculairement à \vec{B}_0 , tel que $\vec{k} \perp \vec{B}_0$. On peut distinguer deux situations extrêmes : le champ \hat{E} de l'onde peut être parallèle ou perpendiculaire au champ \vec{B}_0 .

Mode ordinaire

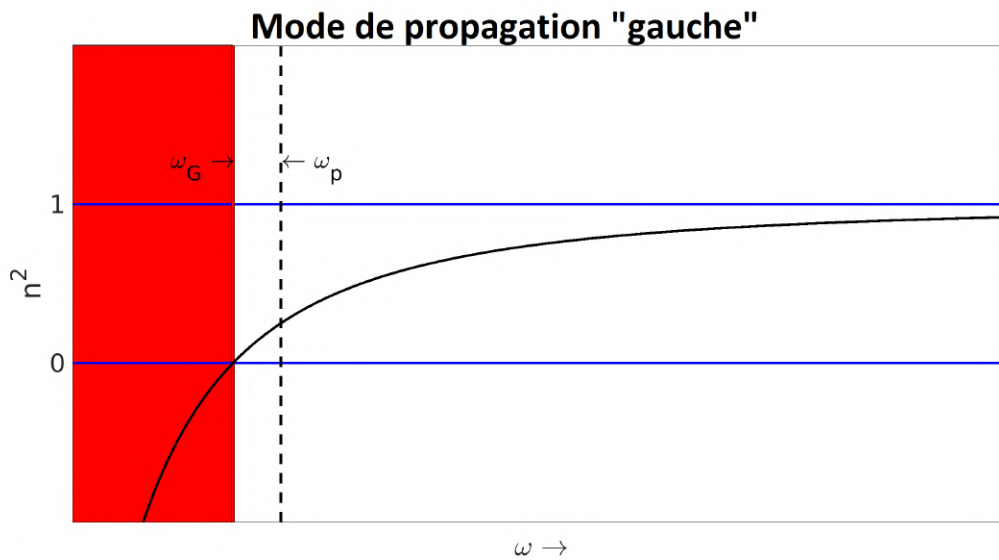
On considère le cas où $\hat{E} \parallel \vec{B}_0$, on a donc $\vec{k} \cdot \hat{E} = 0$. Dans ce cas, on retrouve que $j\vec{k} \times \hat{B} = -j\frac{k^2}{\omega}\hat{E}$. À partir du système d'équations 2.13, on obtient l'équation suivante pour le champ \hat{E} :

$$0 = \begin{pmatrix} k^2c^2 - \omega^2 + \frac{\omega_p^2}{1 - \left(\frac{\Omega_e}{\omega}\right)^2} & -j\frac{\Omega_e}{\omega} \frac{\omega_p^2}{1 - \left(\frac{\Omega_e}{\omega}\right)^2} & 0 \\ j\frac{\Omega_e}{\omega} \frac{\omega_p^2}{1 - \left(\frac{\Omega_e}{\omega}\right)^2} & k^2c^2 - \omega^2 + \frac{\omega_p^2}{1 - \left(\frac{\Omega_e}{\omega}\right)^2} & 0 \\ 0 & 0 & k^2c^2 - \omega^2 + \omega_p^2 \end{pmatrix} \hat{E} \quad (2.19)$$

Le système admet une solution non nulle lorsque $k^2c^2 = \omega^2 - \omega_p^2$. On retrouve alors l'expression de l'équation de dispersion d'une onde transverse qui se propage dans un plasma non magnétisé et sans collision. Dans cette configuration, la propagation de l'onde n'est pas affectée par le champ magnétique. L'indice de réfraction n^2 associé vaut $n^2 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$.



(a)



(b)

FIGURE 2.2 – Domaine de définition des modes de propagation droite (a) et gauche (b). L'onde ne peut pas se propager dans les régions rouges.

Ce mode de propagation est appelé ordinaire, que l'on notera O par la suite. Il admet une fréquence de coupure lorsque $\omega = \omega_p$. Les solutions de ω pour la propagation d'une onde dans cette situation sont identiques à celles tracées en Figure 2.1.

Mode extraordinaire

On considère maintenant, que le champ \hat{E} de l'onde est perpendiculaire à \vec{B}_0 . Dans ce cas, $\vec{k} \cdot \hat{E} \neq 0$ et le champ a donc une composante longitudinale électrostatique. On décompose le champ \hat{E} suivant deux composantes : la composante électrostatique \hat{E}_k parallèle à \vec{k} et une composante \hat{E}_\perp perpendiculaire à \vec{k} . L'équation pour le champ \hat{E}

devient alors :

$$k^2 \hat{E}_\perp = -\mu_0 \omega \underline{\Sigma} \hat{E} + \epsilon_0 \omega^2 \mu_0 \hat{E} \quad (2.20)$$

Ce qui revient à chercher les solutions du système suivant :

$$0 = \begin{pmatrix} -\omega^2 + \frac{\omega_p^2}{1 - \left(\frac{\Omega_e}{\omega}\right)^2} & -j \frac{\Omega_e}{\omega} \frac{\omega_p^2}{1 - \left(\frac{\Omega_e}{\omega}\right)^2} & 0 \\ j \frac{\Omega_e}{\omega} \frac{\omega_p^2}{1 - \left(\frac{\Omega_e}{\omega}\right)^2} & k^2 c^2 - \omega^2 + \frac{\omega_p^2}{1 - \left(\frac{\Omega_e}{\omega}\right)^2} & 0 \\ 0 & 0 & k^2 c^2 - \omega^2 + \omega_p^2 \end{pmatrix} \hat{E} \quad (2.21)$$

Le champ \hat{E} étant perpendiculaire à \vec{B}_0 , on cherche à résoudre l'équation suivante :

$$(\omega_h^2 - \omega^2) \left(k^2 c^2 \left(1 + \frac{\Omega_e^2}{\omega^2} + \omega_h^2 - \omega^2 \right) \right) = \left(\frac{\Omega_e}{\omega} \omega_p^2 \right)^2 \quad (2.22)$$

où nous avons introduit la fréquence hybride ω_h , définie par $\omega_h^2 = \Omega_e^2 + \omega_p^2$.

L'indice de réfraction n est obtenu à partir de son expression :

$$n^2 = \frac{k^2 c^2}{\omega^2} = 1 - \frac{\omega_p^2 \omega^2 - \omega_h^2}{\omega^2 \omega^2 - \omega_h^2} \quad (2.23)$$

On remarque directement que l'indice de réfraction, et donc k diverge lorsque $\omega^2 = \omega_h^2$. Il se produit alors un phénomène de résonance. L'onde cède la totalité de son énergie au milieu, elle est alors complètement absorbée.

Les fréquences de coupure qui annulent l'indice de réfraction sont les fréquences de coupure droite et gauche, précédemment introduites :

$$\omega_{G,D} = \frac{\pm \Omega_e + \sqrt{\Omega_e^2 + 4\omega_p^2}}{2} \quad (2.24)$$

Dans ce cas, l'indice de réfraction n^2 dépend du champ magnétique. Ce mode de propagation est donc appelé mode de propagation extraordinaire, que l'on notera X par la suite. Les domaines de solution de ω pour une propagation d'une onde suivant le mode extraordinaire sont tracés en Figure 2.3. L'indice de réfraction admet deux fréquences de coupure en ω_G et ω_D , pour lesquelles il tend vers 0. Il admet également une fréquence de résonance en ω_h , en laquelle il tend vers l'infini.

Ce type de propagation intervient lors de sondage ionosphérique à l'équateur ou de propagation trans-ionosphérique à hautes latitudes.

2.3 Expression générale de l'indice de réfraction

Le cas général est un peu plus complexe et on utilise l'indice de réfraction donné par la formulation d'Appleton-Hartree [Appleton, 1932]. On considère un plasma, caractérisé par une densité électronique n_e , une fréquence plasma $\omega_p^2 = \frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0}$, plongé dans un champ

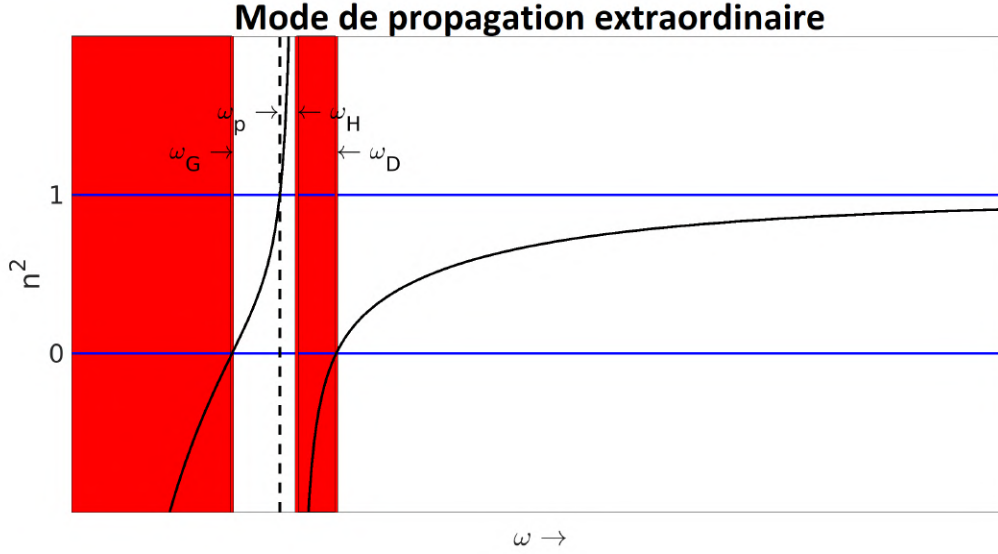


FIGURE 2.3 – Domaine de définition du mode de propagation extraordinaire en fonction de la fréquence ω de l'onde. L'onde ne peut pas se propager dans les régions rouges.

magnétique d'amplitude B_0 , qui introduit pour les électrons un mouvement de giration autour des lignes de champ magnétique avec une fréquence $\Omega_e = \frac{eB}{m_e}$. On définit ν_e la fréquence de collisions électrons-neutres.

Afin de simplifier les notations, la formulation d'Appleton-Hartree introduit les quantités sans dimensions suivantes : $C_1 = \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$, $C_2 = \frac{\Omega_e}{\omega}$ et $C_3 = \frac{\nu}{\omega}$. De plus, elle introduit l'angle θ entre la direction de propagation \vec{k} et le champ magnétique local \vec{B}_l .

L'indice de réfraction s'écrit alors :

$$n^2 = 1 - \frac{C_1}{1 - jC_3 - \frac{C_2^2 \sin^2(\theta)}{2(1 - C_1)} \pm \sqrt{\frac{C_2^4 \sin^4(\theta)}{4(1 - C_1)^2} + C_2^2 \cos^2(\theta)}} \quad (2.25)$$

Les modes de propagation ordinaire et extraordinaire, précédemment introduits, sont respectivement décrits par l'opérateur \pm .

Dans le cas d'un plasma non magnétisé, tel que $C_2 = 0$, on retrouve l'expression de l'indice de réfraction $n^2 = 1 - \frac{C_1}{1 - jC_3} = 1 - \frac{\frac{\omega_p^2}{\omega^2}}{1 - j\frac{\nu}{\omega}}$, que nous avons défini dans la section 2.1.

De même, lorsque l'on considère la propagation d'une onde parallèlement au champ magnétique $\theta = 0$, on retrouve l'expression des modes de propagation gauche et droite

$$n^2 = 1 - \frac{C_1}{1 \pm C_2} = 1 - \frac{\frac{\omega_p^2}{\omega^2}}{1 \pm \frac{\Omega_e}{\omega}},$$

décrits respectivement par l'opérateur \pm . Les modes de propagation ordinaire et extraordinaire sont également décrits par cette formulation, lorsque l'on considère une propagation perpendiculaire au champ magnétique $\theta = \frac{\pi}{2}$.

La formulation d'Appleton-Hartree pour l'indice de réfraction permet de retrouver les

principales caractéristiques de la propagation d'une onde électromagnétique.

2.4 Application et limitations

Au premier ordre, on peut considérer l'ionosphère comme un plasma de densité électronique moyenne n_e . Cependant, il peut exister localement des irrégularités de densité électronique de petites échelles, qui peuvent influencer la propagation des ondes, comme nous le verrons ci-après.

Dans la suite, on va aborder le problème de la propagation suivant une approche optique géométrique, dit de tracé de rayons. Pour cela, on supposera donc que la longueur d'onde λ est très petite devant les échelles caractéristiques du milieu. Toutefois, lorsque des irrégularités présentes dans le milieu ont des tailles caractéristiques de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde, une interaction entre l'onde électromagnétique et le milieu va provoquer une diffraction de l'onde ; comme dans le cas de la diffraction de Bragg.

Soit une onde de longueur d'onde λ , une irrégularité de densité électronique de taille d et A l'angle d'incidence de l'onde sur l'irrégularité, il y a diffraction si la loi de Bragg est vérifiée :

$$2d \sin(A) = p\lambda \quad (2.26)$$

Avec p un entier positif, appelé ordre de diffraction.

Lorsqu'une onde se propage dans l'ionosphère, celle-ci peut former le long de sa trajectoire des échos lorsque deux conditions sont remplies simultanément : une propagation perpendiculaire au champ magnétique \vec{B}_i et la présence d'une irrégularité de densité électronique vérifiant la loi de Bragg le long de cette ligne de champ magnétique [Weaver, 1965]. Dans le cas des radars SuperDARN, ces échos permettent d'obtenir des informations sur le milieu. Cet aspect sera repris en Chapitre 3.

Dans le cas du GNSS, un récepteur utilise les signaux émis par des satellites pour se positionner dans l'espace. Or la qualité des signaux reçus par l'utilisateur, dépend de la variabilité de l'ionosphère. La présence d'irrégularités de densité électronique cause des phénomènes de scintillation sur les signaux GNSS, caractérisés par des variations d'amplitudes et / ou de phase. En cas de scintillation, même légère, la position d'un utilisateur peut être dégradé de l'ordre de plusieurs mètres. Dans le Chapitre 7, j'étudierai l'impact de l'ionosphère équatoriale sur les signaux GNSS.

Chapitre 3

Les méthodes de mesure de l'ionosphère

Dans ce chapitre, j'introduis les différents moyens de sondage de l'ionosphère que j'utiliserai pour les simulations présentées dans les Chapitres 5, 6 et 7. Dans un premier temps, j'introduirai des instruments sol HF (utilisant des gammes hautes fréquences, de l'ordre de quelques MHz), dédiés à l'observation et la compréhension des processus ionosphériques. Cette section sera dédiée à la présentation du fonctionnement du réseau de radars cohérents SuperDARN et des ionosondes. Dans un second temps, je présenterai les paramètres ionosphériques dérivables à partir des signaux VHF (dans la gamme des très hautes fréquences, de l'ordre de quelques GHz) émis par les satellites de navigation vers des stations au sol. Ces paramètres permettent également d'étudier l'ionosphère, mais sont aussi des indicateurs sur l'état de fonctionnement du système GNSS.

3.1 Ionosonde

3.1.1 Introduction

Une ionosonde est un instrument sol qui permet de mesurer le profil de densité électronique de l'ionosphère en fonction de l'altitude, jusqu'au maximum de densité en région F. Cet instrument se compose d'une antenne qui joue le rôle d'émetteur récepteur. La bande de fonctionnement d'une ionosonde est typiquement entre 2 et 12 MHz, avec une résolution de 100 kHz.

3.1.2 Principe de fonctionnement

Dans le Chapitre 2, nous avons exprimé la relation de dispersion d'une onde plane progressive mono-chromatique dans un plasma non magnétisé (eq. 2.7).

Nous avons montré que pour une fréquence d'émission f , l'onde est réfléchiée à l'altitude h pour laquelle $f = f_p$, où f_p est la fréquence plasma locale. En mesurant le temps $2T$ entre l'émission et la réception, on a une information sur cette hauteur h . On introduit la hauteur virtuelle h' qui correspond à la hauteur de réflexion dans le cas où l'onde se propage à la vitesse de la lumière :

$$h' = \int_T cdT = cT \quad (3.1)$$

Par balayage sur l'ensemble des fréquences, on obtient des couples (f_i, h'_i) qui décrivent le profil de densité électronique. Or la hauteur virtuelle est très différente de la hauteur réelle h du fait que l'indice de réfraction devient nul au point de réflexion. En fait, on a comme relation :

$$h = \int_{h'} ndz \quad (3.2)$$

On constate que h est plus petit que h' puisque $n \leq 1$. L'ensemble des couples permet de construire l'intégrale en contraignant l'indice, puisqu'on connaît la fréquence plasma au point de réflexion.

Il existe plusieurs méthodes, dont la transformation d'Abel, qui permettent de déterminer les hauteurs vraies h_i à partir des couples (f_i, h'_i) .

3.1.3 Présentation d'un ionogramme

Le tracé des couples (f_i, h'_i) est couramment appelé un ionogramme dont un exemple est donné en Figure 3.1. À l'aide de ces mesures, il est possible d'estimer les hauteurs et maxima locaux de densité électronique pour les régions E et F de l'ionosphère.

Les premiers échos mesurés renseignent sur l'altitude minimale de la région E, ici notée h_{min_E} et sur la fréquence plasma locale f_{min_E} . La densité électronique n_{e_E} est obtenue à partir de l'équation 2.2.

Une transition en altitude des échos est généralement observée entre le pic de région E et les premiers échos de région F, du fait que le creux de densité électronique associé, est une zone invisible au sondage. Les premiers échos de région F permettent d'estimer la hauteur minimale de cette région, notée h_{min_F} .

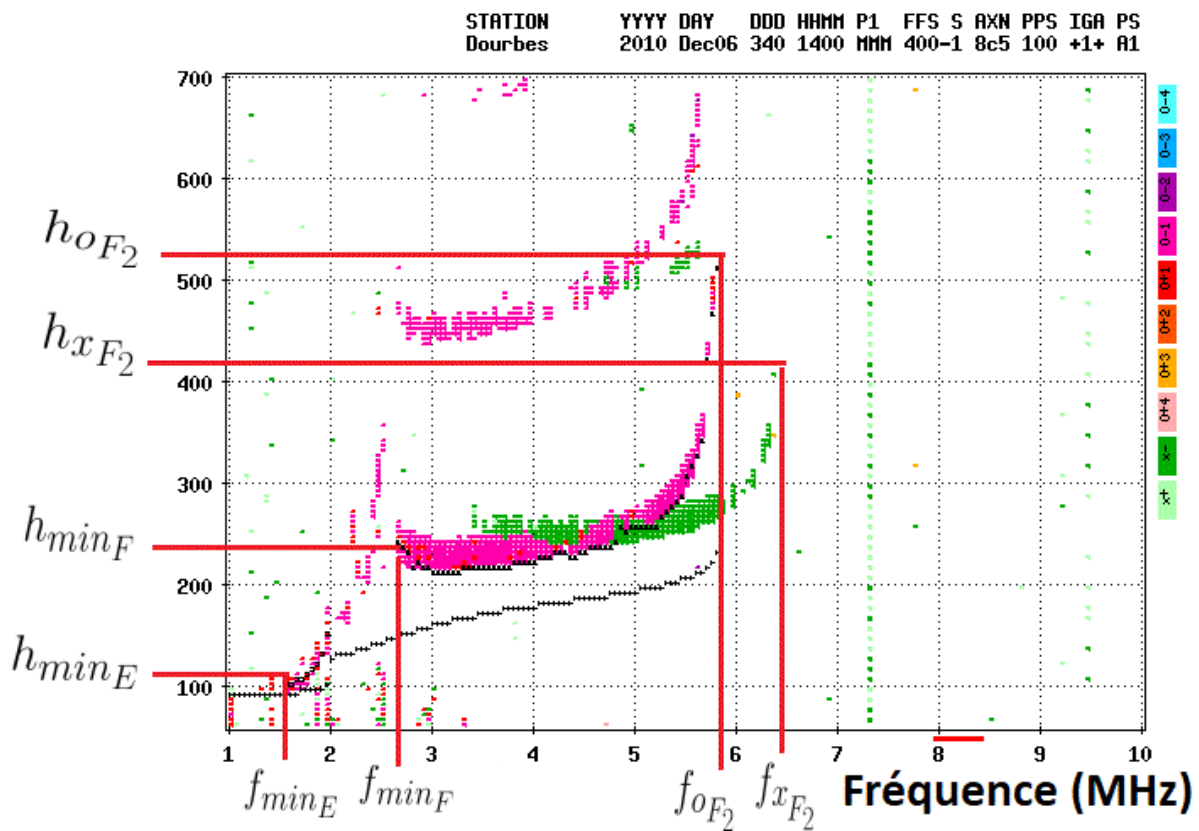


FIGURE 3.1 – Ionogramme : Profil des altitudes d'échos estimées par une ionosonde en fonction de la fréquence d'émission. Les modes de propagation O et X sont respectivement tracés en vert et rose. Exemple d'une mesure à l'observatoire de Dourbes, 6 décembre 2010 à 14h LT.

À moyenne et haute latitudes, il est possible d'observer les modes de propagation O et X, car le sondage vertical de l'ionosphère implique une propagation quasiment parallèle au champ magnétique. Dans ce cas, les mesures montrent généralement un double pic d'échos pour le maximum de densité électronique de région F₂. Chacun de ces pics est associé aux échos se propageant avec les modes O et X, qui sont associés aux fréquences respectives f_{oF_2} et f_{xF_2} , mesurées aux altitudes h_{oF_2} et h_{xF_2} .

3.2 SuperDARN

3.2.1 Introduction

Le réseau SuperDARN (Super Dual Auroral Network, [Greenwald et al., 1995], [Chisham et al., 2007]) est un réseau de 35 radars HF (8-20 MHz) à diffusion cohérente, couvrant les hautes latitudes (aurorales à polaires) dans les deux hémisphères. De récentes extensions du réseau depuis une dizaine d'années permettent de couvrir les moyennes latitudes. Les radars SuperDARN s'appuient sur la propriété de réfraction de l'ionosphère afin de former des échos par diffraction de Bragg (Chapitre 2 section 2.4). Un écho est formé lorsqu'une onde incidente rencontre des irrégularités de densité électronique dont la taille est de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde incidente (de l'ordre de 15 à 40 m, Chapitre 2 section 2.4) et alignées au champ magnétique ([Booker, 1956],[Bates and Albee, 1970]). Le traitement des échos par le radar permet d'estimer le décalage Doppler, qui est la composante parallèle à la ligne de visée de la vitesse moyenne du volume d'irrégularités.

À partir de ces mesures, le réseau SuperDARN permet de suivre la convection du plasma ionosphérique dans les calottes polaires, comme présenté dans le Chapitre 1. Les méthodes de mesure seront présentées plus loin dans cette section. La Figure 3.2 présente la répartition des radars SuperDARN dans les deux hémisphères, ainsi que les champs de vue couverts par chacun des radars. L'IRAP est en charge du radar des îles de Kerguelen (KER) situé dans l'hémisphère Sud.

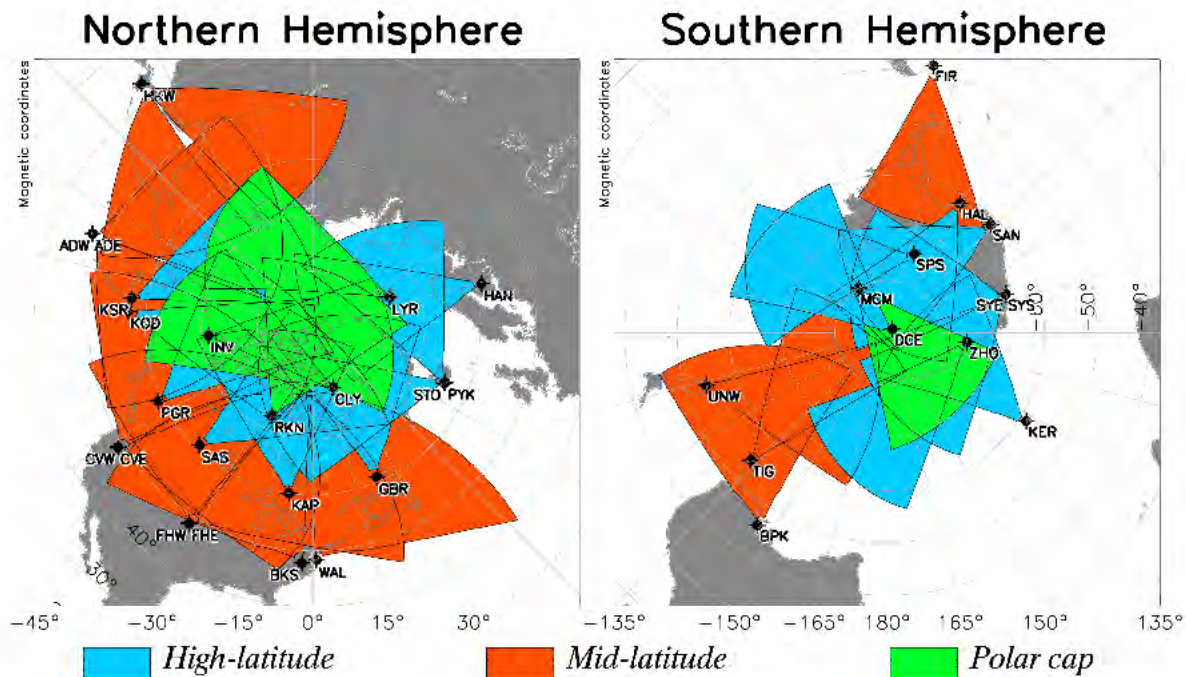


FIGURE 3.2 – Répartition des radars SuperDARN dans les deux hémisphères. Figure extraite du site internet <http://vt.superdarn.org>.

Dans cette partie, je décrirai le principe de fonctionnement d'un radar de type SuperDARN, ainsi qu'une présentation rapide du type de résultats obtenu par ces radars. Puis, je décrirai certains des modèles analytiques mis en place par la communauté afin d'exploiter les données obtenues.

3.2.2 Principe de fonctionnement

Un radar de type SuperDARN se compose d'un réseau principal de 16 antennes log périodiques alignées, capables d'émettre et de recevoir dans la gamme de fréquence de 8 à 20 MHz. À 100 m en arrière du réseau principal, se situe le réseau secondaire qui se compose de 4 antennes et permet de mesurer l'angle d'élévation des signaux retours par interférométrie.

La modulation temporelle des signaux émis par chacune des antennes permet de créer un lobe d'émission dans l'une des 16 directions formant les faisceaux de sondage du radar. Les faisceaux sont notés de 0 à 15, avec une ouverture angulaire de 3.24° , délimitant un champ de vue total d'environ 52° .

La résolution radiale de SuperDARN est déterminée par la durée des impulsions envoyées par le radar. Pour le mode commun d'émission, des impulsions d'une durée de $300 \mu\text{s}$ sont utilisées, ce qui correspond à une résolution radiale de 45 km. Dans ce mode commun, le temps nécessaire pour effectuer le scan complet des 16 faisceaux d'un radar est d'une minute. La portée maximale théorique des radars SuperDARN est d'environ 3,555 km et chacun des faisceaux de propagation est divisé en 75 portes de 45 km. La première porte est placée à 180 km du radar.

Le fonctionnement des radars SuperDARN consiste en une alternance entre émission et réception. En mode émission, un paquet d'impulsions, codé par un réseau électronique et suivant un schéma optimisé, est envoyé le long d'un faisceau donné. Ce schéma est répété 70 fois afin d'augmenter le signal sur bruit des signaux retour.

Les signaux qui reviennent au radar sont traités en construisant la fonction d'auto-corrélation, notée ACF. Le code d'émission est construit de telle manière que l'ACF correspond à un volume déterminé : c'est à dire que le ratio entre les données du schéma d'impulsion sur la fenêtre d'écoute et de la répétition le garanti. On améliore le rapport signal sur bruit en accumulant les ACF.

L'analyse des principaux paramètres de l'ACF, qui sont le décalage Doppler, la puissance reçue et la largeur spectrale permet alors de déterminer la nature de l'irrégularité rencontrée ([Villain et al., 1987, Baker et al., 1995]).

Le décalage Doppler donne la composante de la vitesse de l'irrégularité, projetée le long de la ligne de visée [[Hanuise et al., 1985, Villain et al., 1987]]. D'après l'équation 1.3, à basse altitude (région E), la vitesse de convection mesurée est la vitesse des ions entraînées par les vents neutres. Pour des échos de haute altitude (région F), la vitesse mesurée est équivalente à la vitesse de convection du plasma [[Villain et al., 1985, Ruohoniemi et al., 1987]]. En appariant les radars deux à deux, de sorte que leurs champs de vue respectifs se chevauchent, il est possible de mesurer deux composantes de la vitesse d'une irrégularité dans un même volume. L'ensemble des vecteurs vitesses mesurés par le réseau de radars, permet de construire une carte de la convection ionosphérique à haute latitude.

La puissance rétro-diffusée et la largeur spectrale renseignent sur la nature et la quantité d'irrégularités rencontrées.

La largeur spectrale permet d'estimer la nature laminaire ou turbulente du volume d'irrégularités sondé.

L'angle d'élévation du signal retour est obtenu en estimant la différence de phase entre les signaux retours, mesurés par le réseau principal et le réseau secondaire [Milan et al., 1997].

Les grandes distances sondées par le radar peuvent conduire à avoir des réflexions de l'onde sur le sol qu'il convient de quantifier. Pour cela j'introduis la notion de hop. Le hop permet de décrire la portion de trajectoire d'une onde comprise entre deux points au sol, qui peuvent être entre l'émission par le radar et une première réflexion par le sol, ou entre la n -ième et la $n + 1$ -ème réflexions contre le sol. Généralement, les signaux émis par SuperDARN vont typiquement former entre 1 et 3 hops. Les signaux se propageant au-delà sont trop absorbés par le milieu pour être détectés par le radar. La figure 3.3 résume le concept des hops. Une onde est émise vers la droite et forme la trajectoire en pointillé noir. Dans le cas étudié ici, l'onde est réfléchi deux fois par l'ionosphère. La trajectoire forme deux rebonds, qui correspondent respectivement au premier et second hop. Les réflexions ionosphériques sont localisées au centre du rebond, on les localisera à $1/2$ et $1 1/2$ hop.

La Figure 3.4 présente un exemple de mesure effectuée par le radar SuperDARN de Kerguelen le 7 novembre 2017 entre 6h UT et 12h UT. On observe trois types d'échos pendant cette période.

Les échos de sol qui sont caractérisés par une vitesse Doppler faible ($< 25 \text{ m.s}^{-1}$).

En l'absence d'information sur l'ionosphère, on suppose que la propagation de l'onde est rectiligne. Par conséquent, les échos de région E sont localisés proches du radar et les échos de région F sont localisés à plus grande distance. Cette hypothèse est valable proche du radar mais ne permet pas de localiser les échos de région E formés après le premier hop.

Les échos de régions E sont caractérisés par des vitesses Doppler faibles. Les vitesses mesurées de ces irrégularités correspondent à l'entraînement des ions dans la région E par les vents neutres [Cogger et al., 1985].

Les échos de région F sont caractérisés par des vitesses Doppler fortes, proportionnelles à la vitesse de dérive v_D .

Dans cet exemple, les échos de région F sont également caractérisés par une largeur

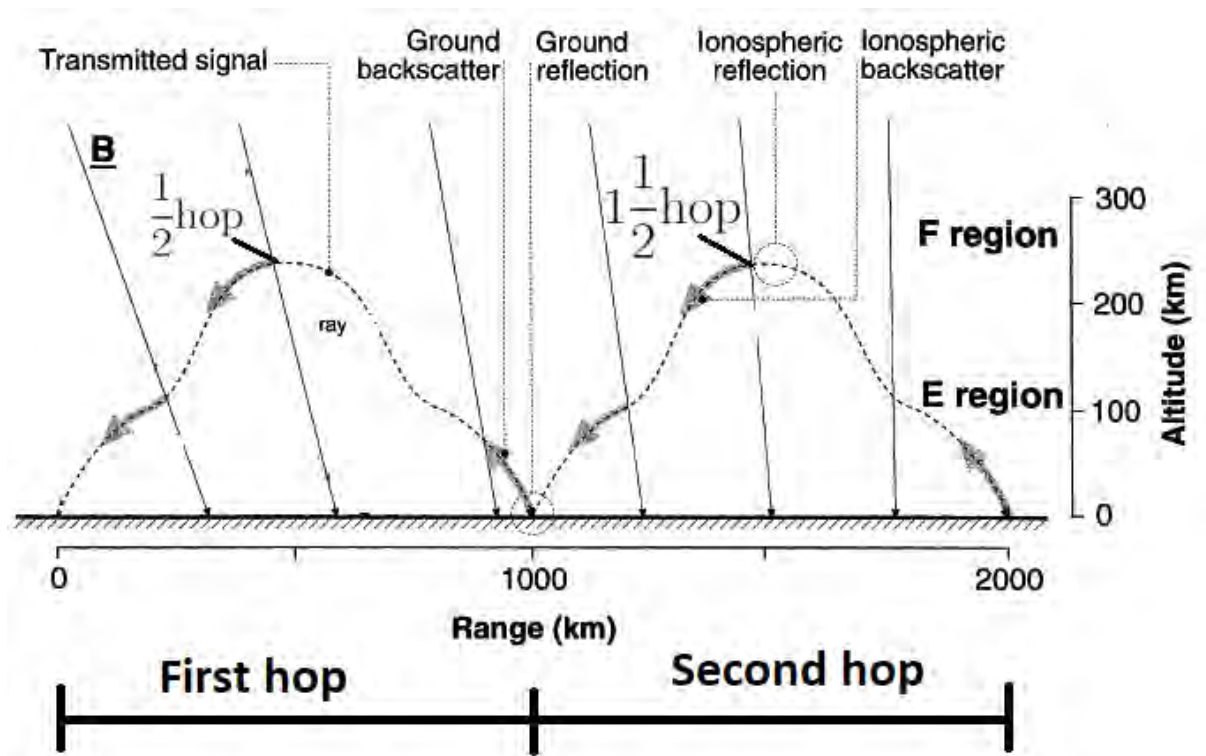


FIGURE 3.3 – Présentation schématique des hops. Une onde se propage suivant la trajectoire en pointillé noir. Les trajectoires qui décrivent le premier et le second rebond correspondent au hop 1 et 2. Les réflexions ionosphériques se font généralement à $\frac{1}{2}$ et $1\frac{1}{2}$ hop. Figure adaptée de [Milan et al., 1997].

spectrale plus importante que le reste des échos mesurés. Cette observation nous informe sur la nature turbulente des volumes sondés.

3.2.3 Analyse des données

Contrairement à l'ionosonde, dans le cas de SuperDARN, les échos sont localisés en hauteur et en portée au sol par rapport au radar. On fait face au même problème que le sondage par ionosonde mais avec une élévation faible.

On considère un radar SuperDARN qui émet une onde de fréquence f dans l'ionosphère, suivant une élévation β .

L'onde se propage dans l'ionosphère, où elle est réfractée. Elle se propage avec une vitesse $v_g = nc$. Après un temps T , elle a parcouru une distance $L = \int_T v_g dT = \int_T ncdT$ dans l'ionosphère. L'onde se situe à une altitude h à l'instant T et l'on suppose qu'un écho est formé à cet instant lorsque l'onde rencontre une irrégularité alignée au champ magnétique.

La figure 3.5 présente la propagation de cette onde tracée en rouge.

En l'absence d'information sur l'ionosphère, les paramètres L et h ne peuvent être déduits. Par simplification, on se ramène au cas de l'onde se propageant dans le vide, pour estimer (L', h') .

On suppose que la propagation de l'onde est rectiligne, avec une élévation initiale β connue et avec une vitesse de propagation égale à c . Après un temps T , elle s'est propagée sur une distance $L' = cT$. En faisant l'hypothèse que la Terre est une sphère de rayon R_e ,

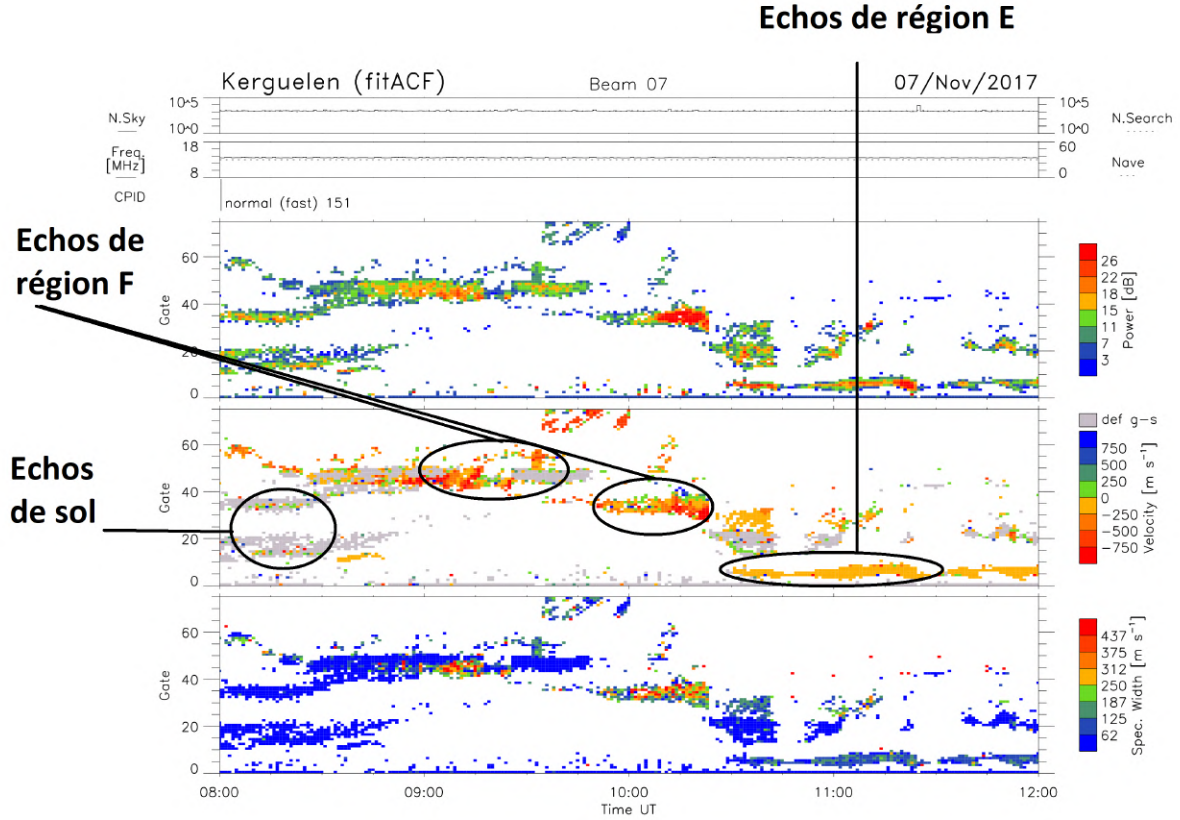


FIGURE 3.4 – Exemple de mesures effectuées par le radar SuperDARN de Kerguelen le 07 novembre 2017 à 8h LT. De haut en bas sont tracées, le bruit de ciel, la fréquence d’émission, la puissance des signaux retours reçus, la vitesse Doppler et la largeur spectrale.

on peut estimer son altitude $h'(T) = \sqrt{R_e^2 + L^2 + 2L'R_e \sin \beta} - R_e$.

Cette hypothèse de propagation rectiligne est valable proche du radar (au cours du premier hop). Cependant, cette hypothèse n’est plus valable lorsque l’on considère des échos lointains, formés après plusieurs hops. Afin d’améliorer cette hypothèse sur le placement des échos dans le champ de vue du radar, plusieurs modèles permettant de déterminer h' , dit modèles de hauteur virtuelle, ont été développés par la communauté SuperDARN.

3.2.4 Modèles de hauteur virtuelle et de trace au sol

Les modèles de hauteur virtuelle développés par la communauté SuperDARN permettent une estimation de la hauteur virtuelle d’un écho à partir de la portée relative, sans prendre en compte l’angle d’élévation β . Ceci est dû à la calibration complexe des interféromètres des radars SuperDARN. En effet, cette mesure est entachée d’une ambiguïté de 2π , qui dépend de la fréquence d’émission et de la distance entre les deux réseaux d’antennes. De plus, une autre incertitude correspond à l’estimation du temps passé par les signaux dans l’électronique du radar. [Shepherd, 2017] a notamment montré que la calibration actuelle des interféromètres des radars SuperDARN ne permettait pas une mesure satisfaisante de cet angle pour de nombreux radars. Principalement du fait d’une estimation erronée de cet écart de temps de propagation dans l’électronique. C’est principalement pour cette raison que les modèles de hauteur virtuelle de la communauté SuperDARN se basent simplement sur la portée L' .

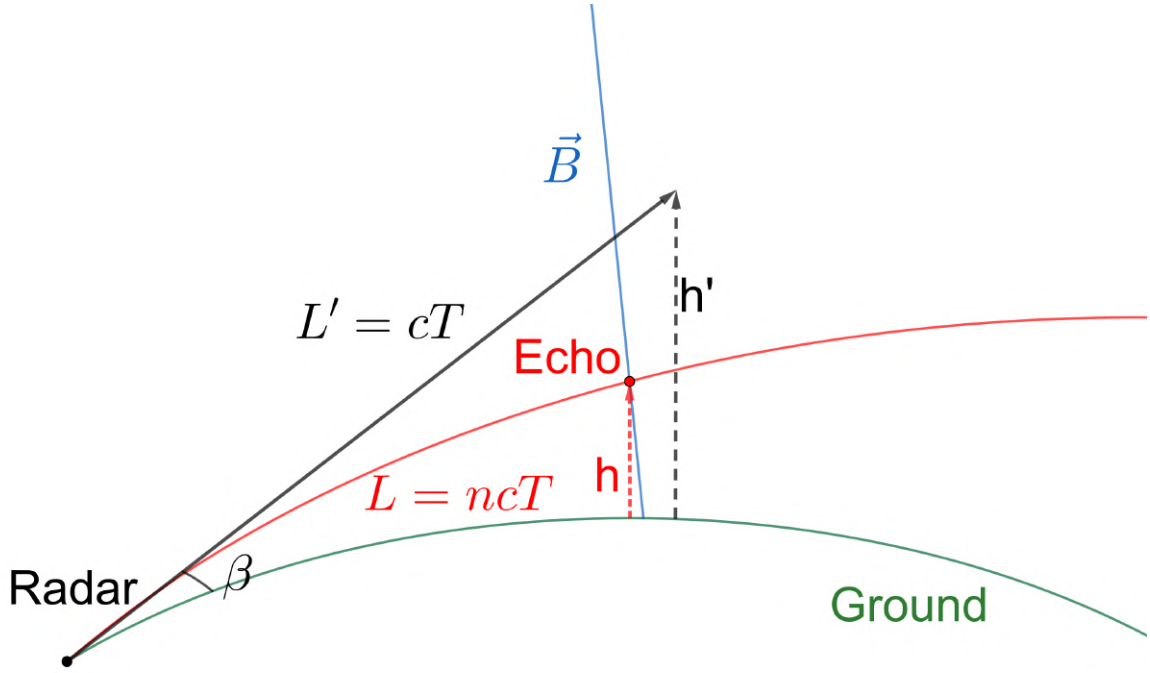


FIGURE 3.5 – Estimation de la hauteur virtuelle d’un écho formé lors du premier hop. Le radar envoie une onde (tracée en rouge) qui forme un écho à l’altitude h après avoir parcouru une distance L . On estime l’altitude h' et la distance L' en supposant que l’onde se propage en ligne droite dans le vide (trajectoire tracée en noire).

Modèle standard

Le modèle standard de hauteur virtuelle de SuperDARN propose d’estimer la hauteur h' à laquelle s’est formé un écho à la distance L' comme :

$$h'(L') = \begin{cases} \frac{115L'}{150} & 0 < L' < 150\text{km} \\ \frac{150}{115} & 150 \leq L' \leq 600 \\ \frac{L' - 600}{200}(h_i - 115) + 115 & 600 < L' < 800\text{km} \\ h_i & L' > 800\text{km} \end{cases} \quad (3.3)$$

Avec h_i le paramètre d’altitude virtuelle maximum, choisi par l’utilisateur. Il est généralement compris entre 300 et 400 km. Ici, je le fixerai à 350 km. Ce premier modèle propose des hauteurs virtuelles qui sont croissantes avec la portée de l’écho. Ceci est un constat empirique et géométrique, déduit de l’hypothèse de propagation rectiligne et des observations SuperDARN qui montrent des échos de région E à faible portée, proche du radar, et des échos de région F à longue portée, loin du radar. Ce modèle ne prend pas en compte les rebonds au sol.

Modèle de Chisham

Afin d’améliorer ce modèle, [Chisham et al., 2008] propose un modèle empirique de hauteur virtuelle issu d’une étude statistique des angles d’élévation des signaux retours mesurés par le radar de Saskatoon, Canada (52.16 N, -106.53 E) sur une période de 5 ans (1997-2001 inclus). Le radar de Saskatoon bénéficie d’une meilleur calibration de son réseau

d'interférométrie que les autres radars du réseau SuperDARN. La distribution statistique de la hauteur virtuelle des échos en fonction de l'élévation pour ce radar, permet de définir un modèle de portée et de hauteur virtuelle réaliste, que la communauté SuperDARN applique à l'ensemble des radars. Le modèle est présenté ci-dessous :

$$h'(L') = A(L') + B(L')L' + C(L')L'^2 \quad (3.4)$$

Avec :

Backscatter Type	A	B	C
$L' < 780\text{km}$	108.974	0.0191271	6.68283×10^{-5}
$780 \leq L' < 2180 \text{ km}$	384.416	-0.178640	1.81405×10^{-4}
$L' \geq 2180\text{km}$	1098.28	-0.354557	9.39961×10^{-5}

À partir de cette étude statistique, Chisham propose un modèle de hauteur virtuelle parabolique. Il est à noter que ce modèle de hauteur virtuelle est divisé en deux parties distinctes. En effet, pour les échos vus avec une portée $L' < 2180 \text{ km}$ le modèle tend à estimer une hauteur virtuelle cohérente par rapport à l'altitude réelle des échos formés [Yeoman et al., 2008]. Ces distances correspondent à des échos formés proches du radar, lors du premier ou second hop. Pour des échos vus avec une portée $L' \geq 2180 \text{ km}$ le modèle évalue une hauteur virtuelle bien plus haute que la réalité ($h' > 750 \text{ km}$), dans le but de pouvoir estimer une trace au sol réaliste. Ce résultat découle de l'hypothèse de propagation rectiligne, qui néglige les rebonds au sol généralement effectués par les ondes dont la portée est supérieure à 2,000 km.

Modèle de Greenwald

Le troisième modèle que j'utiliserai par la suite, est le modèle de Greenwald [Greenwald et al., 2017]. Ce modèle permet d'obtenir une estimation de la portée au sol L'_g et l'indice de réfraction n'_r dans le volume sondé. Il est valable pour des échos formés lors du premier hop uniquement et nécessite de connaître l'angle d'élévation β . Il considère un triangle de côté R_e , $R_e + h'$ et L' , illustré par la Figure 3.6. En faisant l'hypothèse que la Terre est une sphère parfaite de rayon R_e , on peut estimer l'angle γ , adjacent aux côtés R_e et $R_e + h'$, tel que :

$$\gamma = \cos^{-1} \left(\frac{(R_e^2 + (R_e + h')^2 - L'^2)}{2R_e(R_e + h')} \right) \quad (3.5)$$

Cet angle nous permet d'estimer la trace au sol L'_g :

$$L'_g = R_e \gamma \quad (3.6)$$

L'indice de réfraction n'_r est estimé en faisant l'hypothèse d'une propagation en ligne droite jusqu'au point d'écho, où l'on suppose que l'ensemble de la réfraction s'y effectue. L'indice n'_r est obtenue avec la loi de Snell-Descartes :

$$n'_r = \frac{\sin\left(\frac{\pi}{2} - \beta - \gamma\right)}{\sin(\eta)} \quad (3.7)$$

Avec η l'angle entre la verticale locale et le champ magnétique \vec{B} à 300 km d'altitude. Ces trois modèles permettent d'obtenir une estimation sur la localisation et les propriétés ionosphériques au point de formation des échos.

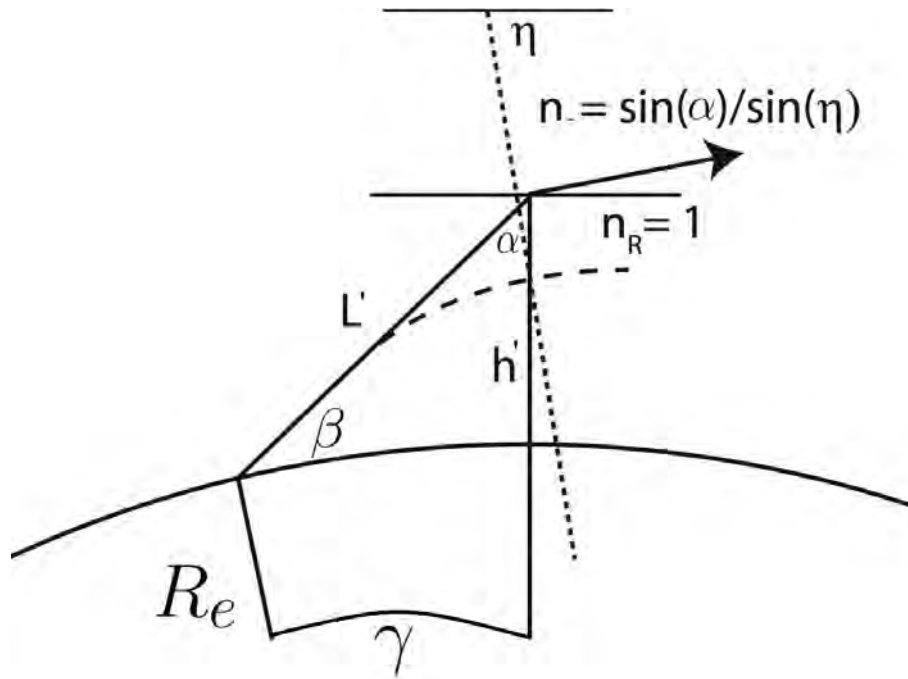


FIGURE 3.6 – Schéma présentant la géométrie permettant d’estimer la trace au sol d’un volume sondée, en faisant l’hypothèse d’une propagation rectiligne. Figure adaptée de [Greenwald et al., 2017].

3.3 Satellites GNSS

Dans cette partie, je présenterai les propriétés de l’ionosphère que l’on peut dériver des méthodes de positionnement par satellite. Dans un premier temps, j’exposerai rapidement le principe de fonctionnement du positionnement par satellite (GNSS, Global Navigation Satellite System), puis je présenterai l’impact de l’ionosphère sur ce système. Finalement, j’introduirai le réseau de stations sol SAGAIE, que j’ai utilisé pendant mon séjour au sein de l’entreprise Thales Alenia Space au cours du premier semestre 2018.

3.3.1 Principe de fonctionnement

Les systèmes de positionnement GNSS ont pour but d’estimer la position d’un point à la surface de la Terre, à partir d’une constellation de satellites, dont les positions sont connues à chaque instant. Ces systèmes s’appuient sur le principe de triangulation. Chaque satellite diffuse en permanence un signal vers l’ensemble des zones visibles à la surface de la Terre et inclut dans son signal les informations relatives à sa position précise dans l’espace, ainsi que le temps d’émission. Le signal doit être reçu par tout utilisateur à la surface du globe. À partir de ces messages de navigation, il est possible de calculer la distance séparant l’utilisateur de chacun des satellites observés et d’en déduire sa position, si plus de quatre satellites sont considérés. Afin de déterminer sa position absolue, un utilisateur à besoin de connaître sa position relative par rapport à un certain nombre de satellite.

La Figure 3.7 présente un utilisateur à la surface du globe et quatre satellites GNSS. En supposant que la vitesse de l’onde et le temps de trajet satellite-utilisateur sont connus, il est possible de déterminer les distances 1 à 4. L’utilisation de quatre satellites permet de situer l’utilisateur dans un repère 3D (contre 2D avec 3 satellites) et de corriger la dérive

d'horloge dt_i propre à chacun des satellites.

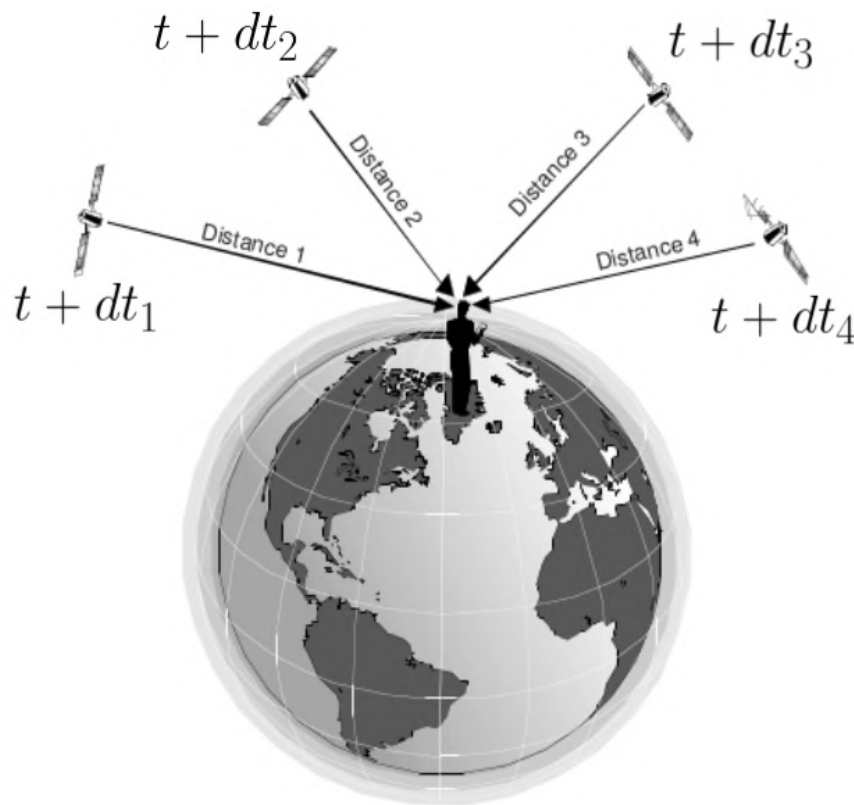


FIGURE 3.7 – Principe de positionnement par satellites d'un utilisateur au sol. Un utilisateur qui estime les distances le séparant de satellites de navigation, peut estimer sa position. Figure adaptée de [Pieplu, 2006].

Les satellites de navigation appartiennent à plusieurs constellations distinctes (GPS, GALILEO, BEIDOU et GLONASS). Ils orbitent à une altitude d'environ 20 000 km avec une période d'une demi journée sidérale, avec une vitesse d'environ 14000 km/h.

Ils émettent sur deux fréquences distinctes L1 et L2, telle que la fréquence L1 vaut environ 1.5 GHz et la fréquence L2 1.2 GHz. Ces fréquences permettent donc en théorie une précision centimétrique sur la position.

Message de navigation

Les messages de navigation émis par les satellites GNSS, comprennent les informations suivantes :

- Message commun aux satellites d'une même constellation :
 - **Almanachs** : Renseignent sur la position de tous les satellites de la constellation, avec une précision de l'ordre de 1 km.
 - **Temps d'émission** : Donne le temps émission en temps GNSS, dont la référence est prise au 6 janvier 1980 à 00h00 UTC.
- Message particulier à chaque satellite :
 - **Éphémérides** : Renseignent sur la position du satellite émetteur au moment de l'émission, avec une précision de l'ordre de 1 à 10 m.
 - **Correction d'horloge** : Renseigne sur l'écart de temps entre le temps système GPS et l'horloge du satellite. Cette correction permet de corriger ce qu'on

appelle la dérive d'horloge.

- **Paramètre de correction ionosphérique** : Renseigne sur l'état de l'ionosphère au moment de l'émission. Ce paramètre est un paramètre d'échelle estimé à partir du modèle de Klobuchar [Klobuchar, 1987]. Le modèle de Klobuchar est un modèle empirique qui permet d'évaluer le TEC localement. C'est un modèle empirique qui permet d'approximer l'évolution diurne du TEC, en fonction de la latitude géographique.

3.3.2 Pseudo distance

Un satellite GNSS émet ses signaux de navigation vers la Terre, avec une fréquence d'émission de 1 Hz. On notera t_s les temps d'émission par le satellite. L'utilisateur reçoit ces signaux au temps t . En supposant que l'onde se propage dans le vide à la vitesse c , la distance R séparant l'utilisateur du satellite est :

$$R = (t - t_s)c \quad (3.8)$$

Cette mesure est l'équivalent de la hauteur virtuelle pour les ionosondes. Elle dépend de la calibration des instruments et du milieu traversé.

L'horloge du satellite et du récepteur de l'utilisateur peuvent dévier légèrement du temps GPS. On dit qu'elles dérivent. Cette dérive introduit une erreur de mesure sur les temps d'émission, on notera h_i l'erreur dans le repère de l'utilisateur et $h^{(i)}$ dans le repère du satellite.

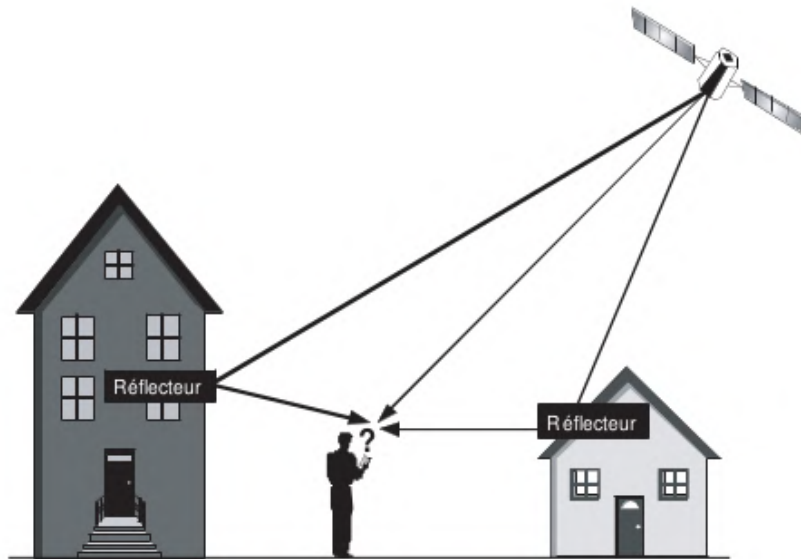


FIGURE 3.8 – Schéma présentant la formation des multi-trajets. Le multi-trajet est un phénomène qui se produit lorsqu'un signal se propage suivant plusieurs chemins jusqu'à un récepteur. Il s'accompagne généralement d'interférences. Figure extraite de [Pieplu, 2006].

Il existe également une erreur de positionnement notée MT dû aux multi-trajets (où MT est l'abréviation de Multi-Trajet). On parle de multi-trajet lorsqu'un signal émis à un temps $t^{(s)}$ par un satellite de navigation, est reçu plusieurs fois par un récepteur, comme illustré par la Figure 3.8. Cet évènement peut se produire lorsque les signaux sont réfléchis par l'environnement proche du récepteur (par exemple des immeubles). Cela se traduit

généralement par la superposition d'un même signal, décalé dans le temps, ce qui crée des interférences lors du traitement par le récepteur. Ces interférences dégradent la précision du positionnement de l'utilisateur.

La ligne de visée entre un satellite GNSS et un utilisateur traverse deux milieux.

Le premier étant la troposphère, où l'indice de réfraction est $n = 1 + \epsilon'$, avec ϵ' proportionnel à la quantité de vapeur d'eau le long du trajet. On supposera que la troposphère est suffisamment fine devant les dimensions du problème pour être ramenée à une couche mince et on notera son délai sur la propagation du signal T_r .

Le second milieu est l'ionosphère. Dans le Chapitre 1, nous avons montré que l'indice de réfraction varie en $n^2 = 1 - \epsilon$, où ϵ est le carré du rapport de la fréquence d'émission et de la fréquence plasma. Soit une fréquence plasma de l'ordre du Mhz, le rapport $\frac{f_p^2}{f^2}$ vaut 10^{-6} dans le cadre du GNSS. Soit e_i le délai ionosphérique sur la propagation du signal. Ce délai est proportionnel à n et à la colonne ds d'ionosphère traversée, tel que :

$$e_i = \int_s n(f) ds = \frac{e^2}{m_e \epsilon_0 (2\pi f)^2} \int_s n_e ds \quad (3.9)$$

La quantité $\int_s n_e ds$ représente le nombre total d'électrons le long de la ligne de visée. Par convention, on l'appelle STEC (Slant Total Electron Content).

On définit alors la pseudo-distance P :

$$P = R + (h_i - h^{(i)})c + e_i + T_r + MT \quad (3.10)$$

3.3.3 Mesures indirectes de l'ionosphère

Dans la partie précédente, nous avons montré que les mesures de pseudo-distances entre les satellites de navigation et un utilisateur dépendent du délai e_i dû au trajet dans l'ionosphère. Ce délai est proportionnel au TEC, soit le nombre total d'électrons rencontrés au cours de la propagation.

En l'absence d'information sur l'ionosphère, le TEC est une grandeur indéterminée. Pour simplifier le problème, on suppose que l'ionosphère peut se réduire à une couche infiniment mince à une altitude de 350 km. L'interaction du signal avec l'ionosphère se réduit dans ce cas au point d'intersection entre la couche mince d'ionosphère et la ligne de visée. Cette intersection s'appelle point de percée ionosphérique, noté IPP (Ionospheric Pierce Point).

Afin d'étudier localement le TEC, la valeur du STEC peut être corrigé de l'angle de pénétration par rapport à la verticale locale, afin d'obtenir le TEC vertical, noté VTEC.

La Figure 3.9 résume la notion des IPP, STEC et VTEC.

Dans le cadre du positionnement d'un utilisateur, ces erreurs doivent être corrigées afin de garantir la précision requise. Ce problème peut être contourné en considérant une station réceptrice au sol dont la position est connue, ou par l'utilisation de bi-fréquence. L'intérêt d'une station sol est d'étudier localement la carte de TEC mesurée à partir des messages de navigation des satellites visibles depuis la station. La connaissance du TEC localement dans le champ de vue de la station peut ensuite être utilisée pour corriger l'erreur due à l'ionosphère lors du positionnement d'un utilisateur [Mannucci et al., 1998].

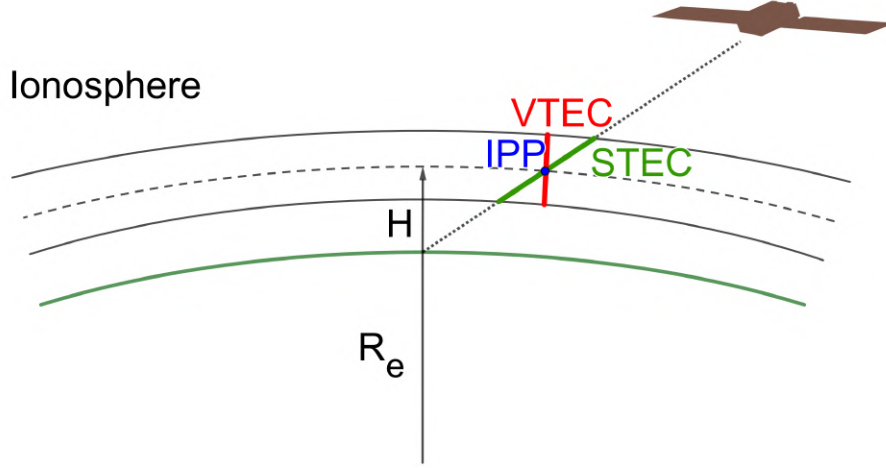


FIGURE 3.9 – Illustration des points de percée de l’ionosphère (IPP). Ces points sont formés par l’intersection de la ligne de visée utilisateur-satellite et la couche d’ionosphère, considérée infiniment mince à une altitude $H = 350$ km.

Mesure du TEC

Les satellites de navigation émettent sur deux fréquences f_1 et f_2 , ce qui permet pour un utilisateur d’estimer deux pseudo-ranges P_1 et P_2 . Il est possible d’estimer l’erreur e_i associé au trajet dans l’ionosphère par différence des deux pseudo-distances en posant $e_2 = \gamma e_1$ avec $\gamma = \frac{f_1^2}{f_2^2}$:

$$P_2 - P_1 = (h_2 - h_1) - (h^2 - h^1) + (\gamma - 1)e_1 \quad (3.11)$$

Soit :

$$e_1 = \frac{P_2 - P_1 - (h_2 - h_1) - (h^2 - h^1)}{\gamma - 1} \quad (3.12)$$

Sachant que $e_1 = \frac{\text{TEC}e^2}{m_e\epsilon_0 4\pi^2 f_1^2}$, il est alors possible de déduire la valeur du STEC.

3.3.4 Scintillations

Un autre effet de l’ionosphère sur la propagation du signal de navigation est la scintillation. Elle traduit de rapides variations des signaux émis, causées par la présence le long de la ligne de visée, d’irrégularités de densité électronique de petites échelles. Dans le Chapitre 1, nous avons vu que ces irrégularités peuvent être d’origine magnétosphérique (précipitation) ou turbulente (bulles de plasma équatoriales). Lors de scintillations sévères, le signal peut devenir suffisamment perturbé pour ne plus être reçu par un récepteur. Les mesures locales de l’ionosphère et de la position sont alors détériorées. Dans le cas de scintillations modérées, les fluctuations du signal entraînent une détérioration de la précision sur le positionnement.

On définit deux types de scintillations : la scintillation d’amplitude et la scintillation de phase.

La première correspond à la fluctuation temporelle de l’intensité du signal reçu. C’est un témoin de l’absorption du signal. La scintillation d’amplitude est notée par l’indice S_4

[Briggs and Parkin, 1963] défini comme :

$$S_4 = \sqrt{\frac{\langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2}{\langle I \rangle^2}} \quad (3.13)$$

Où I est l'intensité du signal mesuré, $\langle \rangle$ correspond à la moyenne temporelle sur une fenêtre de 60 secondes. L'indice S_4 est proche de 0 lorsque l'absorption du signal varie peu et il augmente lorsque celle-ci fluctue rapidement. L'indice S_4 se décompose en trois seuils. Lorsque l'indice est > 0.3 la scintillation est légère sans conséquence pour le signal. Un $S_4 > 0.6$ traduit que la scintillation est modérée et peut entraîner des pertes temporaires du signal. Lorsque $S_4 > 0.9$, la scintillation est dite sévère et la transmission du signal impossible.

L'indice S_4 est généralement observé à l'équateur magnétique. Il est également observable à hautes latitudes lors d'événements de précipitation.

La scintillation de phase correspond à la variation temporelle de la phase du signal reçu. C'est un témoin de la rotation du front de l'onde par effet Faraday. La scintillation de phase est notée par l'indice σ_ϕ définie comme :

$$\sigma_\phi = \sqrt{\frac{\langle \phi^2 \rangle - \langle \phi \rangle^2}{\langle \phi \rangle^2}} \quad (3.14)$$

Où ϕ est la phase du signal mesuré, $\langle \rangle$ correspond à la moyenne temporelle sur une fenêtre de 60 secondes. La scintillation de phase est plutôt typique des hautes latitudes magnétiques, où la propagation des signaux de navigation est parallèle au champ magnétique, ce qui amplifie l'effet Faraday.

La Figure 3.10 présente une vue schématique des régions du monde où la scintillation est présente. On distingue deux régions dont les sources de scintillation sont différentes. La première région se situe autour de l'équateur magnétique. Elle correspond aux régions d'anomalie de densité électronique créée par la fontaine équatoriale le jour. La seconde région de scintillation est située dans les régions aurorales. Dans ces régions, les lignes de champ magnétique sont proches de la verticale. L'effet Faraday introduit de la scintillation de phase. Lors d'événement de précipitation, de la scintillation d'amplitude peut également être observée.

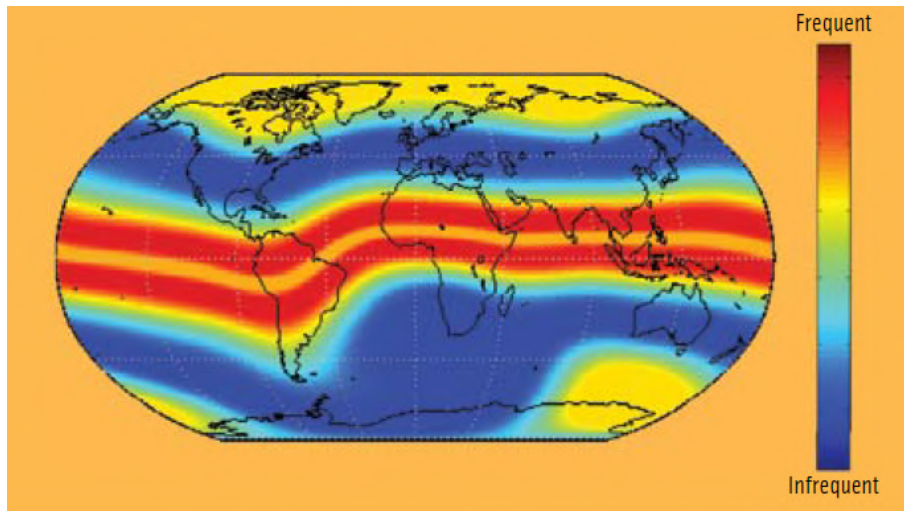


FIGURE 3.10 – Carte schématique de la probabilité de mesurer de la scintillation. Les zones principalement concernées sont autour de l'équateur magnétique et les régions aurorales. Figure extraite de [P. M. Kintner and Hinks, 2009].

La scintillation joue un rôle important pour les récepteurs qui utilisent des techniques dites de poursuite de la phase de la porteuse. Cette technique permet de comparer les phases de cycle individuel des signaux de navigation. Elle est sensible aux changements rapides de la densité électronique le long des trajets. En effet, ces variations de l'ionosphère se traduiront par des différences de retard liées aux erreurs e_i , entraînant une variation rapide de la phase ou de l'amplitude du signal. Ce sont ces variations qui peuvent conduire à une perte de suivi ou entraîner une ambiguïté de cycle, ce qui se traduit par une erreur de positionnement.

3.3.5 Le réseau SAGAIE

Dans cette sous-partie, je présente le réseau SAGAIE, appartenant au CNES et situé en Afrique équatoriale. C'est un réseau de station sol dédié à l'étude des paramètres ionosphériques déduits des signaux GNSS. La carte des stations appartenant au réseau est présentée en Figure 3.11 par les points en rouge.

L'intérêt de ce réseau de stations sol est d'étudier l'impact de l'ionosphère équatoriale, décrite en section 1.3 du Chapitre 1, sur les signaux de navigation. En effet, les processus ionosphériques à l'équateur sont caractérisés par des variations rapides de la densité électronique (bulles de plasma), généralement associées à la formation de scintillation pour les signaux de navigation. Des niveaux élevés de scintillations d'amplitude sont donc attendus et pourront compromettre la précision du système GNSS dans cette région.

3.4 Système d'augmentation du positionnement par satellite : SBAS

Le système de positionnement par satellite propose une précision relative de l'ordre du mètre au kilomètre en fonction des conditions de l'atmosphère, de l'ionosphère et de la calibration des différents instruments.



FIGURE 3.11 – Carte des stations du réseau SAGAIE.

Afin de proposer une précision supérieure sur la position d'un utilisateur, des services secondaires existent, appelés systèmes d'augmentation. Ils proposent de diffuser aux utilisateurs des références permettant de corriger les positions avec une précision accrue. Ces systèmes se divisent en deux groupes : les systèmes d'augmentation du positionnement par satellite (noté SBAS pour Satellite Based Augmentation System) et les systèmes d'augmentation du positionnement par des stations sol (noté GBAS, pour Ground Based Augmentation System).

La différence entre ces deux modèles est la méthode de distribution des corrections. Le système SBAS relaie ces messages de correction par l'utilisation de satellites géostationnaires, ce qui permet de couvrir une large zone avec une seule station. Le système GBAS relaie ces messages de correction avec des stations sols, ce qui nécessite d'installer localement ces stations afin de couvrir les zones d'intérêt.

Dans cette partie, je me concentrerai sur le système SBAS, dont le principe de fonctionnement est présenté sur la Figure 3.12.

Sur la gauche de la figure, est représenté un satellite GNSS qui émet son message de navigation vers une station du réseau SBAS et vers un utilisateur, ici un avion de ligne.

Les messages de navigation captés par les stations sol sont ensuite traités par le centre de contrôle, à partir desquels il développe des modèles de correction ionosphérique, d'éphémérides et d'horloge.

À partir de ces paramètres, des messages de correction sont codés et transmis par des stations relais vers un satellite géostationnaire, qui est chargé de les distribuer à l'ensemble des utilisateurs du SBAS dans son champ de vue.

L'avion de ligne reçoit alors en plus des messages de navigation, un message de correction à appliquer sur ses mesures de pseudo-distances, afin d'améliorer sa position absolue.

Le système d'augmentation du positionnement par satellite EGNOS (European Global Navigation Overlay Service) développé par Thales Alenia Space et mis en place en Europe depuis 2001, propose à ses utilisateurs une précision sur la position de l'ordre de 30 cm. Ce système est principalement utilisé pour les phases d'approche (atterrissage) des avions, entièrement automatisées lorsque la visibilité ne permet pas un atterrissage par l'équipage. Des systèmes équivalents existent également aux Etats-Unis (WAAS, Wide

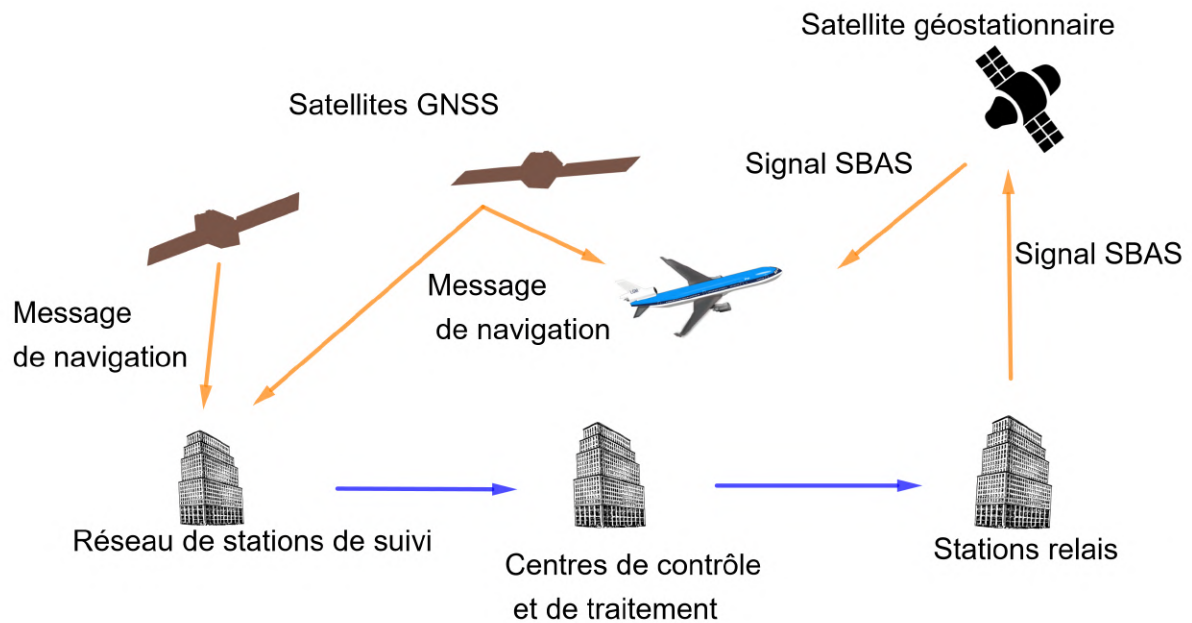


FIGURE 3.12 – Illustration du mode de fonctionnement d’un SBAS. Les satellites GNSS transmettent leurs messages de navigation aux utilisateurs et au réseau SBAS. Le réseau SBAS traite ces informations afin de proposer de meilleures corrections qui sont relayées aux utilisateurs par le biais d’un satellite géostationnaire.

Area Augmentation System), au Japon (MSAS, Multi-functional Satellite Augmentation System) et en Inde (GAGAN, GPS And GEO Augmented Navigation).

Au cours du premier semestre de l’année 2018 (du 7 Janvier au 30 Juin), j’ai travaillé avec les équipes d’ingénieurs chez Thales Alenia Space en tant qu’expert scientifique, sur une réponse à appel d’offre visant à étudier la faisabilité d’un système SBAS en zone sub-saharienne. Le Chapitre 7 est une présentation de cette étude.

Chapitre 4

Développement d'un code de tracé de rayons

Un tracé de rayons consiste à tracer la trajectoire du vecteur d'onde d'une onde radio lorsque celle-ci traverse un milieu donné. L'intérêt de cette approche est de simuler les variations de trajectoire en fonction des conditions de propagation dans le milieu en fonction du temps et de la position. Plusieurs codes de tracé de rayons existent ([Azzarone et al., 2012, Coleman, 1998, de Larquier et al., 2011, Nosikov et al., 2017]). Cependant, aucun ne propose une résolution à trois dimensions dans un milieu présentant des caractéristiques de gradients telles qu'observées dans l'ionosphère à hautes latitudes. De plus, la majorité des codes de tracé de rayons existants ne proposent qu'une résolution de la trajectoire optique des ondes, sans estimation de paramètres supplémentaires comme par exemple : l'absorption et le temps de propagation. Le tracé de rayons présenté dans cette section se veut le plus complet et le plus simple possible. Le code permet une résolution dans un repère sphérique centré sur la Terre, qui nécessite l'apport d'un milieu sous la forme d'une grille à trois dimensions. Cet algorithme est optimisé pour fonctionner de préférence avec un milieu modélisé par IPIM, il est toutefois possible de l'utiliser avec des profils ionosphériques autres.

4.1 Repère

On définit la position d'un point M dans un repère géocentrique $(\vec{e}_r, \vec{e}_\phi, \vec{e}_\theta)$ par ses coordonnées (r, ϕ, θ) . Nous définissons r comme la distance au centre de la Terre, ϕ la longitude et θ la latitude. Le positionnement relatif d'un point M par rapport au sol terrestre est estimé en utilisant un modèle géodésique [Kumar, 1988]. Les longitudes des deux modèles coïncident, mais les latitudes géodésiques diffèrent des latitudes géographiques du fait de l'aplatissement de la Terre aux pôles. La résolution du chemin optique s'effectue dans le repère géocentrique. L'ensemble des points de la trajectoire ainsi obtenu est ensuite converti dans le repère géodésique. Nous définissons le vecteur directeur de la propagation \vec{e}_s par :

$$\vec{e}_s = \sin(\beta)\vec{e}_r + \sin(\alpha)\cos(\beta)\vec{e}_\phi + \cos(\alpha)\cos(\beta)\vec{e}_\theta \quad (4.1)$$

où les angles α et β , décrivent respectivement l'azimut (angle par rapport au Nord géographique) et l'élévation (angle par rapport au plan horizontal local).

4.2 Mise en équations

On considère une onde de fréquence f , se propageant dans un milieu d'indice de réfraction n .

Nous intégrons les équations de position et direction de l'onde, le long de sa trajectoire caractérisée par son abscisse curviligne s . On a alors :

$$\frac{d\vec{r}}{ds} = \vec{e}_s \quad (4.2)$$

On obtient les variations suivant (r, ϕ, θ) en projetant l'équation 4.2 respectivement selon \vec{e}_r , \vec{e}_ϕ et \vec{e}_θ .

L'équation décrivant la variation de direction de l'onde s'exprime à partir du principe de Fermat :

$$\frac{d\vec{e}_s}{ds} = \vec{\nabla} \log(n) - \frac{d \log(n)}{ds} \vec{e}_s \quad (4.3)$$

L'équation suivant β est obtenue par projection de l'équation 4.3 suivant \vec{e}_r tandis que l'équation suivant α est obtenue par combinaison des projections de l'équation 4.3 suivant \vec{e}_ϕ et \vec{e}_θ . La trajectoire est donc décrite par le système d'équations suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dr}{ds} = \sin \beta \\ \frac{d\phi}{ds} = \frac{\sin \alpha \cos \beta}{r \cos \theta} \\ \frac{d\theta}{ds} = \frac{\cos \alpha \cos \beta}{r \cos \theta} \\ \frac{d\alpha}{ds} = \left(\frac{\cos \beta \sin \alpha \tan \theta}{r} + \frac{\cos \alpha}{\cos \beta} \frac{1}{r \cos \theta} \frac{\partial \log n}{\partial \phi} - \frac{\sin \alpha}{r} \frac{\partial \log n}{\partial \theta} \right) \\ \frac{dnr \sin \beta}{ds} = \frac{\partial nr}{\partial r} \end{array} \right. \quad (4.4)$$

La résolution de ce système est effectuée en utilisant un algorithme Runge-Kutta [Gill, 1951] d'ordre 4-5, à pas adaptatif.

4.3 Effets de l'ionosphère sur les paramètres de l'onde

La connaissance du milieu et de la trajectoire de l'onde nous permet de déterminer des paramètres importants comme le TEC et l'absorption.

4.3.1 Absorption

Dans le Chapitre 2, nous avons introduit l'absorption totale L_A de l'onde le long du trajet optique comme :

$$L_A = 20 \log 10 \int_s k_i ds \quad (4.5)$$

où k_i est la partie imaginaire du vecteur d'onde et s le chemin optique.

D'après l'équation d'Appleton-Hartree 2.25, l'indice de réfraction n peut être exprimé comme :

$$n^2 = \mu + j\chi \quad (4.6)$$

Avec μ et χ :

$$\begin{aligned} \mu &= 1 - \frac{C_1 \left(1 - \frac{C_2^2 \sin^2 \theta}{2(1-C_1)} \pm \sqrt{\frac{C_2^4 \sin^4 \theta}{4(1-C_1)^2} + C_2^2 \cos^2 \theta} \right)}{\left(1 - \frac{C_2^2 \sin^2 \theta}{2(1-C_1)} \pm \sqrt{\frac{C_2^4 \sin^4 \theta}{4(1-C_1)^2} + C_2^2 \cos^2 \theta} \right)^2 + C_3^2} \\ \chi &= - \frac{C_3}{\left(1 - \frac{C_2^2 \sin^2 \theta}{2(1-C_1)} \pm \sqrt{\frac{C_2^4 \sin^4 \theta}{4(1-C_1)^2} + C_2^2 \cos^2 \theta} \right)^2 + C_3^2} \end{aligned} \quad (4.7)$$

Finalement, en supposant que $\chi \leq \mu$ et en écrivant l'équation de dispersion, on obtient l'expression pour k_i :

$$k_i = \frac{\pi f}{c} \frac{\chi}{\sqrt{\mu}} \quad (4.8)$$

On peut alors exprimer l'expression de l'absorption L_A en décibel le long du chemin optique :

$$L_A = 8.6859 \int_s k_i ds \quad (4.9)$$

4.3.2 Contenu Électronique Total (TEC)

Le Contenu Électronique Total, que nous avons introduit et noté TEC dans le Chapitre 3, est défini comme l'intégrale de la densité électronique rencontrée le long de la trajectoire.

Dans le cas d'une propagation quelconque, nous noterons RTEC (Range TEC) l'intégrale de la densité électronique rencontrée, avec :

$$\text{RTEC} = \int_s N_e ds \quad (4.10)$$

Dans cette étude, nous exprimerons le RTEC en TECU (TEC Unit), tel que 1 TECU = 10^{16} m^{-2} .

4.3.3 Temps de propagation

On peut également calculer le temps de propagation de l'onde T . Il est calculé par l'intégration de la distance parcourue à la vitesse $v_g = nc$:

$$T = \int_s \frac{ds}{v_g} = \int_s \frac{1}{n(s)c} ds \quad (4.11)$$

Le calcul du temps de propagation est une information importante, puisqu'elle nous permet d'estimer les variations de vitesse des ondes radio dans l'ionosphère en fonction des propriétés de l'ionosphère (densité électronique, champ magnétique).

4.4 Interpolation 3D

L'ionosphère se caractérise par des gradients de densité électronique variables dans les trois dimensions de l'espace. Nous avons donc cherché à développer une méthode d'interpolation permettant d'estimer les valeurs des gradients de densité électronique ainsi que la densité électronique en un point M à partir des points de grille M_i .

Nous utilisons une méthode d'interpolation dérivée du développement de Taylor-Young en x d'une fonction $f(x)$, ici représentant la fonction densité électronique.

4.4.1 Recherche du volume

Dans un premier temps, il est nécessaire d'identifier les points de grille M_i les plus proches du point M considéré. Pour cela, un algorithme cherche le volume élémentaire V_i de la grille, comprenant le point M . Le volume V_i décrit dans l'espace un parallélépipède, dont les 8 sommets sont formés par les points M_i .

4.4.2 Développement de Taylor-Young et interpolation

Dans un élément de volume, le développement de Taylor-Young à l'ordre 2 nous permet d'exprimer la valeur de la densité électronique n_e au point M en utilisant les 8 sommets M_i , tel que :

$$n_e(M_i) = n_e(M) + \vec{\nabla} n_e(M) \cdot \overrightarrow{M_i M} + \overrightarrow{M_i M}^T \vec{\nabla}^2 n_e(M) \cdot \overrightarrow{M_i M} + O(\|\overrightarrow{M_i M}\|^3) \quad (4.12)$$

où $\vec{\nabla}^2 n_e(M)$ est une matrice hessienne.

L'ensemble des points M_i décrit un système matriciel de la forme $Y = AX$ avec

$$Y (n_e(M_i))_i, X = \begin{pmatrix} n_e(M) \\ \vec{\nabla} n_e(M) \\ \vec{\nabla}^2 n_e(M) \end{pmatrix} \text{ et } A = \begin{pmatrix} 1 & \overrightarrow{M_1 M} & \overrightarrow{M_1 M} \|\overrightarrow{M_1 M}\| \\ \dots & \dots & \dots \\ 1 & \overrightarrow{M_i M} & \overrightarrow{M_i M} \|\overrightarrow{M_i M}\| \\ \dots & \dots & \dots \\ 1 & \overrightarrow{M_n M} & \overrightarrow{M_n M} \|\overrightarrow{M_n M}\| \end{pmatrix} \text{ la matrice des coeffi-}$$

cients.

L'expression de X est alors obtenue par résolution du système suivant :

$$X = A^{-1}Y \quad (4.13)$$

On en déduit alors par moindres carrés $n_e(M)$ et $\vec{\nabla} n_e(M)$.

4.5 Conditions d'utilisation

Dans cette dernière section, je m'attarderai sur les conditions d'utilisation et les hypothèses sous-jacentes à chacun des modes de fonctionnement du tracé de rayons. Je distinguerai trois modes : ionosonde, SuperDARN et GNSS.

4.5.1 Mode ionosonde

En mode ionosonde, le tracé de rayons permet de calculer la propagation verticale d'une onde de fréquence f comprise entre 1 et 20 MHz.

Dans le Chapitre 3, nous avons montré qu'une ionosonde s'appuyait sur la propriété de réflexion dans l'ionosphère lorsque la fréquence de l'onde émise est égale à la fréquence plasma. Cette propriété se traduit comme suit pour le tracé de rayons : lorsque la fréquence de l'onde devient égale à la fréquence du plasma, le coefficient de réflexion est pris égal à 1. Le signal revient alors vers le radar, suivant le même chemin qu'à l'aller.

4.5.2 Mode SuperDARN

En mode SuperDARN, nous modélisons des trajectoires HF sur de longues distances. On considère alors deux types de réfraction : la première lorsque l'onde est réfléchi par le sol, appelé écho de sol, et la seconde lorsque l'onde se propage et se réfléchit perpendiculairement à une irrégularité de densité électronique alignée au champ magnétique, appelée écho ionosphérique.

Écho de sol Dans notre modèle, nous avons choisi d'ignorer la géométrie du sol et de le considérer comme un miroir parfait. La trajectoire de l'onde suit une réflexion spéculaire lorsqu'elle atteint le sol. Le coefficient de transmission pour cette interaction est fixé à 1.

Écho ionosphérique Les irrégularités de densité électronique n'étant pas modélisées dans IPIM, nous considérons l'ensemble des points le long des trajectoires vérifiant la condition de perpendicularité avec le champ magnétique, comme des échos possibles. En ce point, les lois de l'optique géométrique sont appliquées : l'angle de réflexion est égal à l'angle d'incidence. Le coefficient de réflexion est fixé à 1. L'algorithme conserve la position de chacun de ces points ainsi que les propriétés de l'ionosphère et de l'onde. Cette approche permet d'estimer toutes les régions susceptibles de former des échos et d'estimer leur impact sur les ondes.

4.5.3 Mode GNSS

En mode GNSS, le tracé de rayons permet de calculer la propagation d'onde de fréquence f comprise entre 300 MHz et 2 GHz, le long d'une ligne de visée entre une station sol et un satellite en orbite.

Chapitre 5

Propagation d'ondes HF dans une ionosphère non magnétisée

5.1 Introduction

Ce Chapitre est une première application du code de tracé de rayons dans le cadre de simulations d'observations SuperDARN. Étant donné la complexité du couplage onde-milieu, je ne considère pas l'effet du champ magnétique sur la propagation des ondes, qui sera l'objet du Chapitre suivant.

D'après l'équation 2.25, l'indice de réfraction s'écrit :

$$n^2 = 1 - \frac{X}{1 - jZ} = 1 - \frac{\frac{\omega_p^2}{\omega^2}}{1 - j\frac{\nu}{\omega}} \quad (5.1)$$

Nous avons choisi de simuler le radar HF cohérent SuperDARN de Stokkseyri (63.86° N, 21.031° W). La Figure 5.1 présente la position du champ de vue du radar. Pour cette étude, nous nous sommes concentrés sur le faisceau central, en rouge sur la figure.

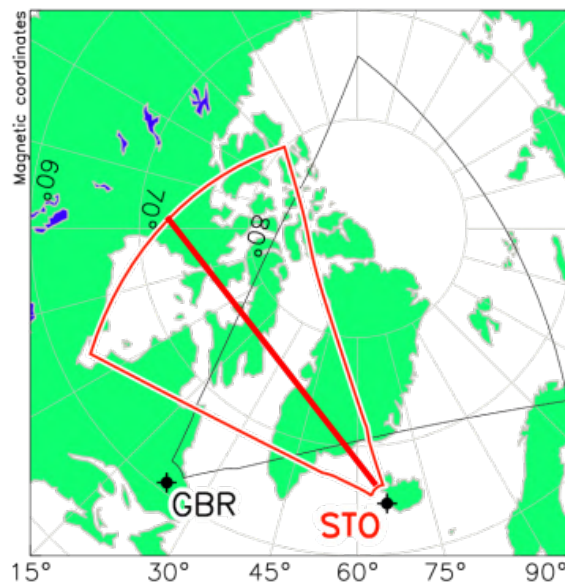


FIGURE 5.1 – Représentation du champ de vue des radars SuperDARN de Stokkseyri (STO) et de Goose Bay (GBR). Le champ de vue de Stokkseyri et son faisceau central sont représentés en rouge.

La fréquence d'émission du radar est fixée à 12 MHz et nous avons modélisé la propagation des ondes dont l'élévation est comprise entre 0° et 25°. La simulation se basant sur le principe de fonctionnement de SuperDARN, les trajectoires peuvent se propager sur une distance maximum de 3,500 km au sol depuis le radar. Les simulations sont arrêtées lorsqu'une onde atteint 600 km d'altitude, car les conditions de réfraction et de réflexion ne peuvent alors plus se produire du fait des concentrations électroniques réduites.

5.2 Présentation des simulations

En utilisant IPIM, nous avons simulé une ionosphère de haute latitude, présentant le long du faisceau des gradients de densité électronique associés au lever du Soleil et à des précipitations. La Figure 5.2 présente la structure ionosphérique simulée. La densité

électronique est représentée par une échelle logarithmique en couleur. Le radar est placé au point de coordonnées (0, 0).

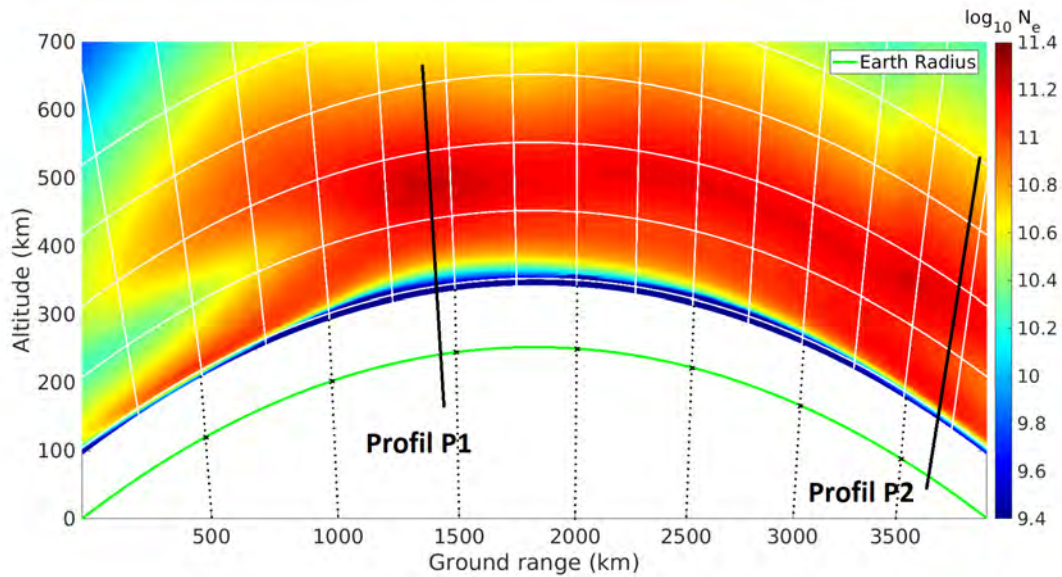


FIGURE 5.2 – Structure de l’ionosphère modélisée par IPIM le long du faisceau central. N_e est affichée en arrière-plan par une échelle de couleur logarithmique. Les lignes blanches horizontales représentent les altitudes par pas de 100 km et les lignes blanches verticales représentent les distances au sol depuis le radar par pas de 250 km.

On observe trois régions distinctes en fonction de la distance au sol par rapport au radar. La première région située à une distance inférieure à 1,000 km du radar, est dominée par une région E développée. Entre 1,000 et 2,000 km, l’ionosphère présente une région F développée. Enfin la troisième région, située au delà de 2,000 km, présente une région E et F développées par la présence de précipitations.

J’ai adopté une démarche progressive afin d’étudier les contributions des différentes structures présentes dans le faisceau modélisé par IPIM. Dans un premier temps, j’ai extrait deux profils caractéristiques de l’ionosphère, identifiés sur la Figure 5.2 :

- le profil P1 présente un pic de densité en région F (courbe bleue sur la Figure 5.3)
- le profil P2 présente des pic de densité en région E et F (courbe rouge sur la Figure 5.3)

À partir de ces profils j’ai synthétisé des profils d’ionosphère présentant des structures bien identifiées en terme de gradients pour évaluer la contribution spécifique de ce gradient. Au total 6 profils d’ionosphère synthétiques ont été construits et en incluant le faisceau modélisé par IPIM, 7 simulations de propagation ont alors été réalisées :

Type de Gradient	vertical	Depuis le radar	Vers le radar	Réaliste
Profil P1	S1	S3	S5	
Profil P2	S2	S4	S6	
Profil IPIM				S7

Les gradients verticaux sont des gradients uniformes avec la distance au radar. Les gradients depuis le radar et vers le radar sont des gradients horizontaux dans la direction de propagation. Ils correspondent à une variation de la densité d’un facteur 2 (gradient

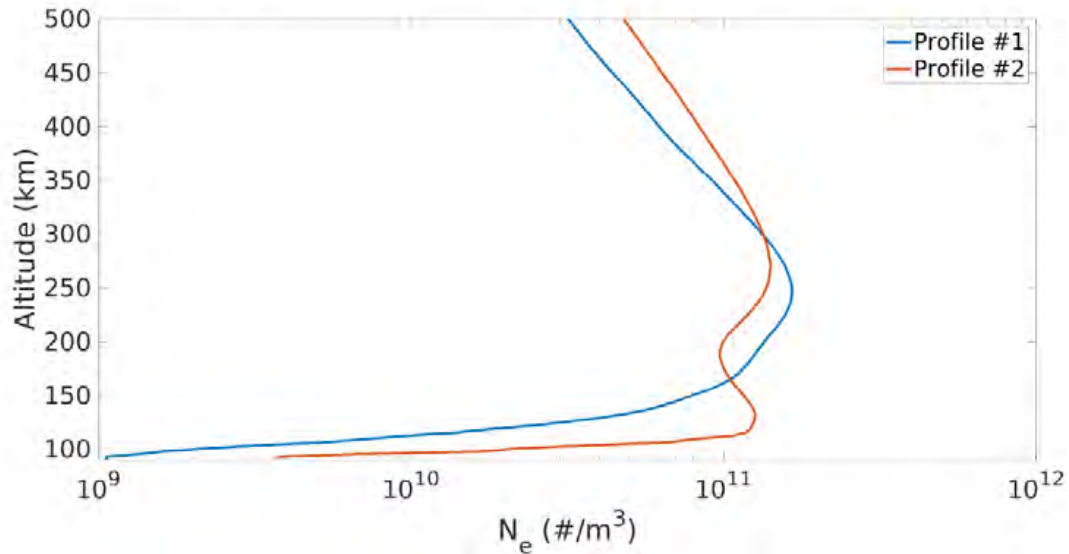


FIGURE 5.3 – Profils de densité électronique en fonction de l’altitude. La densité est représentée suivant une échelle logarithmique.

depuis le radar) ou d’un facteur $1/2$ (gradient vers le radar) sur la distance de 3,500 km depuis le radar.

Nous nous intéressons aux trajectoires obtenues en fonction du profil d’ionosphère, ainsi qu’à la position des échos dans le champ de vue du radar. Nous identifions les régions possibles d’échos, lorsque les trajectoires des ondes vérifient la condition d’orthogonalité avec le champ magnétique.

5.3 Effets des gradients verticaux

Dans cette partie, nous avons étudié l’effet de la structure verticale de l’ionosphère sur la propagation des ondes.

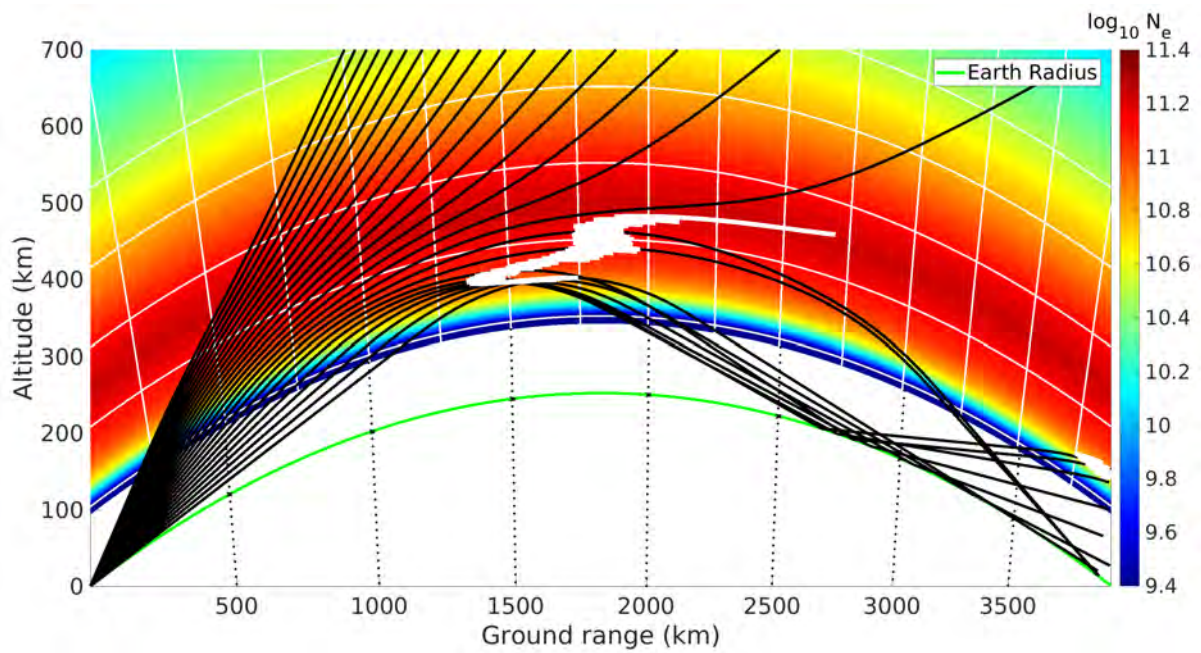
La Figure 5.4 présente le résultat des simulations S1 et S2.

Le panneau 5.4a se rapporte au profil P1. Une seule région d’échos est formée entre 1,300 km et 2,750 km du radar. Elle couvre les altitudes de la région F de façon continue, et se compose d’une branche inférieure et d’une branche supérieure; respectivement en basse et haute région F. Les échos observés sont localisés au centre du champ de vue du radar, et correspondent à une observation typique des radars SuperDARN. Les trajectoires modélisées forment un seul hop dans le champ de vue du radar, avec un point de réflexion au sol autour de 2,750 km du radar.

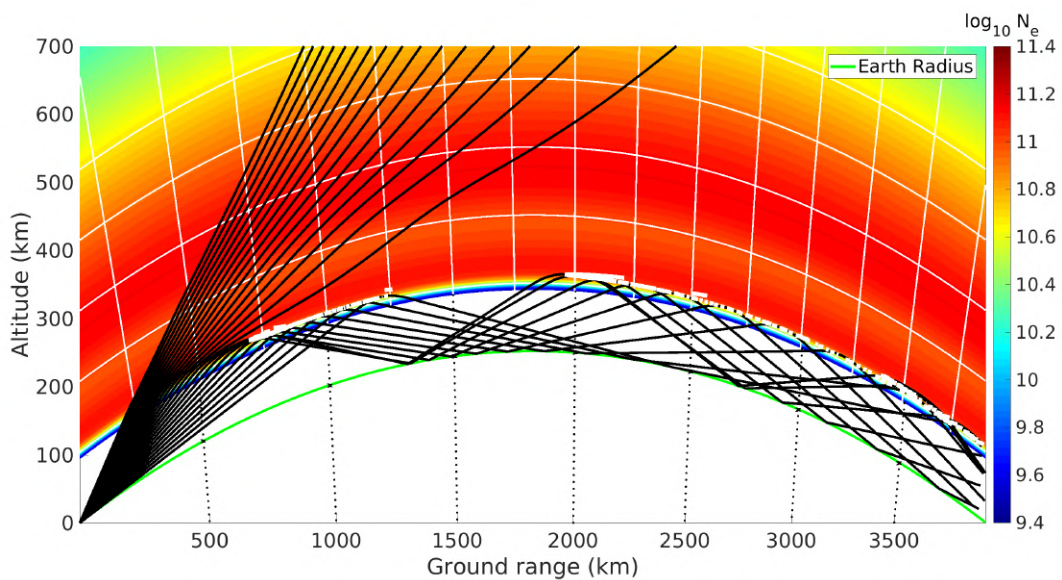
Les ondes dont l’élévation initiale est inférieure à 8.5° sont réfractées vers le sol, tandis que les ondes dont l’élévation initiale est supérieure à cette valeur se propagent vers l’espace et ne conduisent à aucun écho. On notera par la suite cet angle, l’élévation limite.

Le panneau 5.4b se rapporte au profil P2. Dans ce profil d’ionosphère, deux régions d’échos sont formées et sont localisées en région E. La première proche du radar, s’étend de 750 km à 1,250 km. La seconde région est formée entre 2,000 et 3,500 km.

La présence d’une région E développée proche du radar contraint la réfraction des ondes à basse altitude. Les régions d’échos sont alors localisées aux sommets des trajectoires, en région E. Pour cette simulation, l’élévation limite vaut 10° . On remarque qu’il existe une



(a)



(b)

FIGURE 5.4 – Représentation des trajectoires obtenues dans l’ionosphère analytique construite à partir des profils P1 (a) et P2 (b). Les régions d’échos possibles sont tracées en blanc.

zone aveugle pour le radar entre 1,250 km et 2,000 km. Cette zone se situe sous l’horizon et ne peut être sondée ni par des trajets directs, ni par des trajets ayant une élévation inférieure à l’élévation limite provoquant une réflexion au sol.

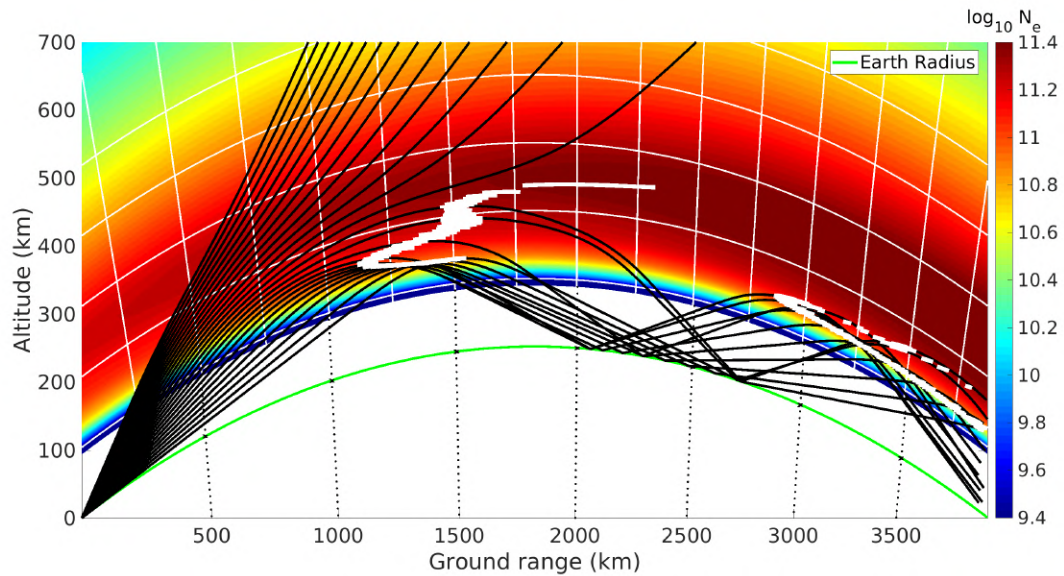
Ces simulations montrent clairement que la structure verticale de l’ionosphère influe sur la propagation des ondes. En fonction de la présence ou non d’une région E développée proche du radar, nous avons montré que les régions possibles de sondage sont très différentes en extension spatiale et en localisation.

5.4 Effet des gradients horizontaux

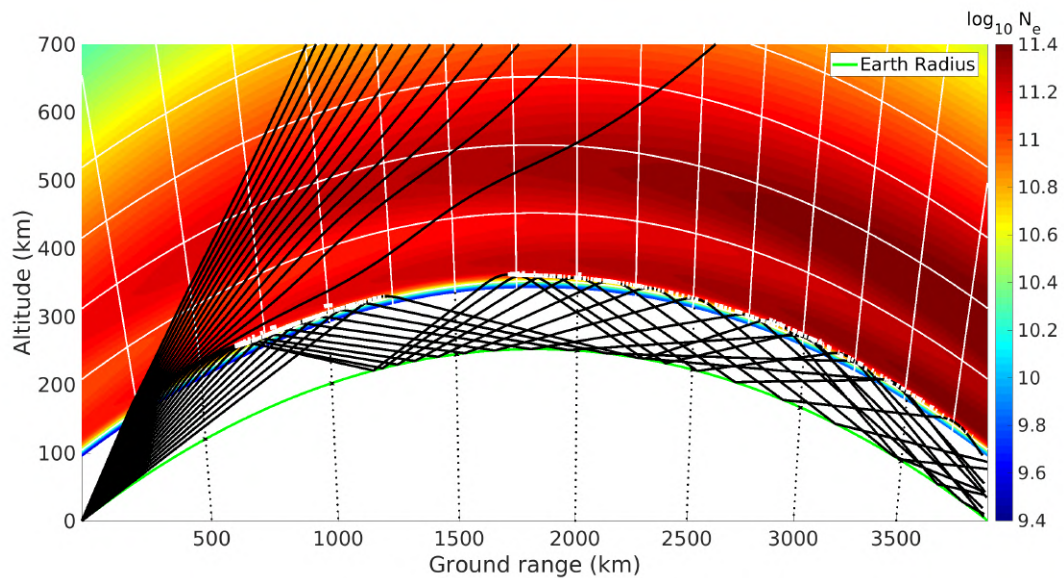
Dans cette section, nous avons étudié l'effet de l'introduction de gradients horizontaux dans les profils d'ionosphère précédents.

5.4.1 Gradients horizontaux depuis le radar

La Figure 5.5 présente les trajectoires simulées pour chacun des profils d'ionosphère présentant un gradient positif et correspondant aux simulations S3 et S4.



(a)



(b)

FIGURE 5.5 – Trajectoires obtenues dans l'ionosphère analytique construite à partir des profils P1 (a) et P2 (b). Les élévations représentées s'échelonnent de 0° à 25° . Les régions d'échos possibles sont tracées en blancs.

Le panneau 5.5a se rapporte au profil P1. La propagation des ondes forme deux régions

possibles d'échos, qui présentent des similitudes avec la région formée en simulation S1.

L'introduction d'un gradient progressif de la densité électronique avec la distance au radar, a permis de rapprocher du radar la région d'écho formée en simulation S1 et de créer une seconde région d'écho dans le dernier tiers du champ de vue. La deuxième zone d'écho est une image de la première, qui regroupe l'ensemble des rayons subissant la réfraction nécessaire pour la condition d'écho. Ceci signifie que suivant les irrégularités, les échos se produiront dans la première région ou la seconde, avec une certaine cohérence spatiale. Pour cette simulation, l'élévation limite croît et vaut 11.5° . Les trajectoires des ondes forment deux hops dans le champ de vue du radar, avec un point de réflexion au sol situé entre 2,000 et 2,750 km du radar.

Le panneau 5.5b se rapporte au profil P2. La modélisation des trajectoires dans cette ionosphère permet la formation de deux régions d'échos possibles. La première est proche du radar entre 600 et 1,250 km. La seconde région s'étend de 1,750 à 3,500 km.

L'introduction de gradients horizontaux positifs a permis de rapprocher les régions d'échos du radar. L'élévation limite augmente également et vaut 10.7° . On remarque que la zone aveugle du radar est également réduite en distance et s'étend de 1,250 km à 1.750 km.

L'introduction de gradients horizontaux dans la direction de propagation rapproche les régions d'échos du radar, par rapport au cas d'une ionosphère avec une structure verticale uniforme. Cet effet a pour conséquence d'augmenter les zones de sondage possibles de l'ionosphère, mais le choix des profils montre que les altitudes d'écho restent les mêmes et sont dépendantes de la structure ionosphérique au point d'entrée dans l'ionosphère, proche du radar.

5.4.2 Gradients horizontaux vers le radar

La Figure 5.6 présente le résultat des trajectoires modélisées pour chacun des profils d'ionosphère présentant un gradient horizontal négatif de la densité électronique dans la direction de propagation et correspondent aux simulations S5 et S6.

Le panneau 5.6a se rapporte au profil P1. Cette modélisation permet la formation d'une région d'échos possibles, comme dans les régions S1 et S3.

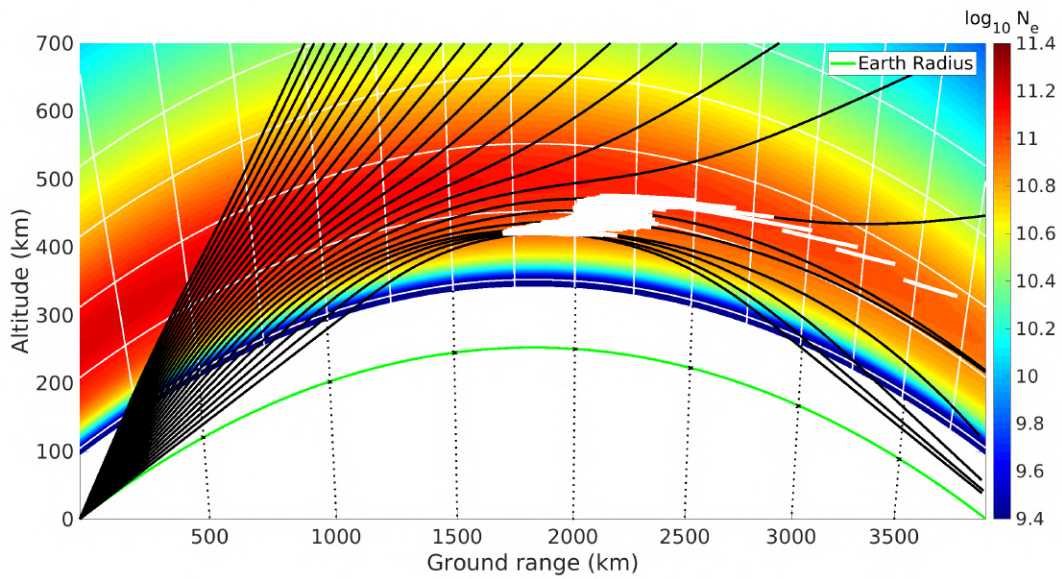
Pour cette simulation, l'introduction d'une densité électronique décroissante avec la distance au radar a permis d'éloigner la région d'échos possible. Elle se situe entre 1,750 km et 3,500 km du radar. On observe également qu'il n'y a pas de point de réflexion au sol dans le champ de vue simulé. Pour cette simulation, l'élévation limite décroît et vaut 3.5° : l'ionosphère n'est pas suffisamment dense.

La Figure 5.6b présente le résultat de la simulation du profil P2. Pour cette simulation, on observe que l'on forme deux régions d'échos comme dans les simulations S2 et S4.

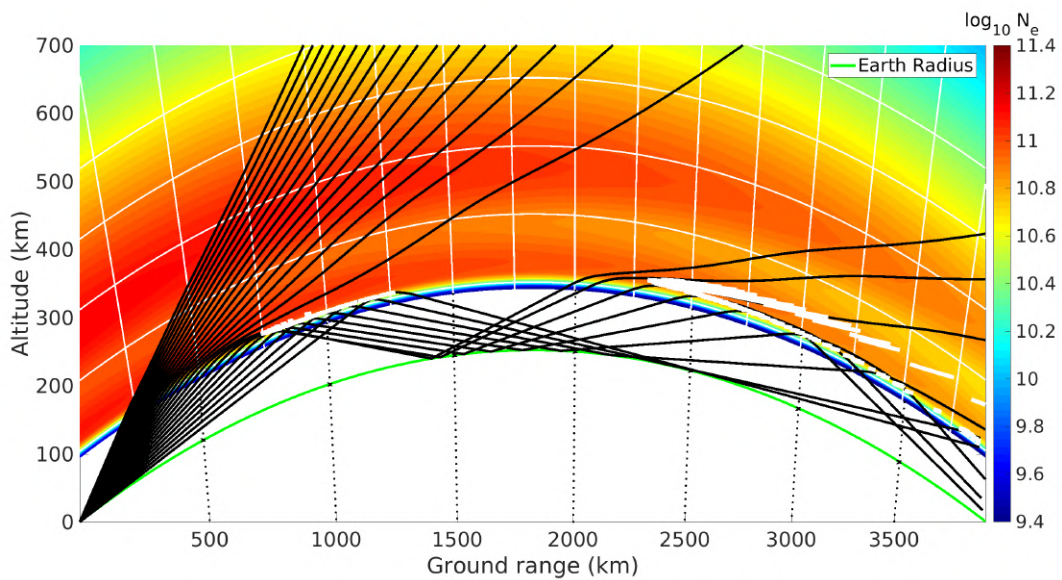
On remarque que la zone aveugle du radar augmente. Elle se situe entre 1,500 km et 2,250 km. Ceci est corrélé avec la diminution de l'élévation limite qui vaut 7.5° , qui éloigne la seconde région d'échos possible. Celle-ci se situe entre 2,250 km et 3,500 km. Enfin, la présence de gradient verticaux plus faibles dans le dernier tiers du champ de vue du radar permet aux ondes de traverser la région E vers des altitudes supérieures, ce qui permet la formation d'échos en basse région F.

L'introduction de gradients de densité électronique décroissants avec la distance au radar éloigne les régions d'échos possibles et permet un sondage de la région F dans le dernier tiers du champ de vue.

Les simulations montrent clairement que la structure verticale de l'ionosphère proche



(a)



(b)

FIGURE 5.6 – Représentation des trajectoires obtenues dans l’ionosphère analytique construite à partir du profil P1 et P2. Les élévations représentées s’échelonnent de 0° à 25° . Les régions d’échos possibles sont tracées en blancs.

du radar est l’élément dominant pour la localisation en altitude des échos. La présence de gradient horizontal permet un déplacement de ces régions en distances mais ne change pas fondamentalement les altitudes des échos. Néanmoins, si la densité électronique devient faible loin du radar, on constate un étalement en altitude des échos.

5.5 Étude des trajectoires dans un profil d'ionosphère réaliste

Les simulations précédentes ont été réalisées pour donner un cadre d'interprétation à la simulation faite avec l'ionosphère modélisée par IPIM, qui est présentée sur la Figure 5.7.

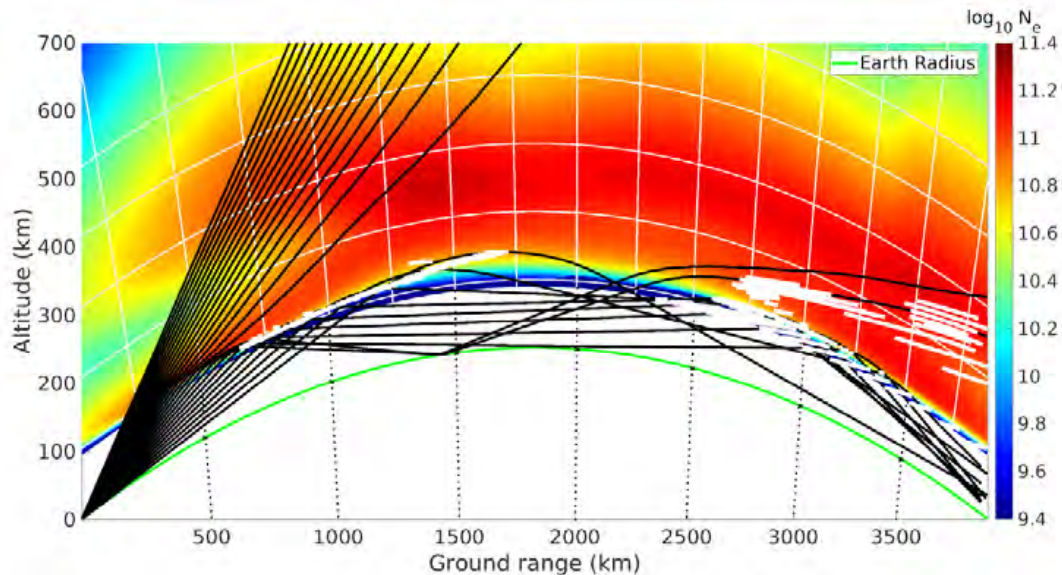


FIGURE 5.7 – Trajectoires obtenues dans l'ionosphère modélisée par IPIM. Les élévations représentées s'échelonnent de 0° à 25° . Les régions d'échos possibles sont tracées en blanc.

Deux régions d'échos sont créées dans cette simulation. La première région d'échos se situe entre 600 km et 1,750 km du radar. Elle se situe à basse altitude, en région E. La seconde région d'échos est formée entre 2,750 et 3,500 km du radar. Elle se compose de deux branches. Une branche inférieure qui est située en région E et une branche supérieure qui couvre les altitudes de la région F.

À proximité du radar, l'ionosphère est dominée par une région E développée, comme lors des simulations S2, S4 et S6. L'élévation limite pour cette simulation vaut 9.5° .

Au second point de pénétration dans l'ionosphère (vers 2,250 km), la région E n'est pas développée (entre 1,500 et 2,750 km). Les ondes peuvent alors pénétrer vers la région F. Ces ondes forment la branche supérieure d'échos. Les ondes qui pénètrent dans l'ionosphère au-delà de 2,750 km sont réfractées vers le sol en région E, par la présence d'une région E développée entre 2,750 km et 3,500 km, et forment la branche inférieure. Les régions d'échos formées sur la branche supérieure sont très allongées en distance, car elles correspondent à de larges portions de même trajectoire vérifiant la condition d'orthogonalité. Ce résultat est possible car le faisceau 8 du radar de Stokkseyri est quasiment suivant une iso-latitude géomagnétique.

À partir des modélisations de trajectoires dans des profils d'ionosphère simples, nous avons pu analyser la propagation des ondes dans un milieu réaliste. En décomposant le profil d'ionosphère par région, en distance et en altitude, nous avons montré que les zones de sondage de l'ionosphère sont fortement corrélées avec la région dominante de l'ionosphère au point de pénétration.

Dans le cas étudié ici, deux régions de sondage sont possibles. La première proche du radar permet de sonder la région E sur une large distance. La seconde région se situe dans

le dernier tiers du champ de vue et permet de sonder les régions E et F. Une zone d'ombre persiste entre 1, 750 km et 2, 250 km du radar.

Le Tableau 5.1 récapitule les valeurs des élévations limites obtenues pour chacune des simulations présentées :

TABLE 5.1 – Valeurs des élévations limites

Type de Gradient	vertical	Depuis le radar	Vers le radar	Réaliste
Profil P1	8.5°	11.5°	3.5°	
Profil P2	10°	10.7°	7.5°	
Profil IPIM				9.5°

5.6 Évolution des paramètres associés aux milieu et ondes

Dans cette partie, nous étudions l'effet de la structure ionosphérique sur l'absorption et le TEC, en reprenant les simulations précédentes.

5.6.1 Absorption

L'absorption de l'onde est progressive et fortement dépendante du milieu traversé : forte en région E et faible en région F. La trajectoire est donc primordiale puisque l'absorption peut atténuer le signal au-delà du seuil de sensibilité du radar avec comme conséquence la perte de signal. Les valeurs d'absorption présentées dans cette section correspondent à l'absorption par l'ionosphère pour un trajet direct. Elles doivent être doublées lorsque l'on considère le trajet aller-retour dans le cas d'un écho.

Profil P1

Dans un premier temps, nous étudions l'absorption calculée pour les trajectoires modélisées dans les profils d'ionosphère formée à partir du profil P1.

La Figure 5.8 présente l'absorption totale calculée en fonction de l'élévation initiale pour les simulations S1, S3 et S5.

L'absorption calculée pour les profils d'ionosphère dominée par une région F, présente une évolution avec différents seuils en fonction de l'élévation. À partir de l'étude des trajectoires effectuées dans la partie précédente, on constate que ces seuils sont reliés au nombre de hops effectués par chacune des trajectoires.

Pour des élévations initiales supérieures à 15°, l'absorption calculée pour les trois simulations tend vers une même valeur seuil. Cette valeur correspond à l'absorption par le profil de densité électronique vertical au radar, qui est constant pour chaque simulation.

La Figure 5.9 présente l'absorption calculée pour les échos formés dans la simulation S3, dont l'absorption est la plus élevée par rapport aux simulations S1 et S5.

On retrouve les deux régions d'échos discutées en section 5.4.2.

La première région d'échos formée proche du radar présente une absorption uniforme de l'ordre de 2.5 dB. Ce seuil d'absorption est bas et permet l'observation de l'ensemble des échos possibles.

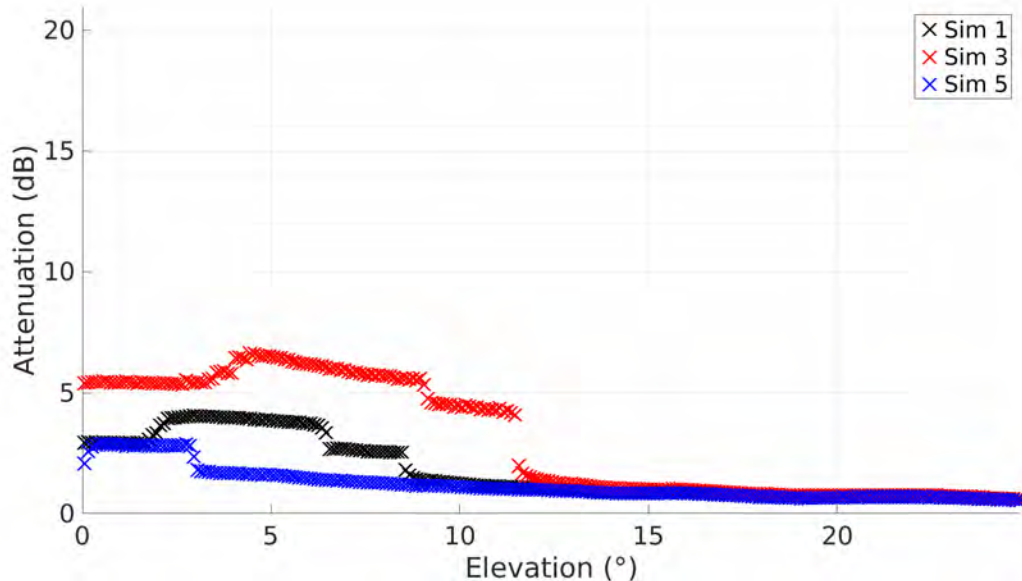


FIGURE 5.8 – Absorption totale calculée pour les profils d’ionosphère issus du profil P1. Les absorptions calculées pour l’ionosphère uniforme, présentant un gradient depuis et vers le radar, sont respectivement tracées en noir, rouge et bleu.

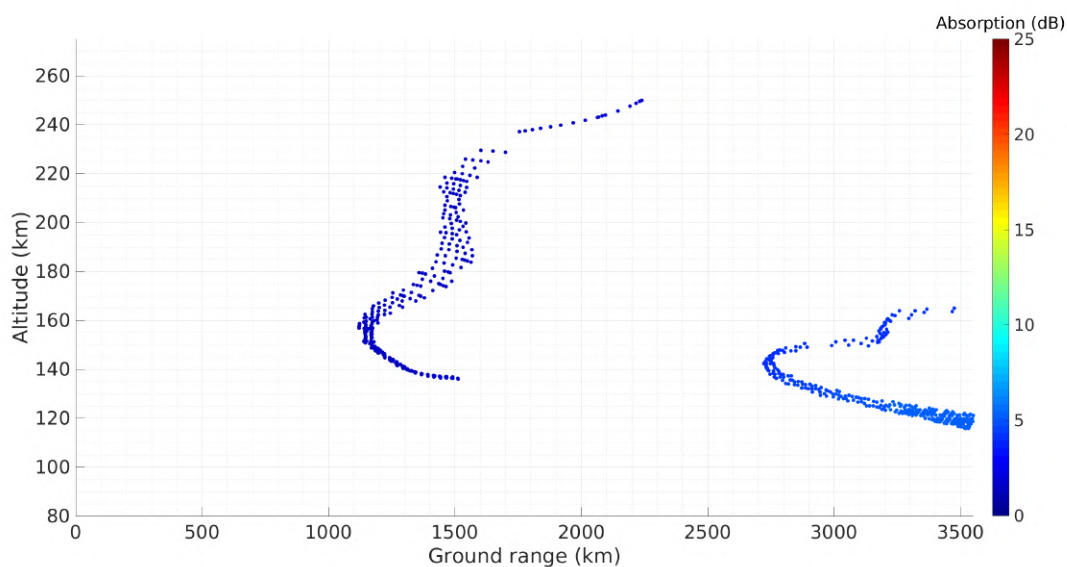


FIGURE 5.9 – Absorption calculée des échos possibles formés en simulation S5 en fonction de leurs positions dans le champ de vue du radar.

La seconde région d’échos qui est formée entre 2, 250 km et 3, 500 km du radar présente des niveaux d’absorption différents entre les échos formés à basse altitude (entre 125 et 175 km) et à haute altitude (entre 175 et 300 km). La branche inférieure présente des niveaux d’absorption de l’ordre de 7 dB, tandis que la branche supérieure présente des niveaux d’absorption de l’ordre de 4.5 dB.

En l’absence d’une région E développée, l’absorption des ondes par l’ionosphère est faible (entre 3 et 8 dB). L’observabilité des échos est donc possible pour les deux régions.

Profil P2

La Figure 5.10 présente les absorptions calculées pour les ionosphères issues du profil P2, en fonction de l'élévation initiale. Les absorptions calculées pour les simulations S2, S4 et S6 sont respectivement tracées en noire, rouge et bleu.

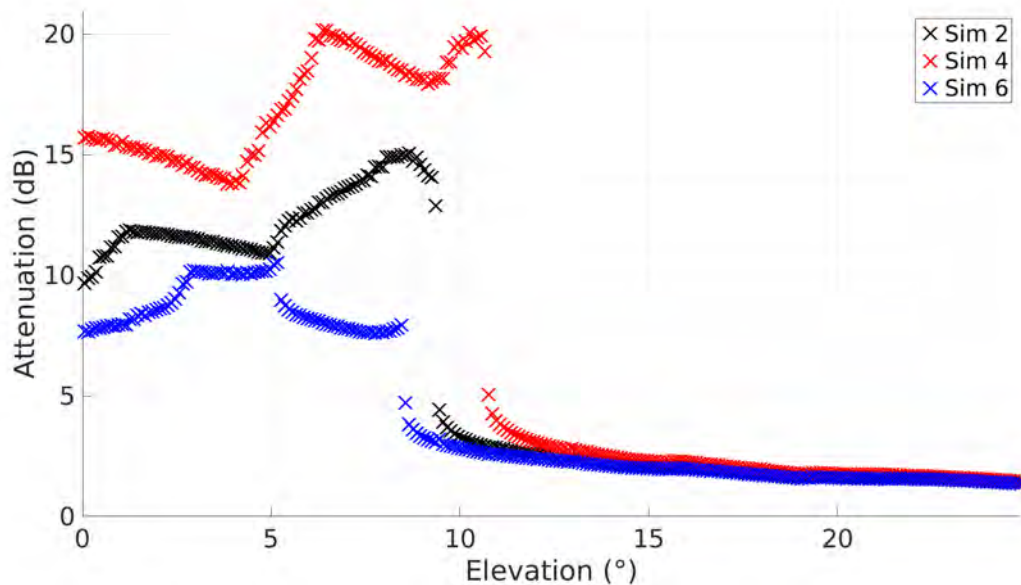


FIGURE 5.10 – Absorption calculée pour les profils d'ionosphère formés à partir du profil P2. Voir 5.8

L'absorption calculée présente des seuils en fonction de l'élévation, pour les mêmes raisons que précédemment.

On constate que la présence d'une région E développée augmente fortement l'absorption des ondes par l'ionosphère. Les ondes réfractées par l'ionosphère sont absorbées entre 10 et 25 dB en fonction du nombre de hops parcourus.

La Figure 5.11 présente l'absorption calculée pour les échos formés pour la simulation S4, dont l'absorption est la plus élevée par rapport aux simulations S2 et S6.

Trois régions d'échos distinctes sont présentes dans le champ de vue du radar, respectivement localisées entre 600 et 1,200 km, 1,600 et 3,200 km et 2,700 et 3,500 km. Ces régions sont formées par des ondes dont les trajectoires parcourent respectivement 1, 2 et 3 hops.

Chacune des régions d'échos présente un seuil d'absorption qui vaut respectivement 4, 9 et 15 dB en fonction de leur distance au radar.

D'après cette simulation, on observe que les échos formés en région E sont observés plus probablement proche du radar, car l'absorption des ondes en région E est importante.

Ce résultat est cohérent avec les mesures de SuperDARN et les hypothèses posées par les modèles de hauteur virtuelle présentés en section 3.2.4.

Ionosphère modélisée par IPIM

La Figure 5.12 présente le taux d'absorption calculé pour les ondes émises dans l'ionosphère modélisée par IPIM en fonction des élévations initiales.

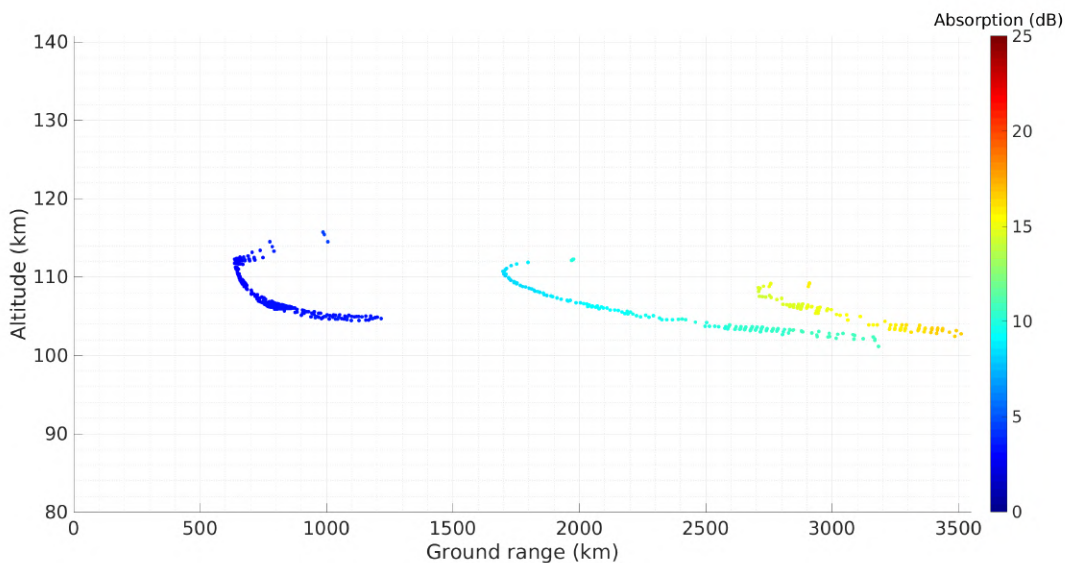


FIGURE 5.11 – Absorption calculée en fonction de la position des échos pour la simulation S6 dans le champ de vue du radar.

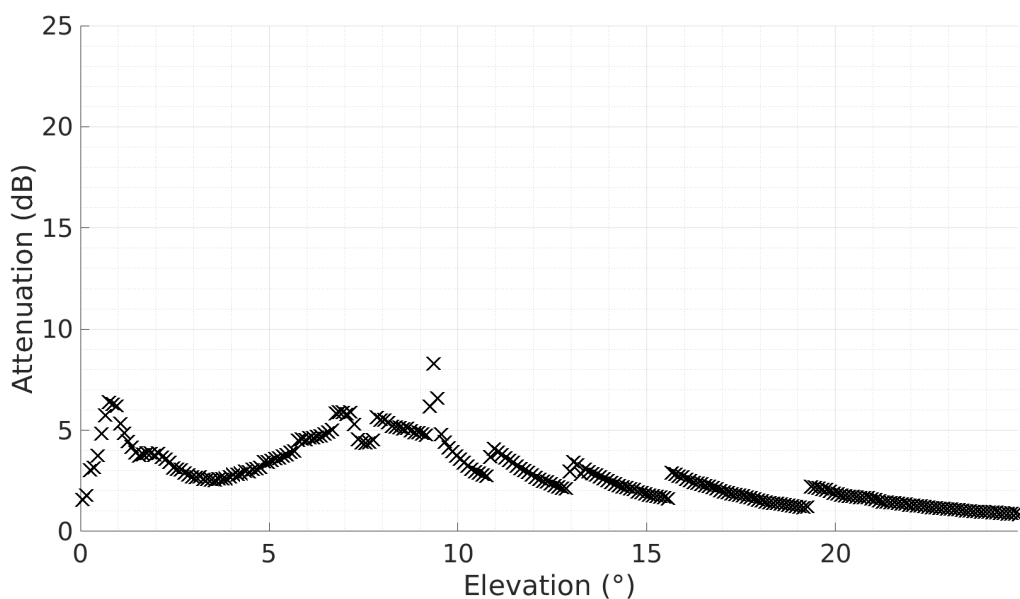


FIGURE 5.12 – Absorption calculée pour les ondes émises dans l'ionosphère modélisée par IPIM en fonction de l'élévation initiale.

L'absorption croît rapidement pour les ondes émises avec des élévations inférieures à 1° . Ces ondes sont très absorbées car elles se propagent dans la région E de l'ionosphère entre 1,000 et 2,500 km du radar, après le premier point d'entrée dans l'ionosphère.

Pour les ondes émises avec des élévations comprises entre 1° et 4° , l'absorption décroît de 6 dB vers 2 dB. Ces ondes sont réfractées une seule fois à proximité du radar, puis se propagent dans l'atmosphère neutre suivant des trajectoires sub-ionosphériques.

Les ondes émises avec des élévations comprises entre 4° et 9.5° présentent une absorption croissante, car elles forment deux hops le long de leurs trajectoires.

Les ondes dont l'élévation initiale est supérieure à 9.5° ne sont pas réfractées vers le sol

et se propagent vers des altitudes supérieures. Pour cette simulation, l'absorption décroît par segments d'élévation comprise entre 9.5° et 11° , 11° et 13° , 13° et 19.5° et au-delà de 19.5° . Ces différentes valeurs d'absorption correspondent à la traversée de sous régions présentant des gradients importants de densité électronique en région E au premier point d'entrée dans l'ionosphère.

La Figure 5.13 présente l'absorption des échos formés pour cette simulation, en fonction de leurs positions dans le champ de vue du radar.

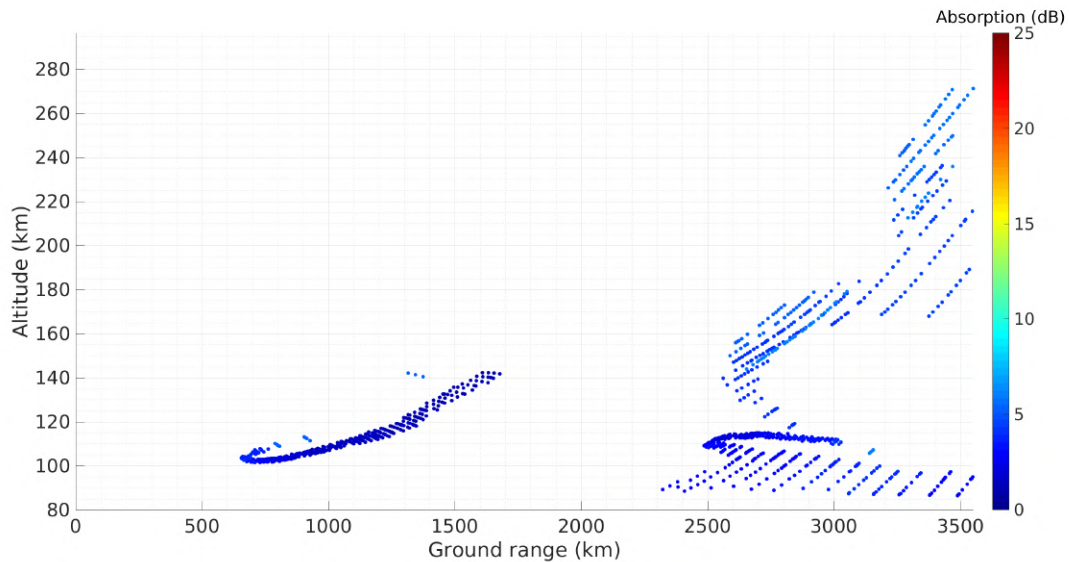


FIGURE 5.13 – Absorption calculée en fonction de la position des échos pour la simulation S7 dans le champ de vue du radar.

On retrouve les deux régions d'échos, la première située entre 500 et 1,500 km du radar, et la seconde située entre 2,500 et 3,500 km du radar.

La première région d'échos est localisée en région E. Elle présente un seuil d'absorption de l'ordre de 2 dB.

La seconde région d'échos possible couvre les altitudes de 90 à 275 km et présente un seuil d'absorption de l'ordre de 5 dB. La branche supérieure, située entre 120 et 275 km d'altitude, est formée des sections de trajectoires vérifiant la condition d'orthogonalité sur de longues distances. On peut supposer que la probabilité de rencontrer une irrégularité sur ces distances est importante. Ces régions seraient alors propices à la formation d'échos.

5.6.2 TEC

Le TEC défini en 3.3.3 n'est pas mesuré par SuperDARN. Toutefois il contribue au ralentissement de l'onde (via la vitesse de groupe qui dépend de la densité électronique) et sa valeur peut permettre de caractériser une erreur de positionnement de l'écho en supposant un trajet à la vitesse de la lumière. Il est donc intéressant d'étudier ce paramètre qui est un proxy de l'ionosphère.

La Figure 5.14 présente les valeurs de TEC calculées en fonction de l'élévation initiale pour les simulations S1 (en noir), S3 (en rouge), S5 (en bleu) et S7 (en vert).

Le TEC calculé dans l'ionosphère uniforme est tracé en noir. Il présente une variation croissante pour les ondes d'élévation inférieure à 8.5° , puis décroît asymptotiquement pour les ondes d'élévation supérieures. Le TEC présente un maximum pour les ondes qui

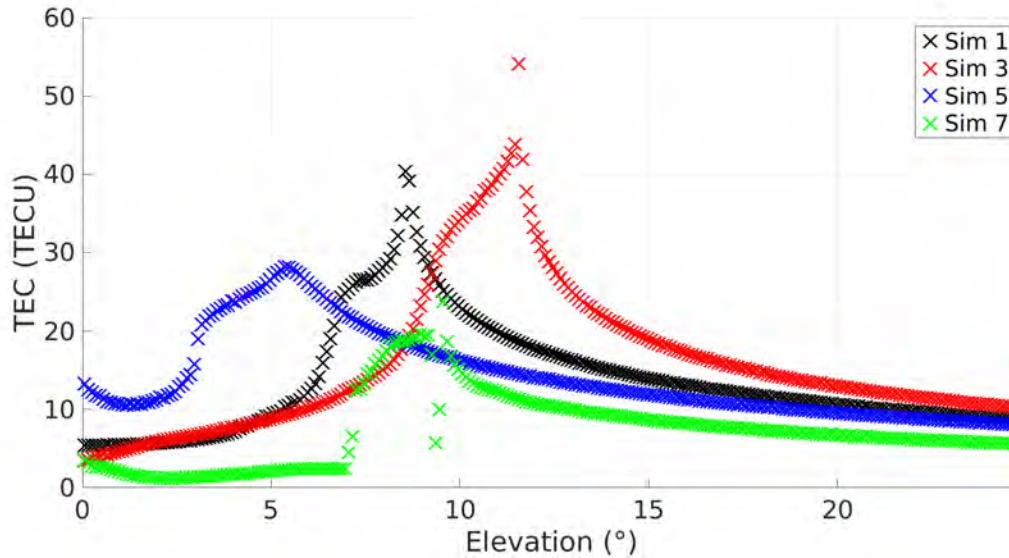


FIGURE 5.14 – TEC calculé en fonction de l’élévation initiale des ondes émises. Les résultats associés aux simulations S1, S3 et S5 sont respectivement tracés en noir, rouge et bleu. Les résultats calculés pour la simulation S7 sont tracés en vert.

se propagent parallèlement au pic de région F. Elles correspondent respectivement aux dernières ondes à être réfractées vers le sol et aux premières ondes à se propager vers des altitudes supérieures. Finalement, le TEC décroît vers une valeur seuil correspondant à l’intégration de la densité électronique pour le profil à la verticale du radar. On voit ici la différence entre le STEC (valeur de TEC intégré le long d’une trajectoire oblique) et le VTEC (intégrale du profil vertical de densité électronique au radar).

Les mesures de TEC pour les simulations S3 et S5 présentent les mêmes variations. Le maximum de TEC est atteint autour de la valeur de l’angle limite. Les valeurs seuils de TEC tendent vers la valeur de la simulation S1, car le profil de densité électronique à la verticale du radar reste constant entre les trois simulations.

Le TEC calculé pour la simulation dans l’ionosphère modélisée par IPIM est tracé en vert.

Le TEC présente une valeur faible, entre 6 et 3 TECU pour les ondes d’élévation inférieure à 7° . Ces ondes sont réfractées par l’ionosphère entre 700 et 1,500 km du radar, et suivent ensuite des trajectoires sub-ionosphériques jusqu’aux limites de la simulation. Le TEC intégré est alors faible puisque ces ondes se sont propagées dans une région E peu développée sur une distance d’environ 500 km. Le TEC présente ensuite une augmentation croissante pour les ondes d’élévation comprise entre 7° et 9.5° . Ces ondes forment la seconde région d’échos à 2,500 km du radar, principalement formée en région F.

Une rupture du TEC mesuré apparaît pour les ondes d’élévation entre 9.2° et 9.8° . Elle est due à la transition entre les ondes se propageant sur 3,500 km depuis le radar et les ondes se propageant vers les hautes altitudes. Entre ces deux régimes, à la valeur de l’angle limite qui vaut environ 9.6° , deux ondes suivent des trajectoires sub-ionosphériques après la première réfraction par l’ionosphère.

Finalement, le TEC décroît asymptotiquement comme précédemment pour les ondes d’élévation supérieure à 9.8° .

Ces simulations montrent que les trajectoires obliques qui se propagent dans des ionosphères sans région E, présentent une forte valeur de STEC. Ce résultat découle de la

propriété de l'ionosphère à courber les ondes HF, ce qui permet dans le cas d'une région F développée, la propagation des ondes dans la région proche du maximum de densité électronique.

Dans le cas d'une émission de type GNSS, la trajectoire de l'onde est peu affectée par l'ionosphère. Cependant, les mesures de TEC calculées pour ces ondes vont tendre vers la mesure de VTEC locale. Pour les profils d'ionosphère que nous avons étudiés, la valeur seuil de VTEC est plus importante lorsqu'une région E et une région F sont développées.

La mesure du TEC n'est pas possible avec les radars SuperDARN, mais clairement une mesure complémentaire du STEC réalisée par un satellite GNSS permettrait de contraindre l'ionosphère sondée par les radars SuperDARN et donc d'améliorer le positionnement des échos.

5.7 Analyse des échos

Lors du sondage de l'ionosphère par un radar de type SuperDARN, les résultats obtenus sont les temps de propagation T_i associés aux échos formés dans le champ de vue du radar. Si le réseau d'interférométrie du radar est correctement calibré, il est également possible d'estimer l'élévation β_i . Pour cette étude, nous supposons que nous n'avons pas accès à l'élévation β_i .

Afin d'étudier les échos ainsi obtenus, il est nécessairement d'estimer la position relative des échos dans le champ de vue selon leur distance au radar (distance au sol, que l'on notera L_g) et leur altitude (ou hauteur, que l'on notera h). La seule connaissance du temps de propagation T_i pour estimer les paramètres des échos, a conduit la communauté SuperDARN à développer des modèles empiriques. Les principaux modèles empiriques utilisés dans cette étude sont présentés dans le Chapitre 3.

Dans cette section, nous débuterons par l'étude de l'erreur d'estimation du trajet parcouru par les ondes calculées pour les simulations précédentes, en supposant que la vitesse de propagation est constante et égale à la vitesse de la lumière.

Puis, nous étudierons les erreurs de positionnement dans le champ de vue du radar en comparant les positions des échos calculées par le tracé de rayons et par les modèles de hauteur virtuelle.

5.7.1 Localisation des échos dans le champ de vue

Dans cette première partie, pour chacune des simulations présentées, on estime l'erreur commise en négligeant l'impact de l'indice de réfraction sur la vitesse des ondes dans l'ionosphère. Afin d'estimer cette erreur, nous avons calculé le coefficient a tel que $L = aL^*$, avec L^* la pseudo distance parcourue par l'onde.

TABLE 5.2 – Différence obtenue en approximant l'indice de réfraction à 1 afin d'estimer la longueur d'arc parcourue par une onde.

Sim	Profil P1			Profil P2			Profil IPIM
	S1	S3	S5	S2	S4	S6	S7
$(a - 1)10^4$	126	102	153	29	30	26	46
1, 500 km, in km	18.9	15.4	22.9	4.3	4.5	3.9	6.8
3, 000 km, in km	37.8	30.7	45.8	8.6	9.0	7.8	13.7

La Table 5.2 présente l'ensemble des coefficients $(a - 1) \cdot 10^4$ obtenus par interpolation entre les trajets optiques L et L^* .

Les trajectoires modélisées dans les profils d'ionosphère créés à partir du Profil P1 présentent les coefficients a les plus élevés. Ces profils d'ionosphère sont composés uniquement d'une région F, et permettent la formation d'échos à haute altitude. La résolution radiale de SuperDARN est d'environ 45 km, dans le cas des simulations S1 et S5, la différence entre L et L^* atteint respectivement 37.8 et 45.88 km pour une distance parcourue de 3,000 km. Dans ce cas, l'hypothèse de propagation dans le vide entraînerait des erreurs de positionnement de l'ordre d'une porte (45 km) dans la localisation des échos formés dans le dernier tiers du champ de vue du radar.

Dans le cas des simulations issues du Profil P2 et formée par IPIM, la différence entre L et L^* est inférieure à 20 km et donc inférieure à la résolution radiale de SuperDARN. Dans le cas de profil d'ionosphère avec une région E développée, les ondes sont réfractées à basses altitudes et peu ralenties par l'ionosphère.

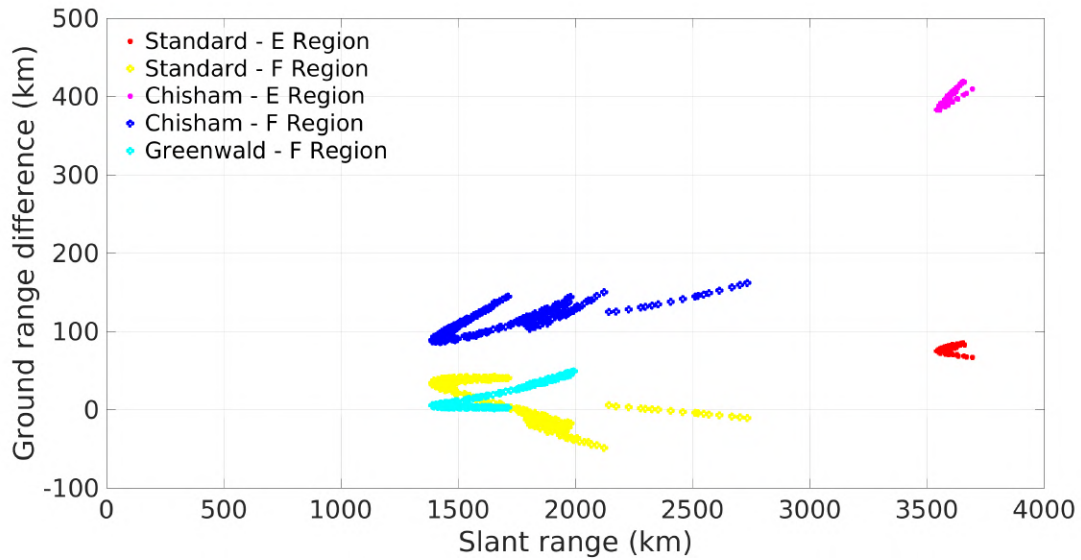
En moyenne la différence entre L et L^* est inférieure à 45 km. Par conséquent l'approximation de propagation dans le vide afin d'estimer la distance L effectivement parcourue dans l'ionosphère est une approximation raisonnable. Par la suite, nous considérerons $L \approx L^* \approx \int_T c dt$.

5.7.2 Comparaison par rapport aux modèles virtuels

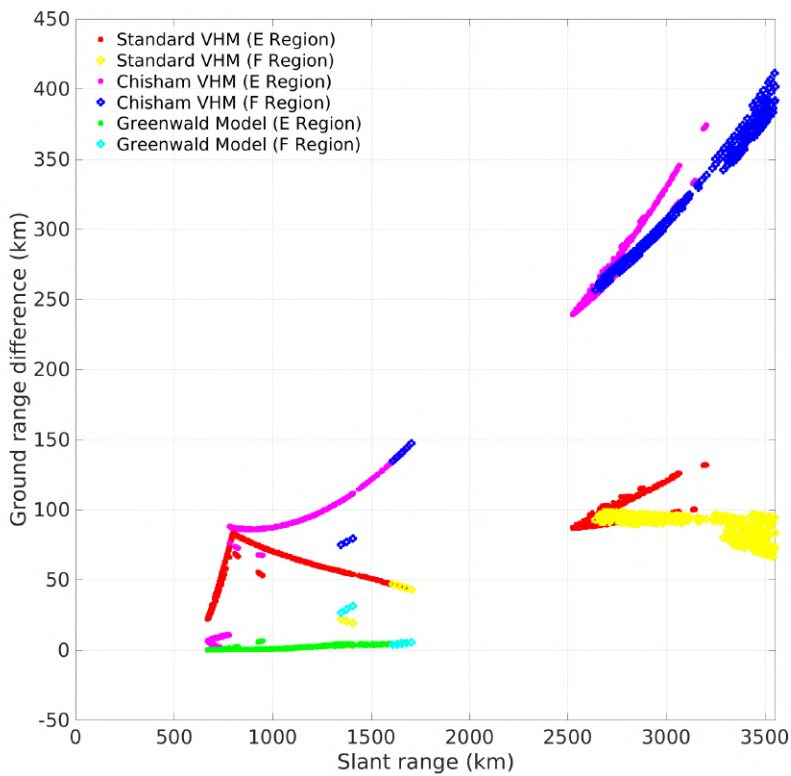
Dans cette partie, nous comparons les distances au sol et les indices de réfraction mesurés pour les échos obtenus par le tracé de rayons, avec les paramètres estimés par les modèles présentés en section 3.2.4. Nous ne considérerons ici que les régions d'échos possibles formés en simulation S1 et S7.

Estimation de la trace au sol

La Figure 5.15 présente la différence de distance au sol estimée par le tracé de rayons L_g et les valeurs virtuelles L_g^* , telle que $\Delta L_g = L_g - L_g^*$. J'ai distingué les échos formés en région E et en région F traités par les différents modèles de hauteur virtuelle; telles que les échos de région E et F traités par le modèle standard sont tracés en rouge et en jaune, par le modèle de Chisham en magenta et en bleu, par le modèle de Greenwald en cian et en vert.



(a)



(b)

FIGURE 5.15 – Comparaison des distances au sol obtenues par les modèles virtuels avec la distance au sol obtenue pour les échos formés en simulation S1 (a) et S7 (b). Les échos possibles localisés en région E (entre 90 et 140 km d'altitude) et en région F (entre 150 et 350 km d'altitude) sont traités séparément pour chacun des modèles. Pour le modèle standard les échos formés en région E et F sont respectivement tracés en rouge et en jaune. Pour le modèle de Chisham les échos formés en région E et F sont respectivement tracés en magenta et bleu. Finalement, pour le modèle de Greenwald les échos formés en région E et F sont respectivement tracés en cian et en vert.

Le panneau 5.15a se rapporte à la simulation S1. Les modèles standard et de Greenwald permettent une estimation de la distance au sol pour des échos formés avec une portée de 1,400 km à 2,500 km à ± 45 km, soit avec une précision de l'ordre d'une porte d'un radar SuperDARN. Pour ces mêmes régions d'échos possibles, le modèle de Chisham estime une trace au sol plus courte d'environ 100 km, soit environ 3 portes plus proches du radar.

Le panneau 5.15b se rapporte à la simulation S7. Le modèle de Greenwald permet d'estimer une distance au sol à ± 10 km pour des échos formés entre 600 et 1,600 km. Les modèles standard et de Chisham sous-estiment la distance au sol de 50 km pour les échos les plus proches du radar (formés pour une distance parcourue inférieure à 1,500 km) à plus de 200 km pour les échos les plus éloignés (formés avec une distance parcourue supérieure à 2,500 km).

Pour le jeu de simulations choisi dans cette étude, le modèle de Greenwald semble être le modèle le plus adapté pour estimer la position des échos formés lors du premier hop.

Le modèle de Chisham présente des erreurs de positionnement de trace au sol de l'ordre de plusieurs portes pour les deux simulations présentées. [Yeoman et al., 2008] ont mesuré des erreurs de positionnements de l'ordre de 15 km pour des échos formés lors du premier hop et de l'ordre d'une porte pour des échos formés au-delà avec le modèle de Chisham.

Afin d'apporter une correction au modèle de Chisham, on propose de considérer un modèle simple de dioptré placé à une altitude h_1 , simulant la réfraction de l'ionosphère, en Terre plate. La Figure 5.16 présente un schéma de cette approche pour un seul dioptré placé à l'altitude h_1 .

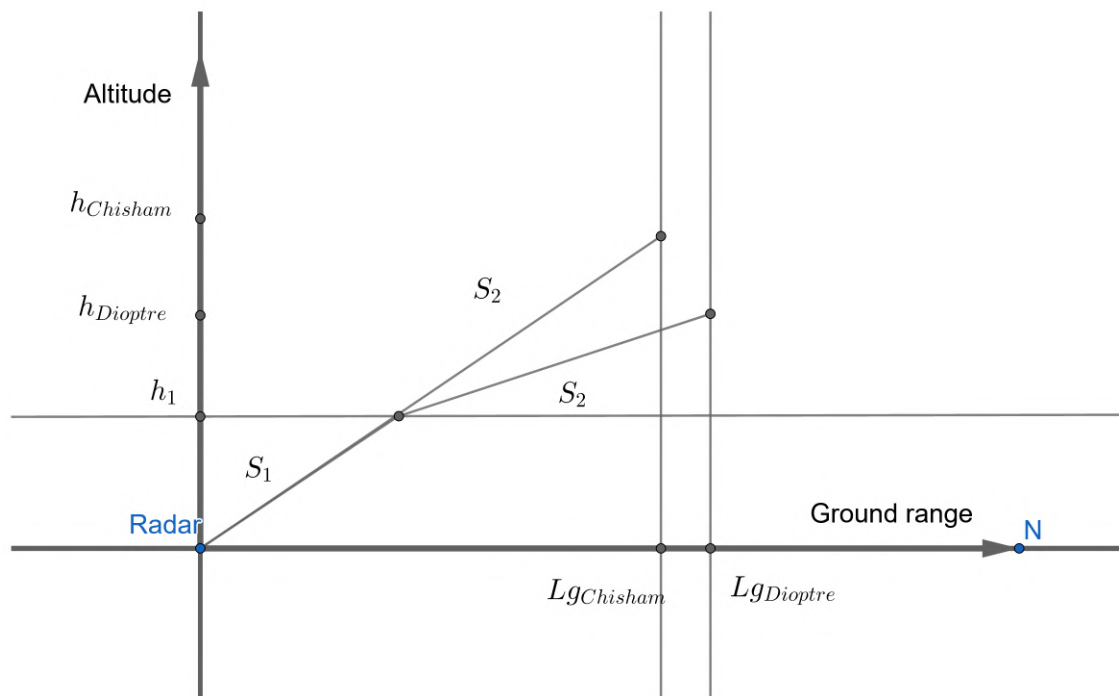


FIGURE 5.16 – Schéma présentant l'estimation de la trace au sol entre le modèle de Chisham et un modèle de dioptré simple placé à 100 km d'altitude. La trajectoire S de l'onde est divisée en deux parties S_1 et S_2 . S_1 représente la propagation sub-ionosphérique, S_2 la propagation ionosphérique.

Nous avons divisé la distance parcourue S par une onde en deux parties S_1 et S_2 , tel que S_1 est la propagation sub-ionosphérique et S_2 la propagation ionosphérique. Notre

modèle de dioptré simple fait l'hypothèse d'une couche infiniment mince d'ionosphère placée à une altitude h_1 , tel que l'on peut utiliser la loi de Snell-Descartes au point d'intersection (Lg_1, h_1) . On peut alors en déduire le couple de point $(Lg_{Dioptré}, h_{Dioptré})$ après avoir parcouru une distance S_2 . Pour le modèle de Chisham, les vecteurs S_1 et S_2 sont colinéaires et permettent de déduire directement le couple $(Lg_{Chisham}, h_{Chisham})$.

Dans le cas d'une Terre plate, nous avons calculé la différence de trace au sol estimée par le modèle de Chisham et un modèle de trois dioptrés situés à 100, 200 et 300 km d'altitude, simulant chacun une variation d'indice de réfraction de 1% (en noir), 2% (en rouge) et 5% (en bleu). La Figure 5.17 présente cette différence en fonction de la distance parcourue par les échos.

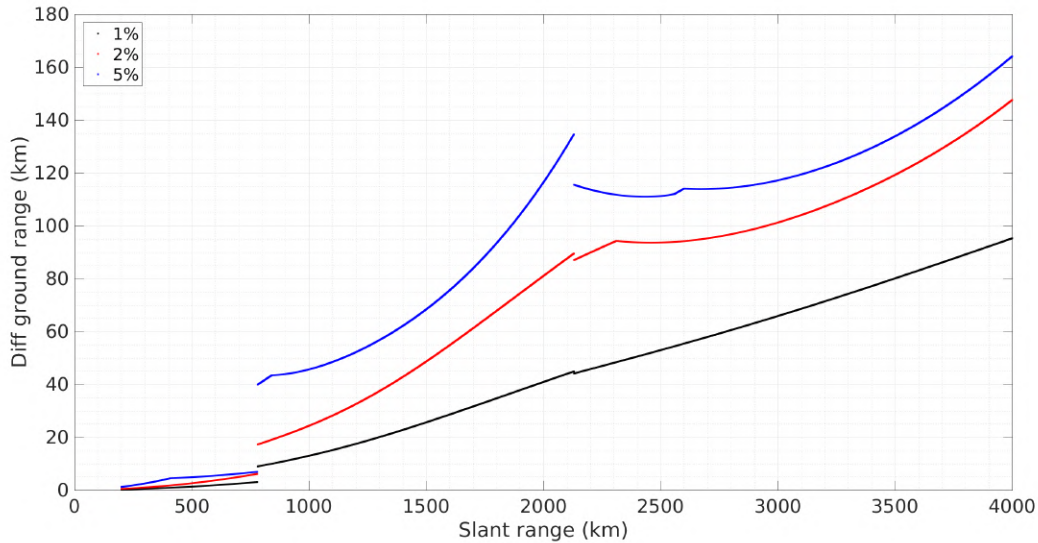


FIGURE 5.17 – Différence de trace au sol en fonction de la portée entre le modèle de dioptré et le modèle de Chisham.

Pour des échos formés proches du radar ($L < 780$ km), les deux modèles estiment des traces au sol similaires dont la différence est inférieure à 10 km. Cependant, pour des échos plus lointains ($L > 780$ km) le modèle de dioptré estime une trace au sol plus grande que celle du modèle de Chisham. On constate également que la trace au sol estimée par le modèle de dioptré est plus importante lorsque l'on considère un dioptré plus réfringent. Dans le cas des dioptrés à 2% et 5%, une réflexion des signaux est estimée pour des échos se propageant respectivement au-delà de 2,200 km et 900 km. Afin de garder des hauteurs d'échos réalistes, on considère alors l'altitude du dioptré correspondant (on suppose que l'écho se forme à l'apex de la trajectoire).

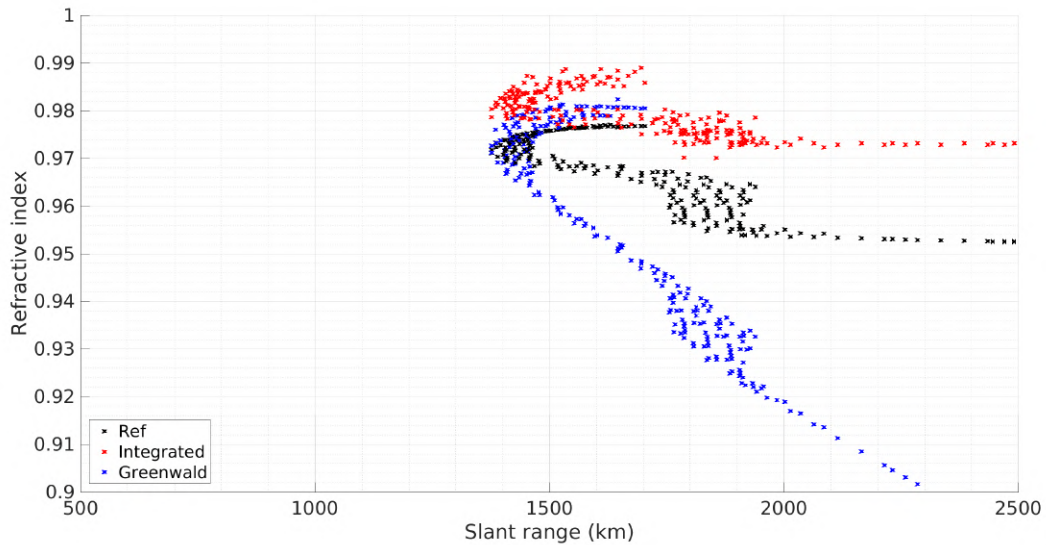
On constate qu'en négligeant la réfraction par l'ionosphère, le modèle de Chisham sous-estime la trace au sol, pour des échos formés à plus de 780 km. Un modèle simple de dioptré permettrait de corriger une partie de l'erreur sur l'estimation de la trace au sol par le modèle de Chisham.

Des études supplémentaires sur différents profils d'ionosphère sont nécessaires pour valider ce résultat. Ce travail pourrait être proposé dans le futur comme une application conjointe du code IPIM et du code de tracé de rayon.

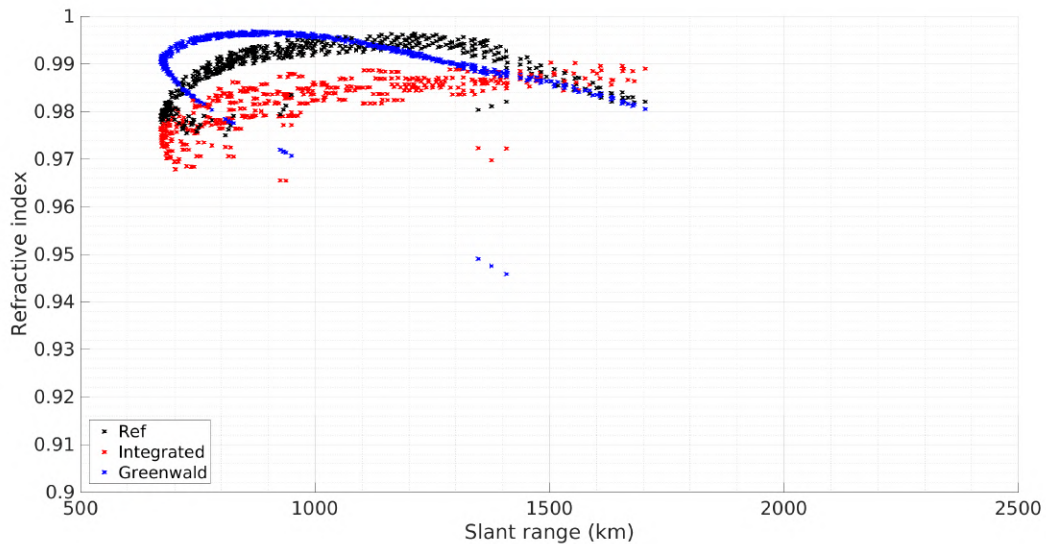
Estimation de l'indice de réfraction

La Figure 5.18 présente les valeurs de l'indice de réfraction calculées par le tracé de rayons (en noir) et le modèle de Greenwald (en bleu), pour les échos formés en simulation S1 et S7.

Le modèle de Greenwald fait l'hypothèse que l'ensemble de la réfraction s'effectue au point d'écho. Afin de comparer une valeur équivalente avec ce modèle, j'ai intégré l'indice de réfraction calculé par le tracé de rayons, entre le point d'entrée dans l'ionosphère et le point d'écho, selon la loi de Snell-Descartes. Cet indice est tracé en rouge sur les figures.



(a)



(b)

FIGURE 5.18 – Valeurs des indices de réfraction aux points d'échos possibles, en fonction de la distance parcourue par les ondes. La valeur calculée par le tracé de rayons est tracée en noir, la valeur calculée par le modèle de Greenwald est tracée en bleu et la valeur intégrée par la loi de Snell-Descartes est tracée en rouge. Les points étudiés correspondent aux échos obtenus pour les simulations S1 (a) et S7 (b).

Le panneau 5.18a se rapporte aux échos formés en simulation S1. Le modèle de Greenwald propose une estimation correcte de l'indice de réfraction pour les échos formés sur la branche inférieure de la première région d'échos possible. L'indice intégré estime une valeur plus élevée de l'indice. On en déduit pour ces échos que la réfraction locale est importante. Pour les échos formés sur la branche supérieure, la valeur de l'indice de réfraction estimée par le modèle de Greenwald dévie rapidement avec la distance parcourue par les ondes. Or, [Greenwald et al., 2017] prévoit des erreurs possibles pour des échos qui sont formés entre 200 et 400 km, soit typiquement des échos de région F, qui correspondent ici aux échos formés sur la branche supérieure. L'indice intégré pour ces échos estime une valeur plus faible. Par conséquent, la réfraction globale des trajectoires associées, entre le point d'entrée et le point d'écho est importante. Afin de reproduire cette réfraction globale, le modèle de Greenwald estime une réfraction locale trop importante.

Le panneau 5.18b se rapporte aux échos formés en simulation S7. Pour cette simulation, les valeurs de l'indice de réfraction estimées par le modèle de Greenwald sont proches (± 0.01) des mesures calculées par le tracé de rayons.

Ces résultats montrent que le modèle de Greenwald permet une estimation correcte de l'indice de réfraction et donc de l'impact du milieu sur la vitesse de l'onde, pour les échos formés lors du premier hop et à basse altitude.

5.8 Conclusion

Nous avons montré dans ce chapitre l'impact des différentes régions de l'ionosphère et de leurs structures sur la propagation des ondes.

Le tracé de rayons permet d'estimer l'absorption par l'ionosphère, mais ne permet pas d'estimer l'absorption due au fait de l'évasement du cône d'émission au cours de la propagation (affaiblissement en espace libre), ni lors des réflexions au sol et lors de la réflexion sur les irrégularités de densité électronique. Cependant, l'absorption ionosphérique intervenant deux fois pour un écho (propagation radar-écho et écho-radar), un taux relativement élevé d'absorption influencera l'observabilité des échos formés à partir d'une certaine distance.

Enfin, nous avons fait l'hypothèse d'une propagation dans un milieu non magnétisé. Or, le champ magnétique terrestre existe et impacte la propagation des ondes, puisqu'il permet la formation des échos.

Dans le chapitre suivant, nous étudierons la propagation des ondes HF dans une ionosphère plongée dans le champ magnétique terrestre.

Chapitre 6

Propagation HF avec champ magnétique : étude des modes de propagation O et X

6.1 Introduction

Dans le chapitre précédent, nous avons étudié la propagation des ondes dans une ionosphère non magnétisée. Cette hypothèse nous a permis d'évaluer l'effet des différentes régions de l'ionosphère sur la propagation des ondes. Cependant, la présence d'un champ magnétique est susceptible de modifier ces effets et il est donc intéressant d'étudier son impact sur la propagation des ondes.

Dans ce chapitre, nous nous intéresserons donc à la modélisation de la propagation des ondes dans un milieu réfractant possédant un champ magnétique statique \vec{B}_0 . Dans le Chapitre 3, nous avons introduit les indices de réfraction ordinaire (noté O) et extraordinaire (noté X) associés.

Le but de ce chapitre est de quantifier l'erreur commise entre les modes de propagation O, X et le mode de propagation sans champ magnétique, étudié en Chapitre 5 que l'on notera mode normal.

6.2 Application à l'ionosonde

Dans une première application, afin de valider l'implémentation des indices de réfraction ordinaire et extraordinaire, nous avons simulé le fonctionnement d'une ionosonde. Le principe de fonctionnement d'une ionosonde est présenté dans le Chapitre 3.1. L'objectif de cette étude est de retrouver les différences de propagation induites par les indices de réfraction ordinaire et extraordinaire, dans le cadre d'une propagation verticale à haute latitude, dans une ionosphère simple. Dans cette partie, j'ai simulé le fonctionnement d'une ionosonde qui serait située au centre du champ de vue du radar de Stokkseyri. Dans cette configuration, la direction verticale est quasiment alignée au champ magnétique (qui présente un angle de 82° avec l'horizontale locale).

6.2.1 Présentation de la simulation

Pour cette simulation, nous avons considéré le profil de densité électronique P3 correspondant à l'ionosphère au-dessus de Stokkseyri, présenté en Figure 6.1 :

Le profil P3 est un profil intermédiaire entre P1 et P2, il possède un maximum local en région E de l'ordre de $1.7 \cdot 10^{11} \text{ e}^-/\text{m}^{-3}$ à 140 km et un second en région F₂ de l'ordre de $3.1 \cdot 10^{11} \text{ e}^-/\text{m}^{-3}$ à 260 km.

Nous avons simulé des ondes se propageant verticalement, avec des fréquences d'émissions variant entre 2 et 8 MHz, par pas de 100 kHz. Afin de comparer les différences de comportement entre les indices sans champ magnétique (noté normal par la suite), ordinaire et extraordinaire, nous avons modélisé les trois modes de propagation associés.

6.2.2 Altitude de réflexion

La Figure 6.2 présente les altitudes de réflexion en fonction de la fréquence d'émission.

Les ondes se propageant selon les modes de propagation ordinaire et normal se réfléchissent aux altitudes où la fréquence plasma ω_p est égale à la fréquence d'émission.

Les ondes se propageant avec le mode extraordinaire sont réfléchies à une altitude inférieure. Dans ce cas, la condition de réflexion est que la fréquence de coupure locale ω_D définie par l'équation 2.17 est égale à la fréquence d'émission car elle est plus grande que ω_p . Elle est donc atteinte en première lorsque la densité augmente.

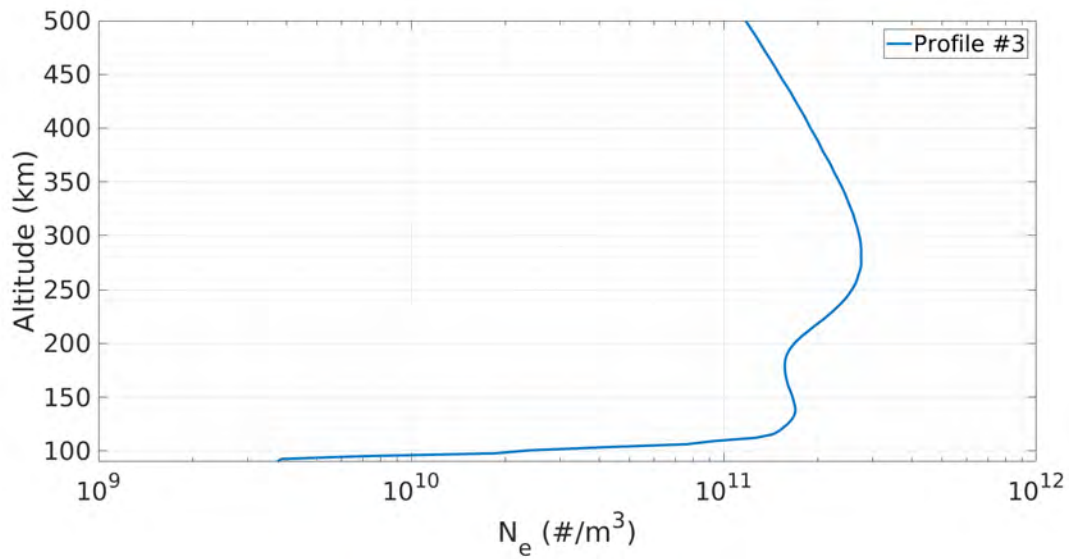


FIGURE 6.1 – Profil de densité électronique P3 en fonction de l'altitude.

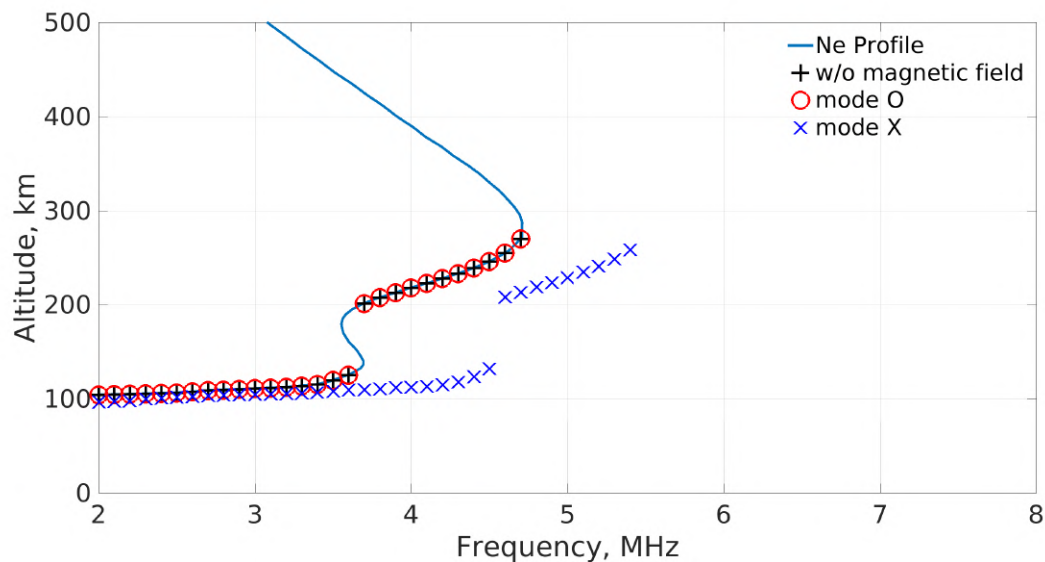


FIGURE 6.2 – Altitudes des échos calculées en fonction de la fréquence d'émission. Les échos calculés pour les ondes se propageant avec les modes de propagation normal, ordinaire et extraordinaire sont tracés respectivement en noir, rouge et bleu. Le profil de densité électronique P3 est tracé en trait plein bleu

Les altitudes de réflexion calculées par le tracé de rayons correspondent aux propriétés de réflexion des modes O et X décrites en Chapitre 2.

Dans les parties suivantes, on s'intéresse à la vitesse de propagation propre à chacun des modes de propagation.

6.2.3 Vitesse de propagation

La Figure 6.3 présente les temps de propagation calculés pour chacun des échos, en fonction de la fréquence d'émission.

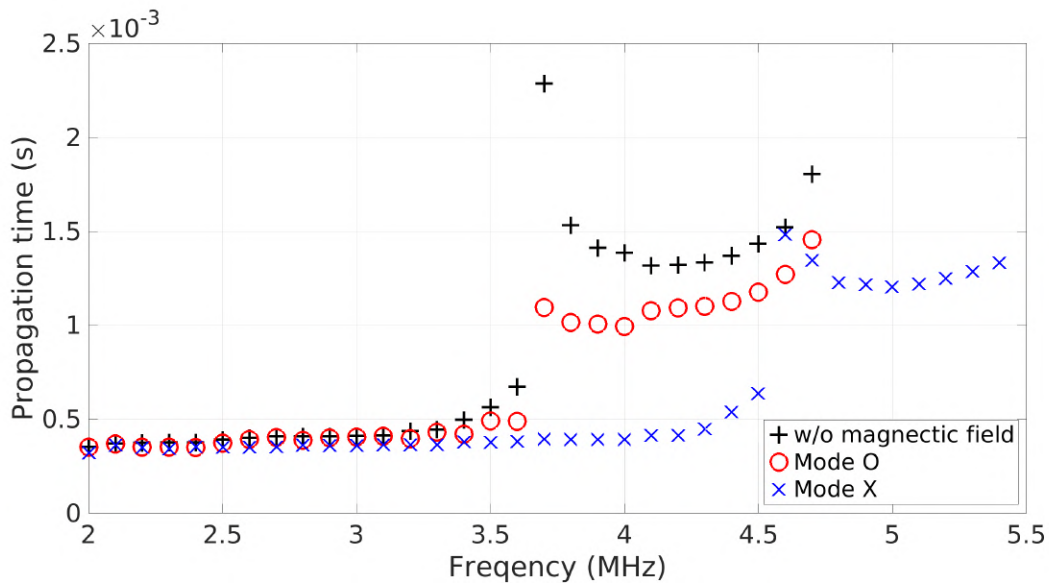


FIGURE 6.3 – Temps de propagation calculés en fonction de la fréquence d'émission.

On observe que les temps de propagation calculés pour le mode de propagation normal sont plus élevés que ceux calculés pour le mode ordinaire. Ce résultat est dû à la différence de vitesse de propagation entre les ondes qui se propagent avec le mode normal et le mode ordinaire. L'effet du champ magnétique est donc clair : dans le cas d'une propagation alignée au champ magnétique, la hauteur virtuelle du pic de région F sera beaucoup plus basse qu'en l'absence de champ magnétique. On peut donc estimer cet écart à environ 40 km, au minimum.

La Figure 6.4 présente les vitesses de propagation calculées pour les différents modes de propagation à la fréquence d'émission de 3.7 MHz.

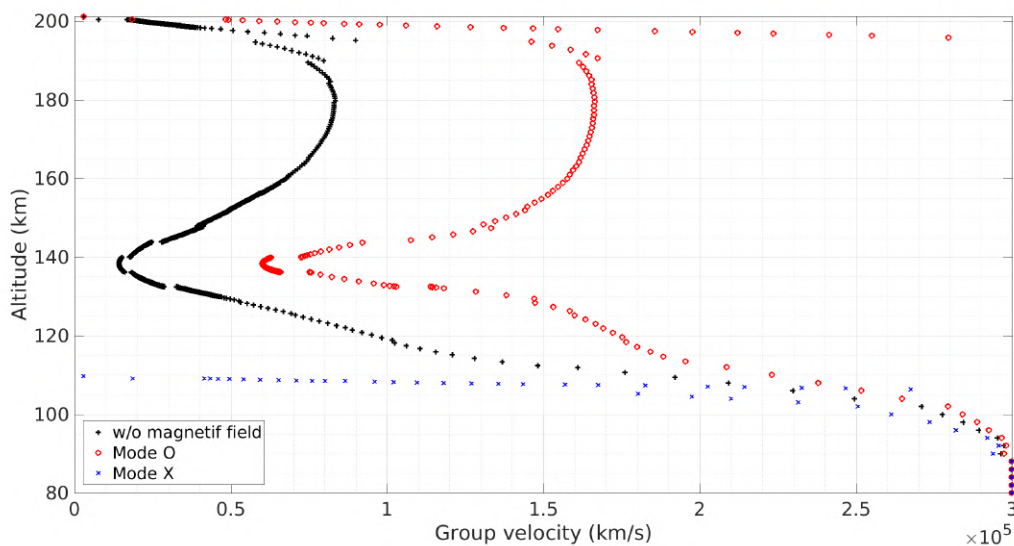


FIGURE 6.4 – Évolution de la vitesse de groupe en fonction de l'altitude. Les valeurs correspondant aux modes de propagation normal, O et X sont respectivement tracées en noir, rouge et bleu.

Au point de pénétration dans l'ionosphère, l'onde incidente se propage à la vitesse de la lumière $v_g = c$.

L'onde se propageant avec le mode de propagation extraordinaire présente une vitesse de propagation décroissante entre 80 et 110 km, où elle devient nulle. L'onde est alors réfléchi.

Par la suite, je me concentre sur les ondes se propageant avec les modes de propagation normal et O.

Entre 80 et 140 km d'altitude, la vitesse de groupe décroît avec l'indice de réfraction, tel que $v_g = nc$. Cette variation correspond à la traversée de la région E de l'ionosphère par l'onde.

Le pic de densité de région E à 140 km d'altitude possède une fréquence plasma de l'ordre de 3.6 MHz. Les ondes étudiées ici, se propagent avec une fréquence légèrement supérieure et sont fortement ralenties à proximité du pic mais ne vérifient pas la condition de réflexion. On remarque que dans le cas d'un champ magnétique, l'onde est moins ralentie.

Entre 140 et 170 km, les ondes traversent la région de transition entre la région E et la région F. La vitesse de propagation des ondes augmente car la densité électronique décroît.

Entre 170 et 200 km, les ondes se propagent en région F, où elles sont à nouveau ralenties, puis rencontrent la condition de réflexion.

On remarque que le fort ralentissement en région E de l'onde émise avec une fréquence de 3.7 MHz, se traduit par un saut du temps de propagation associé. Cet écho permet d'estimer la hauteur à laquelle la région F débute.

6.2.4 Estimation de l'altitude de réflexion

Lors d'un sondage avec une ionosonde, seul le temps de propagation t est mesuré. En l'absence d'information sur la vitesse de propagation v_g , l'altitude à laquelle se forme l'écho est estimée par $h' = ct$.

La Figure 6.5 présente les altitudes h' en fonction de la fréquence d'émission.

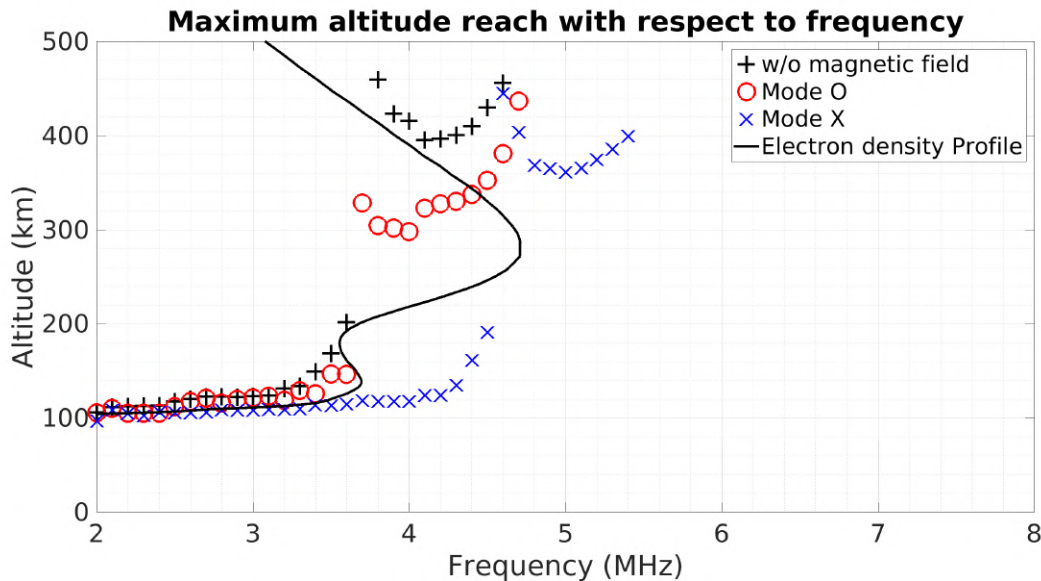


FIGURE 6.5 – Altitudes virtuelles des échos.

Pour le profil d'ionosphère étudié ici, les altitudes virtuelles h' des échos formés en

région F sont situées environ 100 km au-dessus des altitudes réelles. Ce décalage est réduit à quelques kilomètres pour les échos formés en région E.

Les hauteurs virtuelles calculées pour les échos de région F pour les modes de propagation normal et O sont en forme de U. Cette forme particulière est contrainte par le gradient de densité électronique. Celui-ci est très important proche des pics de densité locaux de région E et F (respectivement aux fréquences 3.6 MHz et 4.8 MHz), et il est plus faible entre ces deux pics (pour les fréquences entre 3.6 MHz et 4.8 MHz). Un gradient de densité fort va entraîner un ralentissement important des ondes, ce qui va augmenter le temps de propagation pour atteindre l'altitude de la fréquence de coupure. Par conséquent, les ondes qui se propagent avec des fréquences proches des pics de densité électronique, sont fortement ralenties avant de rencontrer la condition de réflexion ; ce qui conduit à une surestimation de la hauteur virtuelle.

6.2.5 Discussion

À partir de cette étude, nous avons montré que le champ magnétique avait un effet potentiellement important sur la propagation des ondes dans l'ionosphère. En effet, deux modes de propagation co-existent, définis par les modes de polarisation O et X. Nous avons montré que les ondes se propageant avec ces indices se réfléchissent à des altitudes différentes et se propagent avec des vitesses différentes. Les altitudes de réflexion trouvées correspondent aux fréquences de coupures calculées en Chapitre 2. Dans le cas d'une propagation quasi verticale, les ondes se propageant selon les modes de propagation normal et ordinaire se réfléchissent aux mêmes altitudes, mais se propagent avec des vitesses différentes. Les ondes qui se propagent selon le mode de propagation extraordinaire sont réfléchies à une fréquence supérieure, égale à la fréquence de coupure droite ω_D .

La réflexion d'une onde lorsqu'elle se propage dans un milieu dont la fréquence plasma tend vers sa fréquence de coupure, implique que l'indice de réfraction n tend vers 0. Or, le temps de propagation T varie en $\frac{1}{n}$ et diverge dans cette situation. Dans la réalité, l'onde est fortement ralentie puis réfléchi dans la direction opposée. Afin de produire numériquement un profil de temps non divergent lorsque $n \rightarrow 0$, j'ai utilisé un développement mathématique sous la forme d'une tangente hyperbolique. Ce modèle suppose que les indices de réfraction se comportent comme l'indice normal lorsque ceux-ci tendent vers 0.

Les temps de propagation et les indices de réfraction calculés montrent que l'estimation de l'altitude du pic de maximum de densité de région F est incertain. Ceci découle du fort ralentissement de l'onde à proximité de l'écho. Cependant, le profil de densité électronique peut être obtenu par inversion des couples (f_i, t_i) par transformation d'Abel, afin d'obtenir les couples (f_i, h_i) .

6.3 Application à SuperDARN

Dans un second temps, nous avons reproduit une partie des simulations présentées en Chapitre 5 en introduisant les modes de propagation O et X afin d'étudier leur influence sur la formation des possibles échos dans le champ de vue du radar.

6.3.1 Présentation de la simulation

Nous reprenons les conditions de simulation du Chapitre précédent et en particulier j'ai reproduit la simulation S7, afin de calculer respectivement les parcours des ondes se propageant suivant les mode ordinaire et extraordinaire.

6.3.2 Cartographie des échos dans le champ de vue de Super-DARN

La Figure 6.6 présente le résultat obtenu pour chacun des modes de propagation.

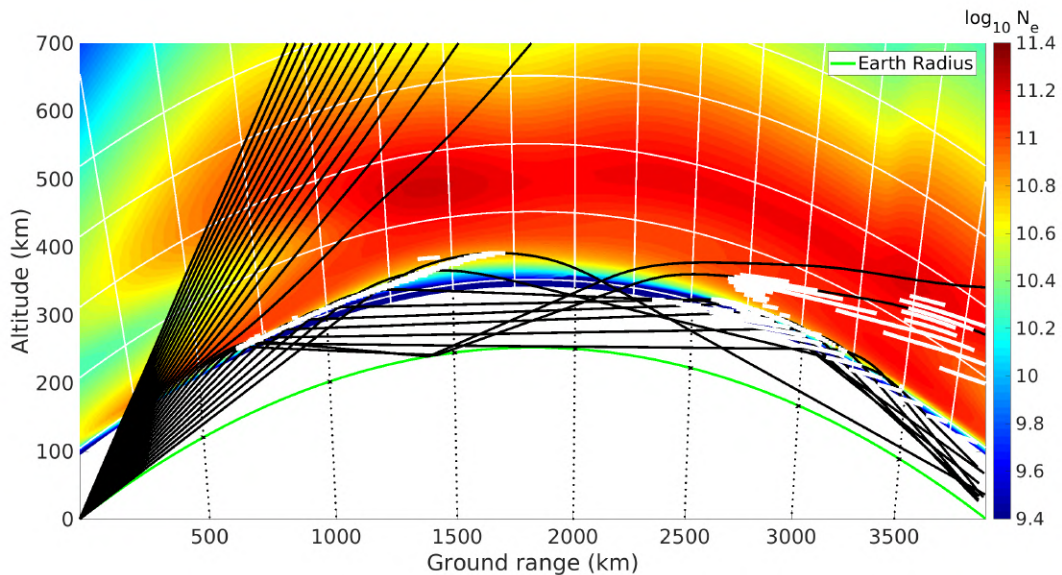
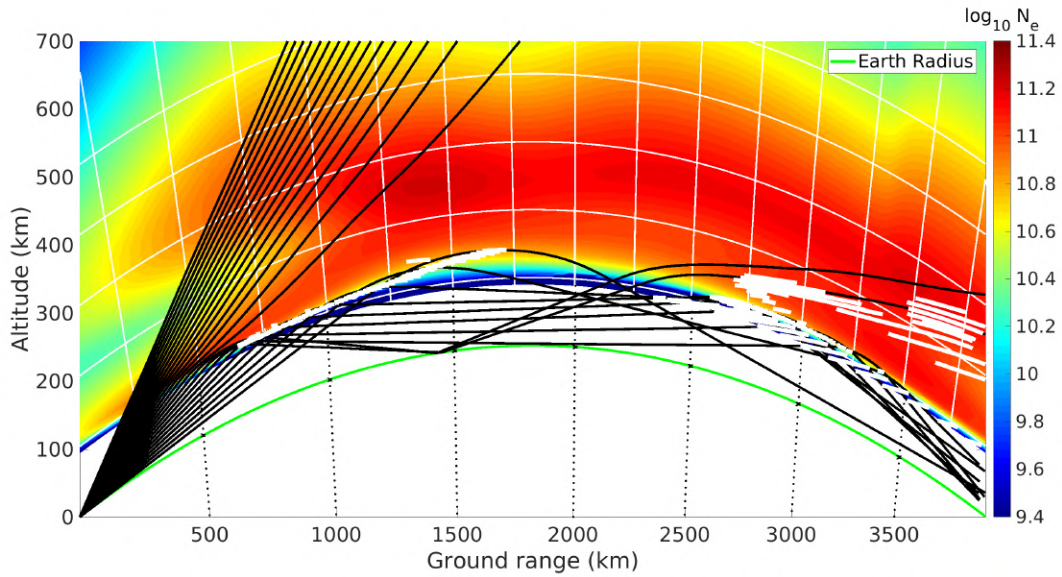


FIGURE 6.6 – Représentation des trajectoires obtenues dans l'ionosphère modélisée par IPIM. Les trajectoires sont tracées en noir. La densité électronique est représentée en couleur suivant une échelle log. Les régions d'échos possibles sont tracées en blanc.

Les panneaux 6.6a et 6.6b présentent respectivement les trajectoires obtenues en modélisant la propagation des modes O et X.

Les régions d'échos formées pour les deux modes de propagation correspondent aux régions d'échos obtenues dans le chapitre précédent, sans champ magnétique, en Figure 5.7.

Peu de différences sont observables entre les trajectoires calculées pour les deux modes de propagation. Les angles limites calculés pour le mode ordinaire et le mode extraordinaire valent respectivement 9.5° et 9.6° .

Ces simulations montrent que dans le cas d'une propagation oblique de type SuperDARN, les régions d'échos formées dans le champ de vue par les modes de propagation ordinaire et extraordinaire sont équivalentes aux régions formées par le mode de propagation négligeant le champ magnétique.

L'hypothèse de négliger l'effet du champ magnétique pour estimer le placement des échos dans le champ de vue semble justifiée. La raison est que la propagation de type SuperDARN (basse élévation et hautes latitudes) est quasiment perpendiculaire au champ magnétique, avec donc un effet peu important de celui-ci.

6.3.3 Étude des paramètres associés aux échos

Dans cette partie, j'étudie les différences de distance parcourue et d'absorption entre les modes de propagation normal, O et X pour les ondes modélisées en simulation S7.

Différence de distance virtuelle parcourue

J'ai montré que les régions d'échos possibles formés par les différents modes de propagation sont localisées aux mêmes coordonnées par rapport au radar.

Dans cette partie, je cherche à caractériser l'incertitude de localisation des régions possibles d'échos dans le champ de vue du radar, lorsque la vitesse de propagation des différents modes de propagation est supposée égale à la vitesse de la lumière c .

Dans un premier temps, je commence par étudier la distance parcourue jusqu'au premier point d'écho possible, pour chacune des ondes émises dont l'élévation initiale est inférieure à l'élévation limite.

La Figure 6.7 présente cette distance pour chacun des modes de propagation.

Les modes de propagation O et normal présente la même distance parcourue en fonction de l'élévation initiale.

Le mode X présente une distance parcourue plus faible, par rapport au mode O et au mode normal, pour les élévations initiales inférieures à 3° et pour les élévations supérieures à 8° . Pour les élévations 9.5° et 9.6° les modes de propagation O et X suivent deux asymptotes, qui sont reliées à la différence d'élévations limites.

Afin de quantifier cette différence de parcours, j'étudie la différence de pseudo distance parcourue entre les modes normal et O, et entre les modes normal et X, en supposant que les ondes se propagent à la vitesse de la lumière.

La Figure 6.8 présente ces différences de pseudo distance.

On retrouve ici que la différence de pseudo distance parcourue par les modes normal et O est négligeable. Le pic à 9.4° correspond à une différence de trajectoire entre les modes normal et O, à proximité de l'élévation limite.

Le mode X présente des différences de pseudo distance parcourue de 25 km à quelques km pour les ondes dont l'élévation initiale est inférieure à 3° . Pour les ondes dont l'élévation est supérieure à 8° , cette différence vaut entre 5 km et 100 km.

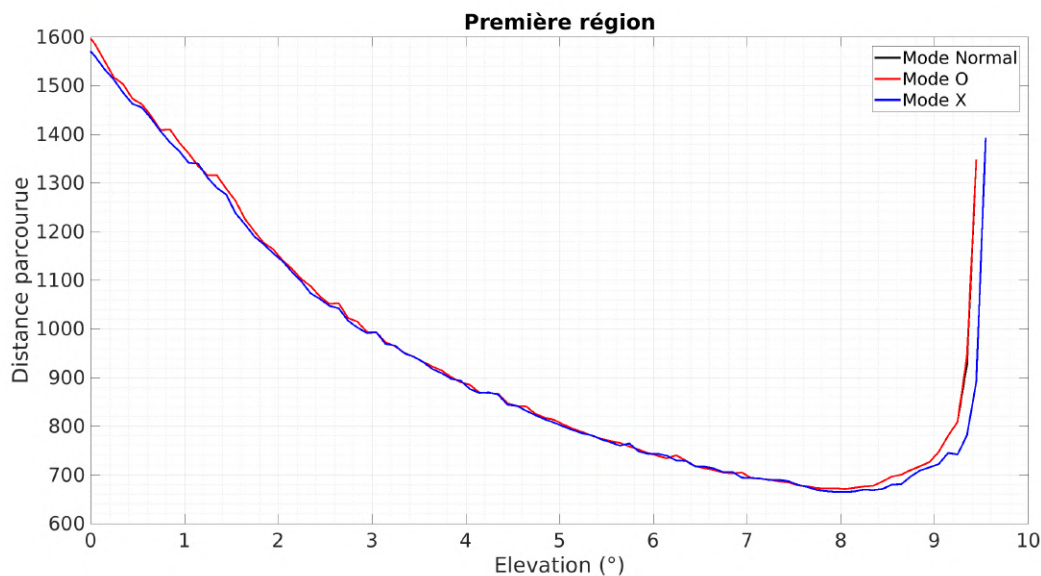


FIGURE 6.7 – Distance parcourue entre le point d’émission (radar) et le premier écho possible, en fonction de l’élévation initiale. Le mode de propagation normal est tracé en noir, le mode O en rouge et le mode X en bleu. Les courbes correspondantes aux modes de propagation normal et O sont superposées.

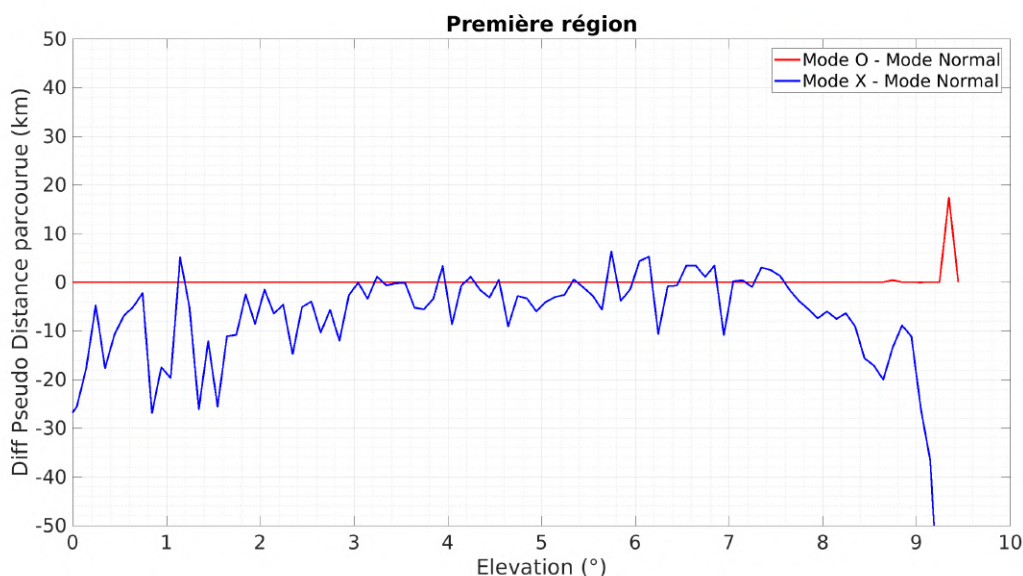


FIGURE 6.8 – Différence de pseudo distance parcourue entre point d’émission (radar) et le premier écho possible par rapport au mode de propagation normal, en fonction de l’élévation initiale. Le mode O est tracé en rouge et le mode X en bleu.

Cet écart entre les premiers échos formés par le mode X et les modes O et normal est d’environ une porte en distance au radar, pour des élévations inférieures à 1° ou proche de l’élévation limite. Par conséquent, les régions possibles d’échos sondées par ces élévations sont distinctes en distance par rapport au radar : la région d’écho sondée par le mode X sera vue une porte plus proche que celle formée par le mode O.

La différence de distance parcourue calculée pour les autres élévations initiales est inférieure à 15 km. Cette valeur est inférieure à la résolution radiale de SuperDARN, pour

le profil d'ionosphère étudié. Pour ces élévations, les échos formés par les modes O et X dans un même volume sondé, seront localisés dans des portes identiques.

Absorption

La Figure 6.9 présente la différence d'absorption calculée pour les modes de propagation O et X par rapport au mode normal, en fonction de la distance parcourue.

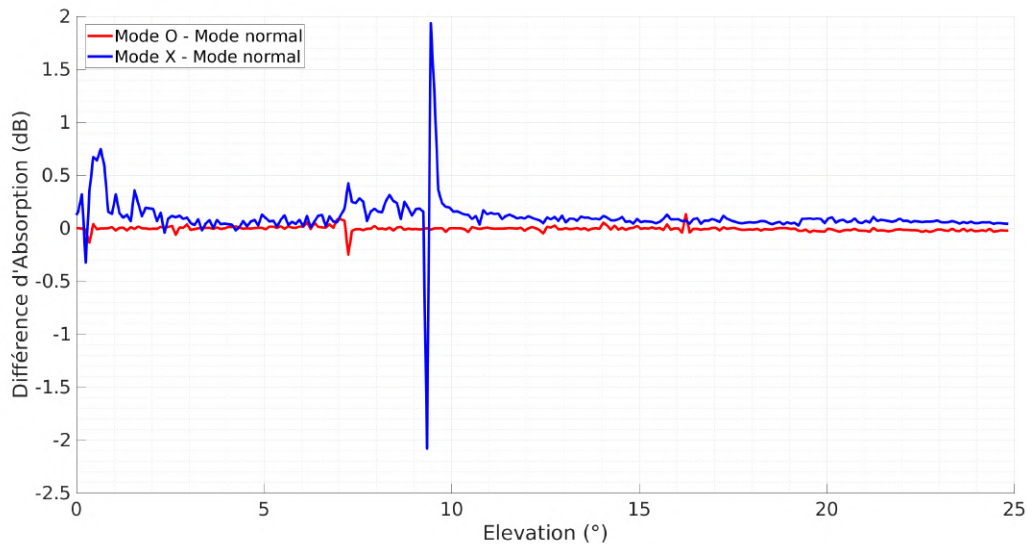


FIGURE 6.9 – Différence d'absorption calculée en fonction de la distance parcourue. $Abs_O - Abs_{normal}$ est tracé en rouge et $Abs_X - Abs_{normal}$ est tracé en bleu.

L'absorption calculée entre le mode O et le mode normal, tracée en rouge, est quasiment égale et présente une différence inférieure à 0.03 dB pour l'ensemble des ondes modélisés.

L'absorption calculée pour le mode X est supérieure à celle calculée pour le mode normal d'environ 0.25 dB. Une différence d'absorption de l'ordre de ± 2 dB est calculée pour les élévations limites des modes O et X.

Le mode X est alors un peu plus absorbé que le mode O. Dans le profil d'ionosphère choisi, cette différence est négligeable.

6.4 Conclusion

La prise en compte du champ magnétique terrestre permet d'observer des différences de comportement entre les modes de propagation O et X. Cependant, ces différences de comportement dépendent de la fréquence d'émission et de l'angle de propagation par rapport au champ magnétique terrestre.

Dans le cas d'une ionosonde à haute latitude, dont la propagation est quasiment parallèle au champ magnétique, les effets des modes de propagation O et X sont importants. Ils se traduisent par une différence dans la vitesse de propagation et de condition de fréquence de coupure.

Dans le cadre de SuperDARN, dont les radars sont situés à moyenne et haute latitude, les effets des modes O et X sont négligeables du fait que la propagation des ondes se fait quasiment perpendiculaire au champ magnétique.

Afin de vérifier ce résultat pour l'ensemble des radars de SuperDARN, une étude paramétrique pourrait être menée afin de déterminer l'influence de la position en latitude du radar, de la direction de propagation par rapport au champ magnétique, de la fréquence d'émission et également du profil d'ionosphère.

Des expériences visant à étudier ces modes de propagation, dans le cadre de transmission sol-espace entre les radars SuperDARN et le satellite CASSIOPE sont actuellement menés [Perry et al., 2017]. Les premiers résultats montrent que ces modes de propagation sont observés par l'instrument e-POP. Les signaux mesurés sont déformés et présentent une large variabilité en terme d'amplitude reçue. Cette variabilité pouvant être reliée à des variations rapides de l'ionosphère pendant la transmission des signaux.

Davantage d'études sont nécessaires pour mieux comprendre ces modes de propagation. Notre code de tracé de rayons a montré qu'il modélisait de manière satisfaisante ces modes de propagation, la modélisation de la conjonction d'un radar de type SuperDARN avec un satellite semble possible et pourrait faire l'objet d'une future collaboration.

Chapitre 7

Étude de l'influence des paramètres ionosphériques sur la propagation GNSS en zone équatoriale

7.1 Introduction

Ce Chapitre est une synthèse du travail que j'ai effectué au sein de Thales Alenia Space (TAS) au cours du premier semestre de l'année 2018. Il portait sur la caractérisation de l'ionosphère équatoriale et la faisabilité d'un système SBAS (Satellite Based Augmentation System) en zone sub-saharienne. Cette étude a été réalisée dans le cadre d'une réponse à l'appel d'offre lancé par l'Agence Spatiale Européenne (ESA) pour la construction d'un système SBAS pour la zone couverte par l'Agence pour la Sécurité de la Navigation Aérienne et à Madagascar (ASECNA).

TAS est en charge du système SBAS EGNOS (European Global Navigation Overlay) qui couvre la zone Europe. Le but de cette étude de l'ionosphère équatoriale pour TAS est de quantifier les niveaux de TEC et de scintillation sur la zone ASECNA, afin d'adapter les algorithmes du système EGNOS pour l'ionosphère équatoriale.

Pour cette étude, je me suis donc intéressé à l'évolution du TEC et à quantifier les effets des processus ionosphériques turbulents en zone équatoriale (Chapitre 1, Section 1.3) sur la réception des messages de navigation (scintillation).

Dans une première partie, je présenterai le réseau de stations que j'ai utilisé ainsi que les principales mesures disponibles. Dans un second temps, j'étudierai les sources de variabilité du TEC. Puis, je quantifierai les niveaux de scintillations observés sur la zone ASECNA. Enfin, je présenterai les conclusions de cette étude.

7.2 Contexte de l'étude

Pour cette étude, j'ai utilisé les données acquises par le réseau de stations SAGAIE, propriété du CNES.

La Figure 7.1 présente la localisation des stations du réseau SAGAIE par rapport à l'équateur géographique, en noir. J'ai également tracé deux représentations de l'équateur géomagnétique, qui sont calculés à partir du modèle IGRF à 350 km d'altitude. La première, tracée en vert, localise les points des lignes de champ tels que la composante radiale du champ magnétique s'annule. Cette définition est la définition standard de l'équateur magnétique : le champ magnétique est orthogonal au vecteur position et donc à la gravité. La seconde définition, tracée en cyan, localise le point des lignes de champ tel que le potentiel magnétique V dont dérive le champ magnétique, s'annule. Dans la représentation IGRF les directions perpendiculaires au champ magnétique sont les iso-potentiels de V . Par conséquent, une convection de type $\vec{E} \times \vec{B}$ se fait selon une ligne d'iso-potentielle. On constate qu'au niveau de la région ASECNA il existe un décalage d'environ 500 km entre les deux équateurs. Par la suite, je me référerai à la première définition de l'équateur magnétique, mais les deux "équateurs" sont associés à des phénomènes physiques bien distincts : gravité et convection, qui peuvent entraîner des effets spécifiques dans cette région.

La position de chacun des équateurs varie peu lorsqu'on les ramène entre 100 et 350 km d'altitude.

Les stations utilisées pour cette étude se situent à Dakar, Douala, Lome, Ndjamena et Ouagadougou. Les stations de Lome et Douala se situent au niveau de l'équateur magnétique et les stations de Dakar, Ouagadougou et Ndjamena au Nord, entre $+5^\circ$ et $+10^\circ$ de latitude géomagnétique.

Chaque station est équipée d'une antenne réceptrice afin d'enregistrer l'ensemble des messages de navigation des satellites GNSS visibles avec une période d'échantillonnage de

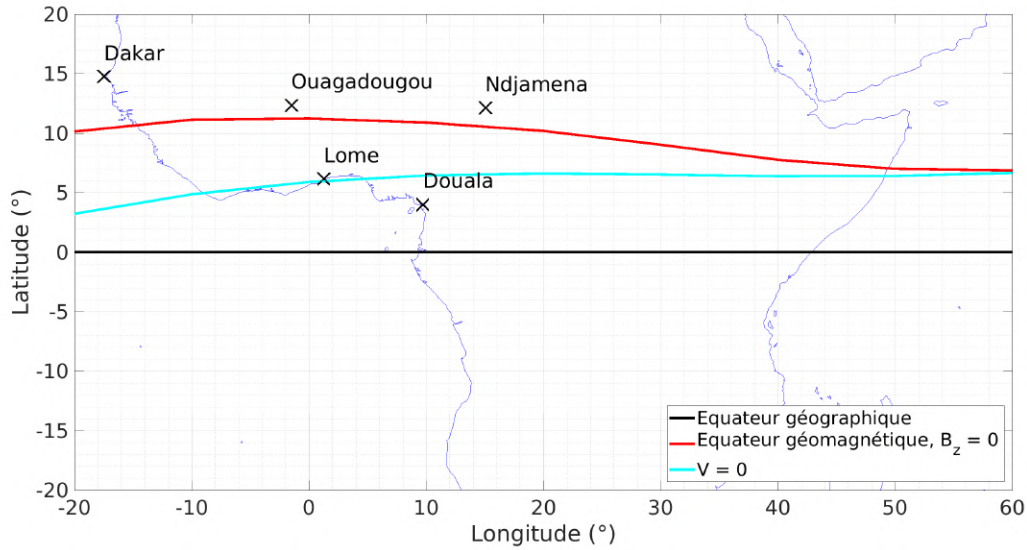


FIGURE 7.1 – Localisation des stations du réseau SAGAIE par rapport à l'équateur magnétique

1 Hz. Les données disponibles pour cette étude couvrent la période de 2014 à 2017 inclus. Elles ont été moyennées à 1 minute avec une moyenne glissante afin de filtrer le bruit de mesure. Enfin, elles sont localisées au point de percée de l'ionosphère (IPP).

Dans le Chapitre 3, j'ai présenté les méthodes de calcul du TEC (Contenu Total en Electron) et des indices de scintillation d'amplitude (S_4) et de phase (σ_ϕ). À l'équateur, on considère que les ondes émises par les satellites de navigation se propagent perpendiculairement au champ magnétique. L'effet Faraday (Chapitre 2 Section 2.2.1) qui entraîne un mouvement de rotation du plan de phase de l'onde au cours de la propagation est donc faible. Cependant, l'ionosphère équatoriale est le siège de processus turbulents, qui vont introduire des variations rapides de densité électronique et donc de l'absorption du signal. L'indice S_4 est alors le principal marqueur de la scintillation dans cette région. Je me suis donc concentré sur l'étude du TEC et de l'indice S_4 .

Pour cette étude, les valeurs de TEC correspondent à des valeurs de VTEC. En Europe, les niveaux de TEC et de scintillation sont faibles contrairement à l'équateur et il n'est pas évident de transposer ce qui est fait à moyenne latitude. Le but de cette étude est donc de quantifier l'évolution du TEC selon différents cycles temporels et d'étudier les niveaux de scintillation correspondant, au travers de l'indice S_4 .

Les indices S_4 sont divisés selon quatre niveaux de scintillation. Pour un indice $S_4 < 0.3$ on considère qu'il n'y a pas de scintillation. On considèrera qu'un indice S_4 compris entre 0.3 et 0.7 correspond à un taux de scintillation faible, sans impact sur la propagation des messages de navigation. Un indice S_4 compris entre 0.7 et 0.9 correspond à une scintillation modérée, pouvant entraîner des pertes de suivi temporaires. Un indice S_4 supérieur à 0.9 correspond à une scintillation élevée qui se traduit par une perte de suivi complète.

J'ai également étudié les pertes de suivi (notées LoL, pour Loss of Lock), qui interviennent lorsque la liaison entre un satellite GNSS et une station réceptrice est rompue, du fait des conditions de propagation dans le milieu (turbulence, scintillation, absorption). Ce paramètre est important puisqu'il doit être minimisé afin de ne pas réduire les performances du système SBAS. J'étudierai donc dans quelles circonstances ces pertes de suivi interviennent et quantifierai leurs durées.

7.3 Sources de variabilité de l'ionosphère

Au moment de l'étude, Thales Alenia Space était en charge d'un système SBAS (EGNOS) en Europe. Afin de garantir l'intégrité du fonctionnement de ce système, un certain nombre de caractéristiques sur les mesures de l'ionosphère sont requises, dont les niveaux de TEC.

Dans cette première partie, j'ai étudié les variations de l'amplitude du TEC dans la zone ASECNA. Le but de cette étude était de quantifier les niveaux de TEC mesurés en zone équatoriale par rapport au TEC mesuré en Europe. Les différents niveaux de TEC présentés sont obtenus en moyennant l'ensemble des mesures obtenues par chacune des stations du réseau ASECNA.

Par manque de temps, j'ai simplement considéré l'évolution temporelle du TEC, en supposant que les stations étaient localisées à l'équateur. Cette étude permet d'obtenir un premier ordre de grandeur sur l'amplitude des TEC observés et leurs variabilités. Ces paramètres sont importants pour estimer le développement des outils industriels à utiliser dans ce contexte, mais ne révolutionnent pas notre compréhension des processus physiques de cette région. L'étude présentée ici est principalement une étude à caractère industrielle.

7.3.1 Évolution diurne

Dans un premier temps, j'ai étudié l'évolution diurne du TEC, en moyennant la valeur de TEC mesurée en fonction de l'heure locale pour la station. La Figure 7.2 présente le TEC moyen en fonction de l'heure locale (LT).

Le TEC suit une évolution corrélée avec l'angle solaire zénithal. Le TEC croît entre 6h et 15h, puis décroît entre 18h et 6h.

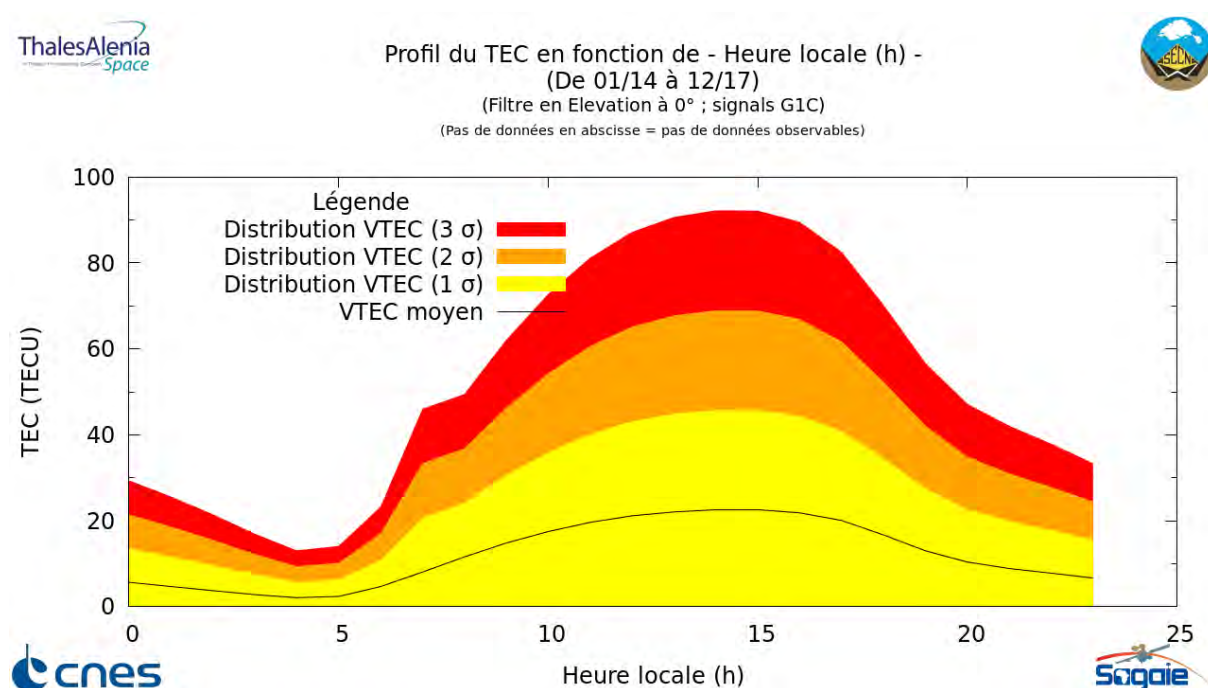


FIGURE 7.2 – Évolution diurne du TEC au cours de la période 2014-2017. Les mesures de TEC effectuées par l'ensemble des stations pendant la période de 2014 à 2017, sont moyennées en fonction de l'heure locale.

Sous l'effet du rayonnement solaire incident, l'atmosphère neutre se dilate. Le maximum de dilatation intervient vers 15 h, ce qui entraîne un maximum de production de densité électronique et donc du TEC mesuré.

On observe une décroissance rapide entre 15 h et 18 h, liée au coucher du Soleil. Puis une décroissance plus lente entre 20 h et 5 h, dominée par les processus de recombinaison chimique.

On remarque que l'écart-type σ est très important, de l'ordre d'environ 20 TECU. Cette dispersion des profils traduit une forte variabilité de l'ionosphère équatoriale pendant la période considérée. Elle englobe plusieurs années. Plusieurs sources de variabilité sont alors possible : comme les saisons et le cycle d'activité solaire.

Par la suite, j'ai étudié les variations plus lentes de l'ionosphère suivant les cycles saisonniers et d'activité solaire afin d'identifier ces sources de ces variations.

7.3.2 Évolution saisonnière

Je me suis intéressé à l'évolution saisonnière de l'ionosphère et j'ai donc étudié la moyenne mensuelle du TEC sur la période de 2014 à 2017, qui est présentée en Figure 7.3.

Les mois de l'année sont numérotés de 1 à 12. La variation mensuelle du TEC présente deux maxima locaux situés aux équinoxes (mois 3 et 10) pour lesquels le TEC moyen vaut respectivement 18 et 16 TECU, et deux minima locaux situés aux solstices (mois 6 et 12) avec des TEC moyens respectifs de 8 et 10 TECU.

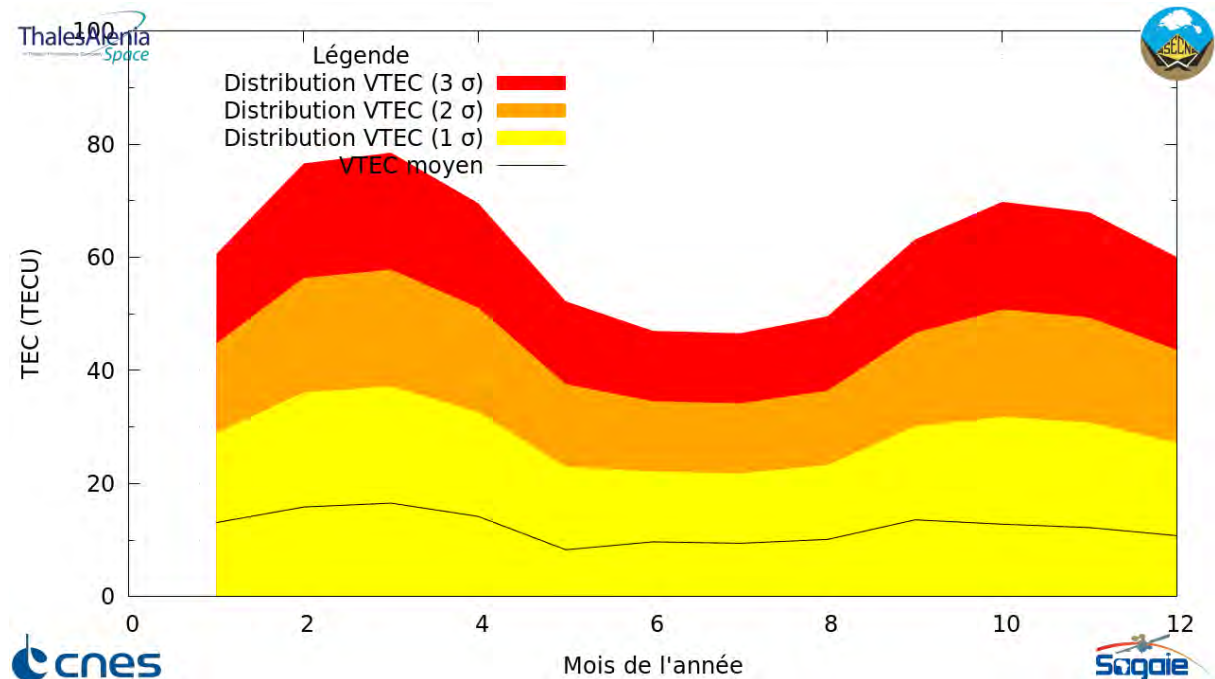


FIGURE 7.3 – Variation mensuelle du TEC au cours de la période 2014-2017. Les mois de l'année sont numérotées de 1 à 12, correspondant respectivement au mois de janvier et décembre.

La variation du TEC suit une évolution claire avec la saison. L'atmosphère neutre évolue également avec les saisons. Les vents neutres permettent un transport des espèces dans l'atmosphère, entre les basses et hautes latitudes et entre les hémisphères. Ces cellules de convection entraînent une évolution saisonnière de la densité atmosphérique à l'équateur, comme décrite par la figure 7.4.

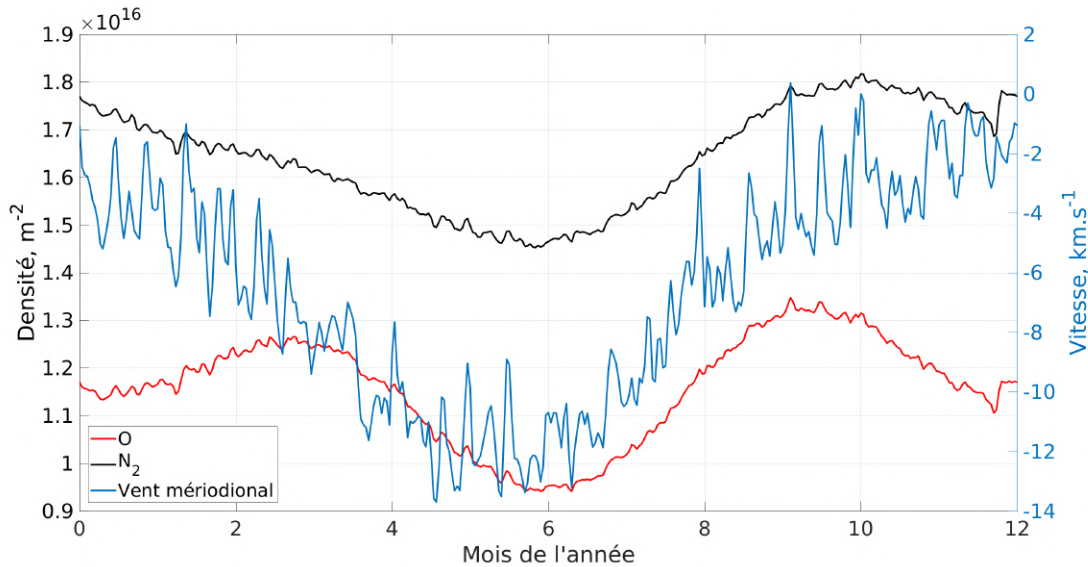


FIGURE 7.4 – Évolution mensuelle moyenne de l'atmosphère neutre et des vents méridionaux, au cours de la période de 2014 à 2017, à une altitude de 160 km, issues des modèles NRLMSISE et HWM07. Les vents méridionaux sont orientés vers le sud lorsque la vitesse est négative.

Cette figure décrit l'évolution saisonnière moyenne des densités des espèces O et N₂ à 160 km d'altitude, au cours de la période 2014 à 2017. Les espèces neutres O et N₂ présentent des maxima de densité aux solstices et des minima de densité aux équinoxes.

Les vents neutres méridionaux suivent également un cycle saisonnier. Ils sont orientés vers le Nord l'hiver et vers le Sud l'été. Par conséquent, les vents méridionaux présentent des maxima aux solstices et des minima aux équinoxes.

L'évolution saisonnière de la densité d'espèces neutres et des vents neutres à l'équateur peuvent être à l'origine de l'évolution saisonnière du TEC. En effet, [Wu et al., 2004] ont étudié les variations du VTEC à Taïwan, entre septembre 1996 et août 1997. Au cours de cette période, ils ont montré que le TEC variait selon le cycle saisonnier, avec des minima aux solstices et des maxima aux équinoxes. Ils ont avancé comme cause la plus probable les vents méridionaux de l'atmosphère neutre, dirigés de l'hémisphère estival vers l'hémisphère hivernal et la variation saisonnière du rapport $\frac{O}{N_2}$.

On retrouve à nouveau pour cette étude que l'écart-type σ est important. La période temporelle étudiée est suffisamment longue pour être sensible au variation du flux solaire sur la base du cycle de 11 ans.

7.3.3 Évolution annuelle

Enfin, j'ai étudié la variation annuelle de l'ionosphère, en calculant la moyenne annuelle du TEC sur la zone ASECNA.

La Figure 7.5 présente la variation moyenne annuelle du TEC au cours de la période 2014-2017. La valeur moyenne du TEC décroît fortement entre 2014 et 2016, puis semble se stabiliser entre 2016 et 2017. On observe également, que l'écart-type σ diminue pendant cette même période.

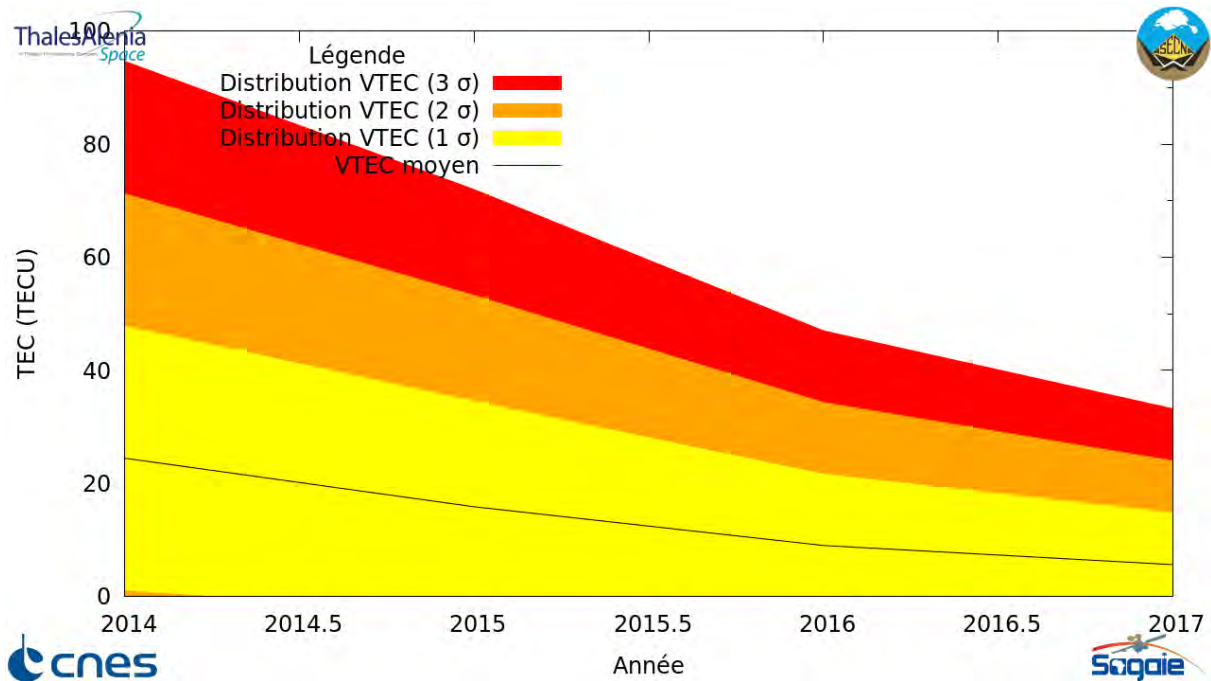


FIGURE 7.5 – Variation annuelle du TEC au cours de la période 2014-2017.

L'explication la plus probable pour la variation moyenne annuelle du TEC est une variation du flux solaire incident pendant cette période.

La Figure 7.6 présente l'évolution du flux solaire $F_{10.7}$ et du flux solaire intégré entre 0 et 100 nm avec une fenêtre glissante de 360 jours, au cours de la même période.

On observe qu'au cours de cette période, le flux solaire décroît. Il décroît d'un facteur 2 entre 2014 et 2016, où il passe respectivement d'une valeur d'environ 145 sfu ($1 \text{ sfu} = 10^4 \text{ Jy} = 10^{-22} \text{ W.m}^{-2}.\text{Hz}^{-1}$) à une valeur d'environ 75 sfu, à laquelle il se stabilise entre 2016 et 2017.

Cette diminution d'un facteur 2 de l'indice $F_{10.7}$ est corrélée à l'évolution du flux EUV, qui subit une forte diminution de 5 mW/m^{-2} à 3 mW/m^{-2} sur la gamme de $[0, 100]$ nm pendant cette période. Le TEC suit cette variation qui contrôle le taux de production.

Une autre explication à la forte variabilité mesurée par l'écart-type σ pourrait être liée à l'activité géomagnétique durant la phase décroissante du cycle solaire 24. Cependant, par manque de temps, je n'ai pas pu mener cette étude.

7.3.4 Conclusion sur la variabilité

Le TEC à l'équateur semble suivre les mêmes cycles de variations temporelles qu'en Europe. Cependant, nous avons mis en évidence une forte variabilité de l'amplitude du TEC moyen au cours des cycles diurne et saisonnier. Les différences mesurées entre les extrema de TEC peuvent atteindre plusieurs dizaines de TECU.

Pour cette étude, j'ai moyenné les mesures effectuées par les différentes stations du réseau. Cette méthode ne permet pas d'étudier les variations géographiques propres à

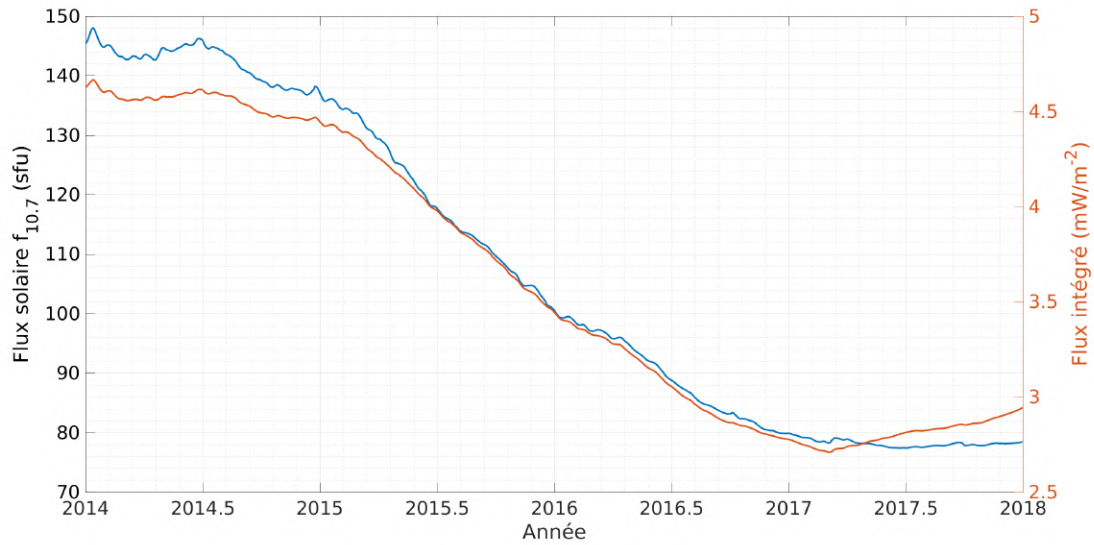


FIGURE 7.6 – Évolution moyenne du flux solaire à 10.7 cm, en bleu, et du flux solaire intégré entre 0 et 100 nm, en rouge, de 2014 à 2017. La moyenne est une moyenne glissante sur une fenêtre de 360 jours.

chacune des stations. Cependant, cette étude a permis d’obtenir la variabilité moyenne du TEC à l’équateur. Nous avons montré que celle-ci était importante et caractérise, en partie la région équatoriale.

Par conséquent, il est nécessaire d’ajuster les algorithmes de traitement et de prédiction, utilisés pour le système SBAS européen, afin de prendre en compte ces variations spécifiques à la région ASECNA.

7.4 Impact de l’ionosphère sur la réception des signaux de navigation

Dans cette partie, j’ai étudié l’impact des différents processus spécifiques à l’ionosphère équatoriale sur la propagation et la réception des messages de navigation.

Le but de cette seconde étude est de quantifier les niveaux de scintillation spécifiques à l’ionosphère équatoriale. Dans un premier temps, je me suis intéressé à l’impact de la fontaine équatoriale, en regardant les valeurs d’indices S_4 en fonction de l’IPP. Puis, j’ai étudié l’impact des bulles de plasma équatoriales, en regardant l’évolution de l’indice S_4 en fonction de l’heure locale. Enfin, j’ai étudié la durée des pertes de suivi liées à ces processus.

7.4.1 Fontaine équatoriale

Dans le Chapitre 1, j’ai introduit le processus de fontaine équatoriale. Afin d’étudier son effet sur la réception des signaux GNSS, j’ai étudié la valeur de l’indice de scintillation S_4 en fonction de la latitude géographique. Le résultat de cette étude est présenté en Figure 7.7.

Pour des IPP localisés à des latitudes inférieures à -10° et supérieures à 25° , on remarque que les probabilités d’obtenir de la scintillation sont élevées : plus 50% pour de la

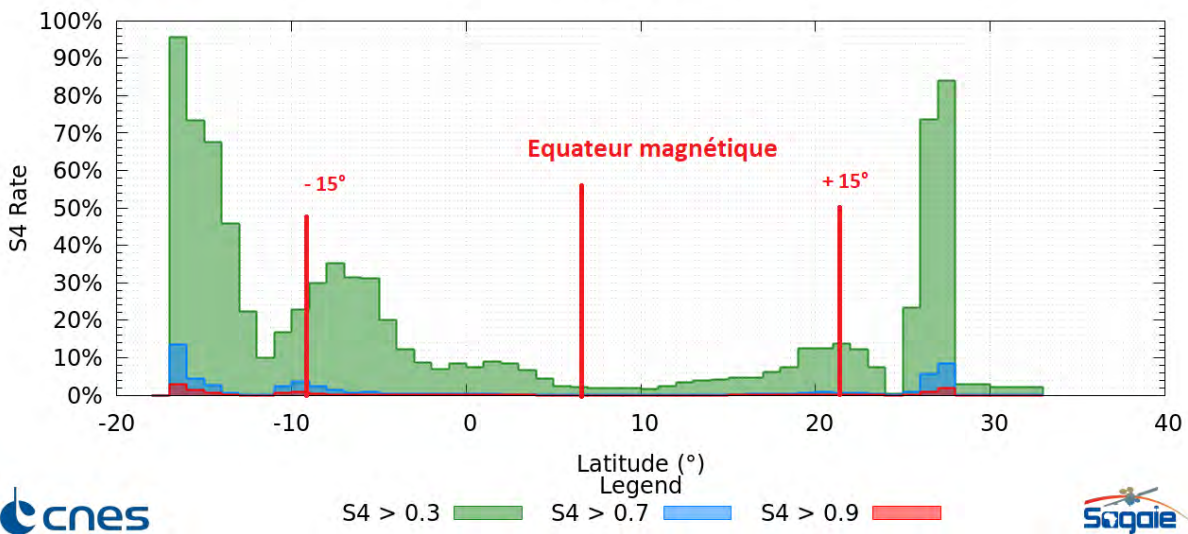


FIGURE 7.7 – Densité de probabilité de l'indice S_4 en fonction de la latitude géographique. Les probabilités d'obtenir un indice S_4 supérieure à 0.3, 0.7 et 0.9 sont tracées respectivement en vert, bleu et rouge. La position de l'équateur magnétique est tracée en rouge.

scintillation faible et $\approx 10\%$ et 5% pour des scintillations modérées à sévères. Ces régions correspondent aux régions de lever et de coucher des satellites de navigation par rapport aux stations du réseau SAGAIE. Ces régions de transition sont généralement fortement impactées par la turbulence atmosphérique et le multi-trajet (car les satellites sont vus avec des élévations basses), créant ainsi des taux importants de scintillations.

On observe que l'indice S_4 présente une augmentation entre les latitudes -10° et -5° , ainsi qu'entre les latitudes $+15^\circ$ et $+25^\circ$. Or, ces régions correspondent aux anomalies de densité électronique produites par la fontaine équatoriale. On observe que les lignes de visée traversant cette anomalie présentent des taux de scintillations plus élevés et qu'il existe une asymétrie prononcée du côté Sud. Les processus à l'origine de cette asymétrie n'ont pas été étudiés.

Afin d'étudier l'impact de la scintillation sur le système de positionnement, je me suis intéressé au pourcentage de perte de suivi (LoL) en fonction de la latitude géographique par rapport à l'ensemble des lignes de visée mesurées. La Figure 7.8 présente le résultat de cette étude.

La probabilité de LoL en fonction de la latitude suit une variation similaire à celle de l'indice S_4 . On constate que lorsqu'un satellite de navigation est vu sous des latitudes de -10° , ou supérieure à 25° , la probabilité de perte de suivi augmente fortement ($< 50\%$).

Lorsque les satellites sont vus au dessus du réseau, entre des latitudes de 0° et 15° , la probabilité de LoL est inférieure à 1% . On note que la région comprise entre les latitudes -10° et -5° présente un niveau de perte de suivi localement plus élevée ($\approx 10\%$). Les lignes de visée vues pour des latitudes comprises entre $+15^\circ$ et 25° ont un pourcentage de LoL également plus élevées (entre 1% et 10%).

Le suivi d'un satellite de navigation traversant l'anomalie Sud de la fontaine équatoriale

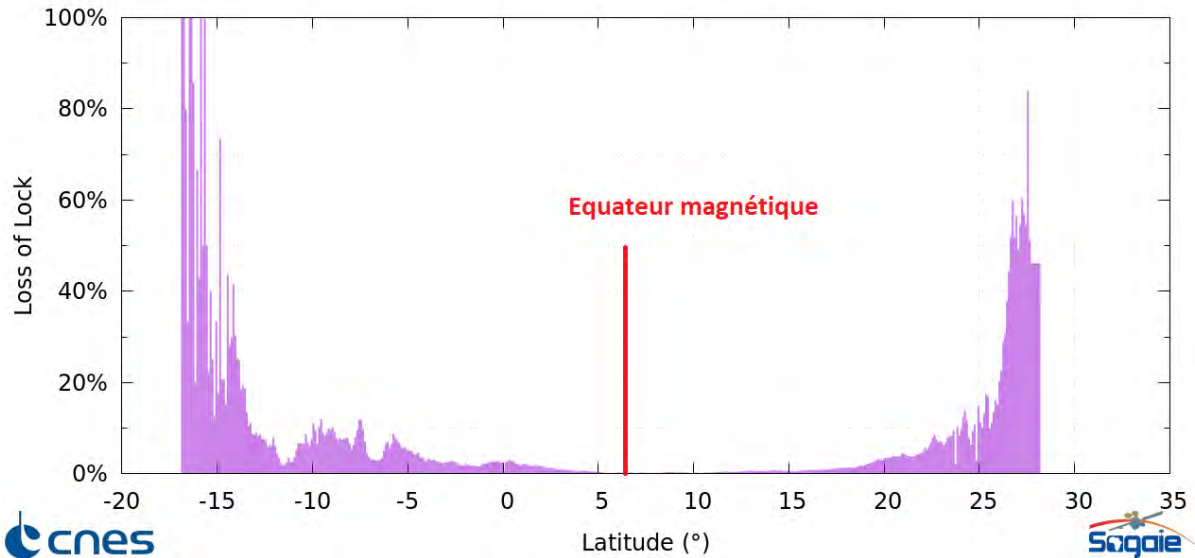


FIGURE 7.8 – Probabilité d’avoir une perte de suivi (LoL) en fonction de la latitude géographique des IPP. Moyenne effectuée sur tout le réseau ASECNA, de 2014 à 2017 inclus.

s’accompagne d’une augmentation de la scintillation, associée à une probabilité de perte de suivi non négligeable.

7.4.2 Angle d’élévation

Dans cette partie, j’ai étudié la variation de la scintillation en fonction de l’élévation sous laquelle un satellite est vu depuis une station du réseau ASECNA.

La Figure 7.9 présente la variation de la probabilité d’obtenir un indice S_4 faible, modéré et élevé en fonction de l’élévation des lignes de visée des satellites observés pendant la période 2014 à 2017.

L’indice S_4 décroît en fonction de l’élévation. La probabilité d’obtenir un indice S_4 faible est supérieure à 30% pour des élévations inférieures à 5°. Elle décroît en-dessous de 15% pour des élévations supérieures à 15° et est inférieure à 1% pour des élévations supérieures à 30°. Les probabilités d’obtenir des indices S_4 modérés et forts suivent une variation similaire avec des valeurs plus faibles.

La Figure 7.10 présente la distribution des pertes de suivi en fonction de l’élévation sous laquelle un satellite est observé.

La distribution de probabilité des pertes de suivi décroît également en fonction de l’élévation.

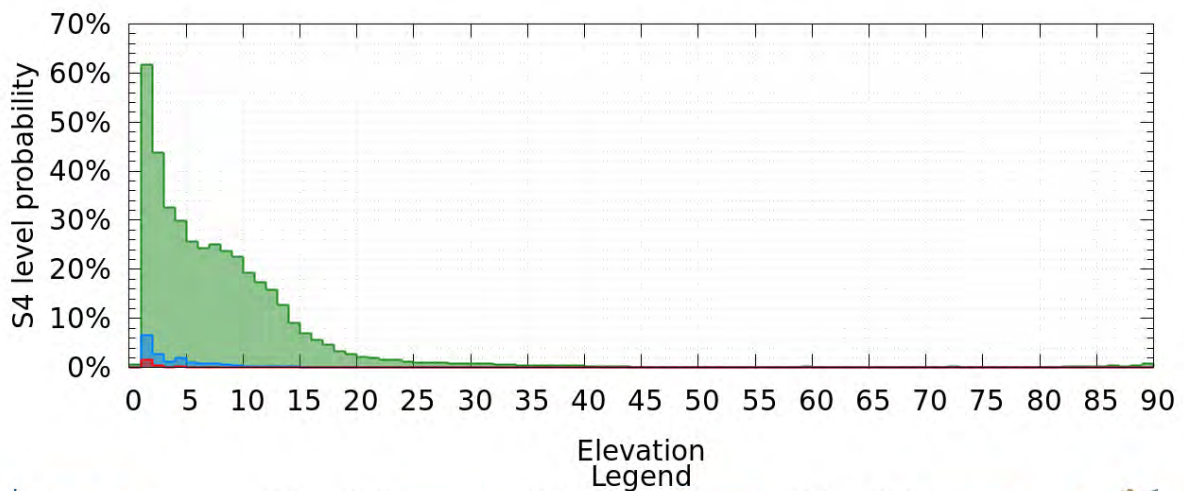
Un pic secondaire de pertes de suivi est visible pour les élévations inférieures à 5°. Ce pic correspond au passage de l’horizon par les satellites.

La distribution des pertes de suivi présente un maximum à 7.5° d’élévation, tel qu’environ 60% des pertes de suivis sont observées pour des lignes de visée dont l’élévation est comprise entre 5° et 10°.

Or, pour une station située à l’équateur magnétique, les anomalies de densité électronique créées par la fontaine équatoriale sont vues sous un angle d’environ 11°. Ce pic de



(pas d'abscisse = pas de données)



Elevation
Legend
S4 > 0.3 ■ S4 > 0.7 ■ S4 > 0.9 ■



FIGURE 7.9 – Densité de probabilité d’obtenir un indice S_4 faible, modéré et élevé en fonction de l’élévation des lignes de visée entre un satellite GNSS et une station réceptrice.

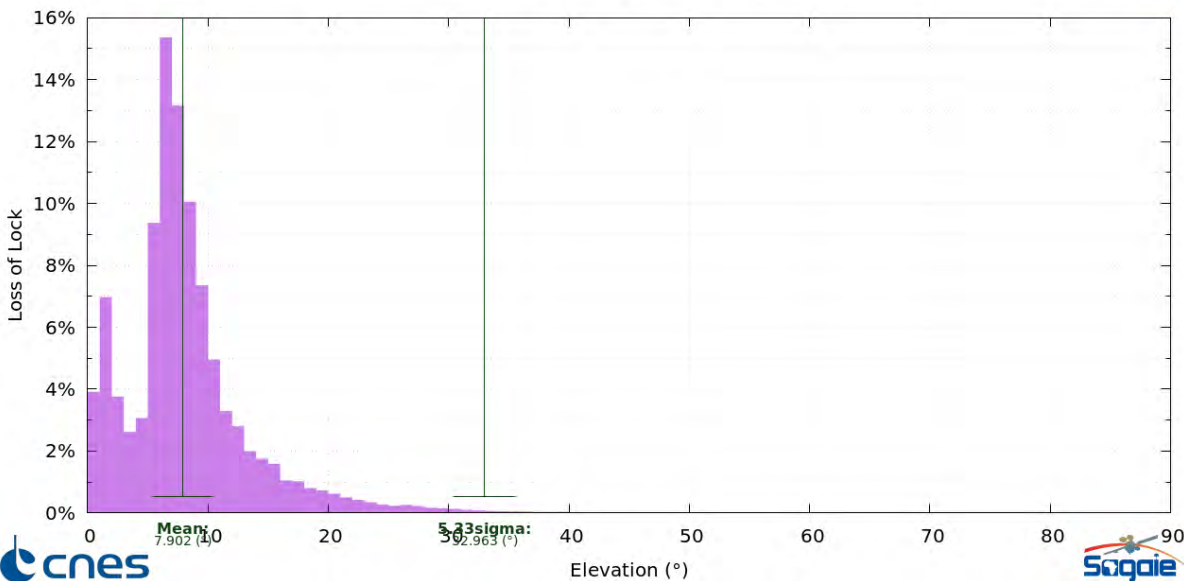


FIGURE 7.10 – Distribution des pertes de suivi en fonction de l’élévation des lignes de visée entre un satellite GNSS et une station réceptrice. Distribution effectuée sur l’ensemble des pertes de suivi mesurées entre 2014 et 2017 par le réseau ASECNA. La valeur moyenne vaut 7.902° et la valeur à 5.33σ vaut 32.932°

pertes de suivi correspond à la traversée de ces anomalies par les satellites de navigation.

Par la suite, j’utiliserai un masque d’élévation de 12.5° afin de masquer les effets du passage de l’horizon et de la fontaine équatoriale.

7.4.3 Bulles de plasmas équatoriales

Dans un second temps, j'ai étudié la variabilité de l'indice S_4 en fonction de l'heure locale des stations. J'ai calculé la moyenne horaire de l'indice S_4 le long des lignes de visée vues avec une élévation supérieure à 12.5° afin de m'affranchir de la scintillation liée au multi-trajet, en relation avec la fontaine équatoriale, pour les stations situées à l'équateur magnétique.

La Figure 7.11 montre la variation de la densité de probabilité d'obtenir un indice S_4 faible, modéré et élevé en fonction de l'heure locale, respectivement tracés en vert, bleu et rouge.

La probabilité d'obtenir un indice S_4 faible est constante entre 3h et 18h et vaut environ 1.5%. On observe qu'elle augmente entre 18h et 3h pour atteindre un maximum à 21h. Les indices S_4 modéré et fort suivent une variation similaire avec des probabilités plus faibles.

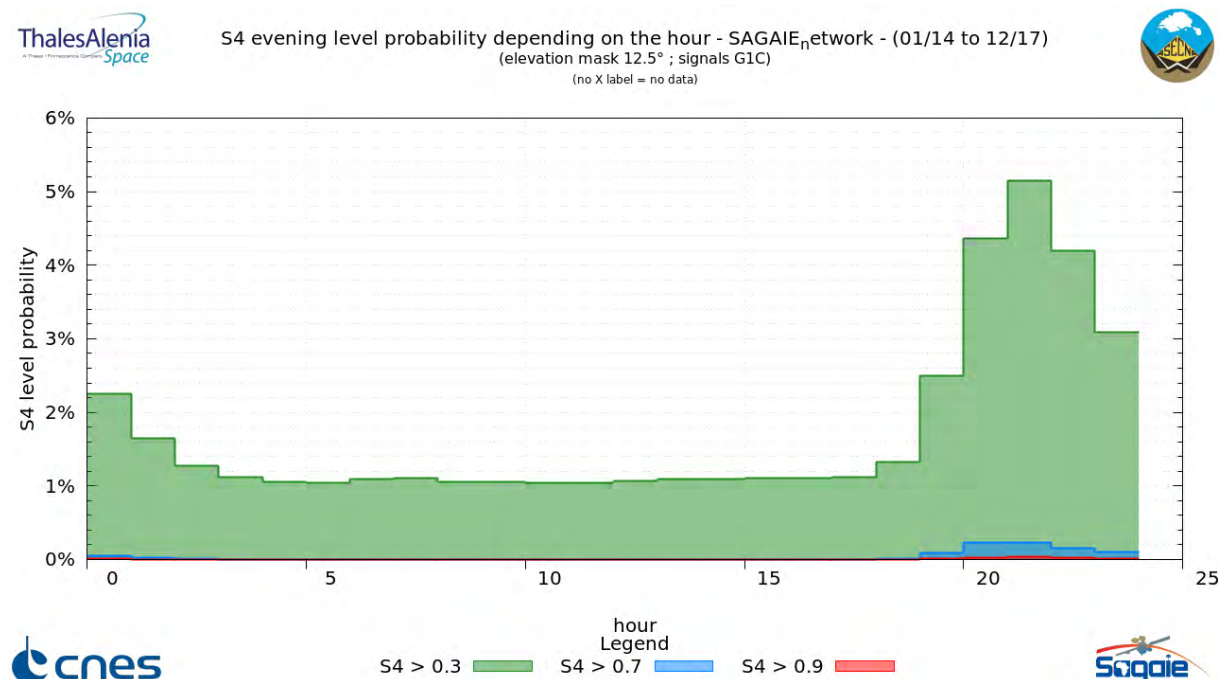


FIGURE 7.11 – Densité de probabilité d'obtenir un indice S_4 faible, modéré et élevée, respectivement tracé en vert, bleu et rouge, en fonction de l'heure locale. On considère ici les IPP vus avec une élévation supérieure à 12.5° sur la période de 2014 à 2017.

L'augmentation de l'indice S_4 lors du passage du terminateur le soir, peut être relié à la formation des bulles de plasma équatoriales, qui vont créer localement de forts gradients de densité. Les bulles de plasma qui seront traversées par des signaux de navigation vont entraîner une variation rapide de leur absorption et donc de l'amplitude I reçue par les stations. On observe par conséquent des valeurs modérées voir élevées de l'indice S_4 .

L'évasement en heure locale autour de 21h est dû au fait que les IPP des satellites de navigation vus sous des élévations basses ($\approx 15^\circ$), sont situés à ± 1 h LT par rapport à la station, lorsqu'ils se trouvent à l'Est ou l'Ouest de celle-ci.

Afin d'estimer l'impact de cette augmentation de l'indice S_4 le soir, j'ai étudié la distribution des pertes de suivi en fonction de l'heure locale. Afin de ne considérer que les événements de pertes de suivi associés aux bulles de plasma, je n'ai également considéré que les élévations supérieures à 12.5° . La Figure 7.12 présente le résultat de cette étude.

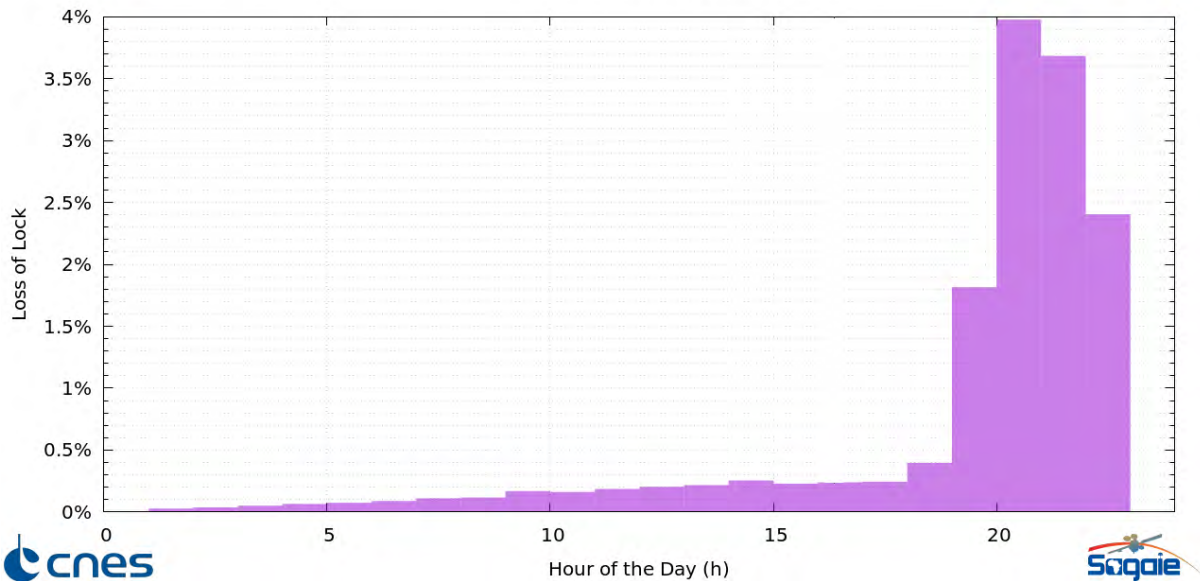


FIGURE 7.12 – Probabilité de mesurer une perte de suivi en fonction de l’heure locale. On considère ici les IPP vus avec une élévation supérieure à 12.5° sur la période de 2014 à 2017.

La probabilité d’observer une perte de suivi est faible entre 0h et 18h, où elle est inférieure à 0.2%. Cette probabilité augmente entre 18h et 22h avec un pic de maximum de 4% à 21h.

Le passage du terminateur solaire le soir est lié à une augmentation des pertes de suivi, avec une probabilité de perdre une ligne de visée de 4% à 20h.

L’impact de ces pertes de suivi sur le système dépend de leur durée.

7.4.4 Durée des pertes de suivi

Dans les précédents paragraphes, nous avons montré que l’anomalie de la fontaine équatoriale et les bulles de plasma, sont liées à des taux de scintillation faibles à modérés, pouvant entraîner des pertes de suivi. Afin de quantifier l’impact de ces pertes de suivi pour le système SBAS, j’ai étudié leur durée moyenne.

La Figure 7.13 présente la distribution de ces durées. Je n’ai considéré ici que les LoL inférieures à 10 minutes. Les LoL dont la durée est supérieure seront généralement dues à des problèmes instrumentaux plutôt qu’au milieu traversé (arrêt de la station sol pour maintenance, par exemple). La résolution des LoL est de l’ordre de la seconde.

La valeur moyenne d’une LoL est de 11.83 secondes et la probabilité d’avoir une perte de suivi supérieure à 20 secondes est négligeable. Cependant, la majorité des pertes de suivi durent entre 3 et 6 secondes.

Les pertes de suivi semblent être des phénomènes très ponctuels.

Pour compenser ce problème, des algorithmes de prédiction (type filtre de Kalman) peuvent être développés afin de proposer des valeurs de TEC cohérentes à partir des mesures précédentes lors d’une perte de suivi. Un tel système permettrait de minimiser l’impact des pertes de suivi sur l’intégrité et la continuité d’un système SBAS en zone ASECNA.

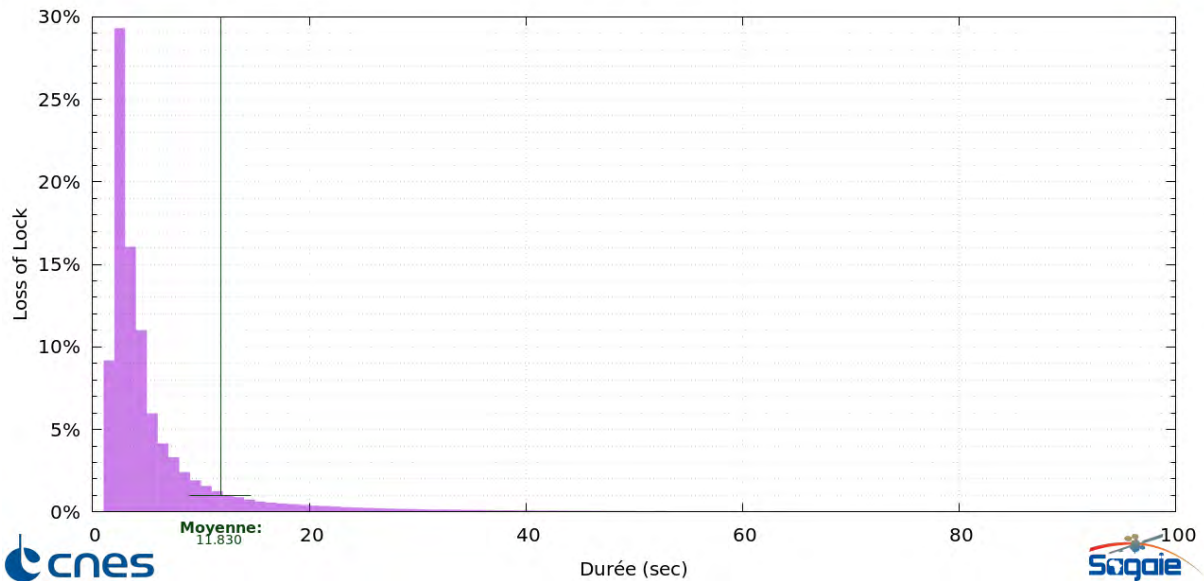


FIGURE 7.13 – Distribution de la durée moyenne d’une perte de suivi. Seules les pertes de suivi inférieures à 10 minutes sont étudiées.

7.5 Conclusion

Au cours de cette étude, j’ai montré que les mesures de TEC suivent des variations d’amplitude importantes (de l’ordre de plusieurs dizaines de TECU) en fonction des différentes échelles temporelles. Les principales variations du TEC sont liées au cycle diurne et au cycle saisonnier. L’amplitude du maximum journalier pouvant atteindre plusieurs dizaines de TECU, les modèles de prédiction de TEC devront posséder une résolution temporelle suffisamment fine pour capturer de manière satisfaisante ces variations.

J’ai également montré que la scintillation est principalement liée à la fontaine équatoriale et aux bulles de plasma. La fontaine équatoriale, en déplaçant une partie de la densité électronique de l’équateur vers les latitudes géomagnétiques $\pm 15^\circ$ participe au renforcement du TEC dans ces régions et introduit également des effets de scintillation faible à modéré. Un suivi particulier des satellites vus sous ces latitudes est à mettre en place, afin de corriger correctement les erreurs de trajet liées à l’ionosphère sur ces lignes de visée.

Les bulles de plasma formées après le passage du terminateur solaire introduisent une forte augmentation de la scintillation sur l’ensemble de la zone ASECNA. Durant cette période, j’ai montré qu’il existait un risque de perte de suivi des satellites, pouvant introduire des trous de données. Cependant, ces pertes de suivi ne devraient durer en moyenne que quelques secondes.

La robustesse des algorithmes de prédiction des corrections ionosphériques devront être testés afin de compenser ces pertes, sans quoi une détérioration du service sera à prévoir pendant la période de 18h à 22h.

Cette étude de l’ionosphère équatoriale sub-saharienne et son impact sur la propagation des messages de navigation a permis de mettre en évidence le rôle de la scintillation, ainsi que les différentes échelles temporelles et spatiales du TEC. Les processus à l’origine de ces variations sont bien compris, ce qui devrait permettre leur prédiction. Cependant, je n’ai utilisé pour cette étude que des mesures de l’ionosphère en période décroissante d’activité

solaire (fin de cycle solaire 24). Des valeurs plus élevées de TEC et de scintillations sont à prévoir avec l'arrivée du nouveau maximum d'activité solaire en 2024. Suite à cette étude, j'ai recommandé une campagne de tests visant à modéliser ces niveaux de TEC et de scintillations.

Pour l'ensemble de cette étude, j'ai choisi de moyenniser ensemble les mesures provenant des différentes stations, au détriment de la variabilité locale. Cependant, cette étude a permis de mettre en avant les caractéristiques de l'ionosphère équatoriale par rapport à l'ionosphère de moyenne latitude.

Mon travail a également fait l'objet d'une publication pour la conférence ION GNSS+ 2018 [Foucault et al., 2018] et joint en annexe A. La réponse de TAS pour l'étude de la faisabilité d'un système SBAS en zone ASECNA a été acceptée en septembre 2018 pour une phase B.

Conclusion

Conclusion

Ma thèse a porté sur l'étude de la propagation des ondes HF et VHF dans l'ionosphère terrestre. Au cours de celle-ci, j'ai développé un nouveau type de tracé de rayons, permettant de résoudre les trajectoires des ondes ainsi que l'évolution de leurs propriétés dans un milieu réfringent à trois dimensions.

La motivation principale de cette thèse était de développer un outil permettant de suivre avec précision la propagation d'une onde électromagnétique dans l'ionosphère afin de pouvoir fournir des informations directement comparables avec les données observées. Les équations décrivant les trajectoires des ondes HF pouvant être décrite à partir de l'optique géométrique, de nombreux modèles existent d'ors et déjà. Cependant, l'ajout de l'évolution des propriétés de l'onde a nécessité le développement complet d'un module de résolution en deux temps. Celui-ci est doté d'un module central résolvant la trajectoire de l'onde et d'un module secondaire chargé d'évaluer les propriétés de l'onde entre chaque pas d'intégration. Cette approche permet de garantir des temps de calcul suffisamment courts pour envisager un traitement en temps réel.

Une première application de ce code de tracé de rayons a permis de modéliser le radar SuperDARN de Stokkseyri qui se situe dans l'hémisphère Nord à moyenne latitude. En utilisant IPIM, nous avons pu étudier différents profils d'ionosphère. Dans un premier temps, nous avons utilisé notre tracé de rayons dans des profils d'ionosphère synthétiques, présentant différents types de gradients verticaux et / ou horizontaux. Cette première étude a montré que les trajectoires des ondes étaient fortement contraintes par la structure verticale de l'ionosphère au point de pénétration. En effet, la présence d'une région E développée, implique une réfraction des ondes à basses altitudes, ce qui masque les zones de plus hautes altitudes. Ces dernières zones sont accessibles lorsque la région E est peu développée. De plus, nous avons montré que les gradients horizontaux ne modifient pas fondamentalement la forme des régions d'échos, mais introduit un décalage en distance par rapport au radar.

Dans un second temps, nous avons utilisé ces résultats pour étudier une propagation en mode SuperDARN dans une ionosphère présentant des gradients complexes, modélisée par IPIM. La simulation a montré que les ondes restaient fortement contraintes par la structure verticale de l'ionosphère aux différents points d'entrée dans l'ionosphère. La présence d'une région E développée proche du radar, réfracte les ondes de faible élévation vers le sol au premier point d'entrée dans l'ionosphère. Au second point d'entrée, l'absence de région E permet aux ondes de se propager vers des altitudes supérieures. Ces ondes se trouvent contraintes par un guide d'onde, compris entre des régions E et F développées dans le dernier tiers du champ de vue du radar, formant des régions d'échos possibles très allongées en distance.

Cette première étude a permis d'identifier l'impact des différentes régions de l'ionosphère sur la propagation des ondes radios. De ce constat, découle l'importance du choix du modèle d'ionosphère utilisé pour étudier des observables (échos, sondages sol-espace / espace-sol) dans le cadre d'un événement particulier. En effet, un modèle proposant une ionosphère avec ou sans région E développée n'influera pas de la même façon sur la propagation des ondes. Le choix du modèle doit être appuyé par des mesures directes de l'ionosphère (ionosonde, radar incohérent), afin de correctement reproduire les observations à partir de la simulation.

En parallèle de l'étude des trajectoires des ondes dans ces différents modèles d'ionosphère, nous avons étudié l'évolution des propriétés des ondes au cours de leur propagation.

Nous avons comparé nos résultats avec les modèles de traitement des données SuperDARN. Cette comparaison a permis de valider certaines hypothèses nécessaires lors du traitement des données SuperDARN. Une hypothèse couramment faite est l'hypothèse de propagation dans le vide, qui permet d'estimer la distance L parcourue par l'onde par simple connaissance du temps de propagation T par $L = ncT \approx cT$, en négligeant l'impact de l'indice de réfraction sur la vitesse de propagation de l'onde. Nous avons montré que cette hypothèse était relativement valide pour des échos proches du radar, mais conduisait à surestimer la distance parcourue pour des échos formés en région F lors de la seconde réfraction dans l'ionosphère. Par conséquent, la localisation des échos dans le champ de vue du radar par les modèles utilisés par la communauté SuperDARN donnent des résultats satisfaisants pour des échos formés à moins de 2,000 km du radar. L'utilisation de notre tracé de rayons couplé à un modèle d'ionosphère réaliste, permettrait d'améliorer la localisation des échos formés à plus de 2,000 km. Nous avons également montré que l'indice de réfraction aux points des échos étaient mal estimés. Principalement, par l'hypothèse faite que l'ensemble de la réfraction s'effectue au point d'écho ; c'est à dire que la réfraction est un processus local. Cette hypothèse est valable pour des échos formés à basse altitude, à proximité du radar, soit en région E. Nous avons montré que ce modèle surestime l'indice de réfraction local pour les échos de région F, car la réfraction globale des trajectoires associées est importante. Finalement, nous avons étudié l'impact de l'ionosphère sur l'absorption des ondes. Cette étude a montré que les ondes sont très absorbées (≈ 20 dB pour une propagation longue de 3,500 km) lors de la propagation dans des profils d'ionosphère présentant une région E développée. Ce résultat est en accord avec l'absence d'observation d'échos de région E à longue distance, du fait que ceux-ci sont trop absorbés pour être observés par le radar. Les ondes se propageant dans des ionosphères présentant seulement une région F développée sont moins absorbées (< 10 dB pour une propagation longue de 3,500 km) et sont donc observables par le radar.

Une seconde application de notre tracé de rayons a consisté à étudier les modes de propagation ordinaire et extraordinaire, qui prennent en compte l'influence du champ magnétique de la Terre sur la propagation des ondes. Ces modes sont généralement négligés, en supposant que la fréquence de l'onde émise est plus importante que la gyro-fréquence des électrons Ω_e : cette dernière étant de l'ordre de 1 MHz. Afin de valider l'implémentation de ces modes de propagation dans l'outil de tracé de rayons, nous avons procédé à une première simulation du fonctionnement d'une ionosonde. La modélisation de son mode de fonctionnement dans une ionosphère présentant des régions E et F, a permis de retrouver la séparation des deux modes de propagation, en formant des échos à des altitudes attendues par la théorie.

Enfin, nous avons montré que dans le cas d'une propagation type SuperDARN, la propagation des ondes est peu affectée par le champ magnétique, principalement du fait de la géométrie des lignes de champ magnétique à hautes latitudes et des fréquences d'émissions utilisées. L'hypothèse visant à négliger l'impact du champ magnétique sur la propagation des ondes est alors valide.

Les différentes études menées au cours de ma thèse ont permis de valider les résultats fournis par le tracé de rayons que j'ai développé. Cet outil a montré qu'il pouvait résoudre les trajectoires d'ondes radios de quelques MHz dans des milieux à trois dimensions, présentant des gradients d'indices plus ou moins complexes. Il fournit également l'évolution de certains paramètres des ondes, tels que le temps de propagation, la vitesse de groupe et l'absorption. De plus, il permet de résoudre les différents modes de propagation des ondes : le mode normal négligeant le champ magnétique, ainsi que les modes ordinaire

et extraordinaire, dépendant du champ magnétique. Cet outil permettra alors d'obtenir des informations pertinentes sur la propagation des ondes, pour une comparaison avec des données.

Perspective

Une étude intéressante à réaliser avec notre outil de tracé de rayons et le modèle d'ionosphère IPIM serait de reproduire les données effectivement observées par des radars SuperDARN au cours d'un événement particulier. Cependant, cette étude nécessite un travail de recherche important, puisqu'il nécessite d'identifier un événement correctement couvert par SuperDARN, ainsi que par d'autres instruments de sondage de l'ionosphère, afin de calibrer le modèle IPIM. Cette étude permettrait de valider les hypothèses faites par notre outil, en retrouvant des régions d'échos et les paramètres associés des ondes, par comparaison avec les données.

Des améliorations sur le calcul de l'absorption sont également possibles. Actuellement, le calcul de l'absorption permet d'estimer l'atténuation du signal par l'ionosphère lors de sa propagation. Afin de fournir des valeurs plus proches de la réalité, il serait intéressant d'estimer l'affaiblissement de l'onde lors de sa propagation en espace libre (du fait de l'évasement du lobe principal), ainsi que d'estimer les pertes dues aux réflexions (sol et ionosphériques).

Des développements supplémentaires au tracé de rayons pour des besoins liés à la propagation VHF, comme le suivi de la scintillation d'amplitude et de phase, permettraient de fournir des cartes simples de scintillation en fonction des modèles d'ionosphère utilisés en entrée.

Pour réaliser ces études, il est nécessaire de simuler un émetteur en orbite, propageant des ondes radios de l'ordre de quelques GHz vers une station sol fixe. L'étude de l'évolution temporelle de l'absorption le long de la ligne de visée émetteur- récepteur permettrait d'estimer la scintillation d'amplitude. L'étude de la différence de valeurs entre les indices ordinaire et extraordinaire permettrait d'estimer l'impact de la rotation Faraday à hautes latitudes. Des développements supplémentaires du code de tracé de rayons sont à prévoir pour étudier la scintillation de phase. Une première application serait d'intégrer le nombre de cycles de phase entre l'émetteur et le récepteur, et d'étudier son évolution temporelle.

Bibliographie

- [Appleton, 1932] Appleton, E. V. (1932). Wireless studies of the ionosphere. *Institution of Electrical Engineers - Proceedings of the Wireless Section of the Institution*, 7(21) :257–265.
- [Azzarone et al., 2012] Azzarone, A., Bianchi, C., Pezzopane, M., Pietrella, M., Scotto, C., and Settini, A. (2012). IONORT : A Windows software tool to calculate the HF ray tracing in the ionosphere. *Computers and Geosciences*, 42 :57–63.
- [Baker et al., 1995] Baker, K. B., Dudeney, J. R., Greenwald, R. A., Pinnock, M., Newell, P. T., Rodger, A. S., Mattin, N., and Meng, C.-I. (1995). Hf radar signatures of the cusp and low-latitude boundary layer. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 100(A5) :7671–7695.
- [Bates and Albee, 1970] Bates, H. F. and Albee, P. R. (1970). Aspect sensitivity of f-layer hf backscatter echoes. *Journal of Geophysical Research*, 75(1) :165–170.
- [Bilitza, 2018] Bilitza, D. (2018). Iri the international standard for the ionosphere. *Advances in Radio Science*, 16 :1–11.
- [Bittencourt et al., 1992] Bittencourt, J. A., Sahai, Y., Teixeira, N. R., and Takahashi, H. (1992). A comparative study of low-latitude ionospheric and OI 630nm nightglow observations with the SLIM and IRI models. *Advances in Space Research*, 12 :275–278.
- [Blelly et al., 2019] Blelly, P. L., Marchaudon, A., Indurain, M., Witasse, O., Amaya, J., Chide, B., André, N., Génot, V., Goutenoir, A., and Bouchemit, M. (2019). Transplanet : A web service dedicated to modeling of planetary ionospheres. *Planetary and Space Science*, 169 :35–44.
- [Blelly and Schunk, 1993] Blelly, P. L. and Schunk, R. W. (1993). A comparative study of the time-dependent standard 8-, 13- and 16-moment transport formulations of the polar wind. *Annales Geophysicae*, 11(6) :443–469.
- [Booker, 1956] Booker, H. (1956). A theory of scattering by nonisotropic irregularities with application to radar reflections from the aurora. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 8(4) :204 – 221.
- [Briggs and Parkin, 1963] Briggs, B. and Parkin, I. (1963). On the variation of radio star and satellite scintillations with zenith angle. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 25(6) :339 – 366.
- [Chapman, 1931] Chapman, S. (1931). The absorption and dissociative or ionizing effect of monochromatic radiation in an atmosphere on a rotating earth. *Proceedings of the Physical Society*, 43(1) :26–45.
- [Chisham et al., 2007] Chisham, G., Lester, M., Milan, S. E., Freeman, M. P., Bristow, W. A., Grocott, A., McWilliams, K. A., Ruohoniemi, J. M., Yeoman, T. K., Dyson, P. L., Greenwald, R. A., Kikuchi, T., Pinnock, M., Rash, J. P. S., Sato, N., Sofko, G. J.,

- Villain, J.-P., and Walker, A. D. M. (2007). A decade of the super dual auroral radar network (superdarn) : scientific achievements, new techniques and future directions. *Surveys in Geophysics*, 28(1) :33–109.
- [Chisham et al., 2008] Chisham, G., Yeoman, T. K., and Sofko, G. J. (2008). Mapping ionospheric backscatter measured by the superdarn hf radars ; part 1 : A new empirical virtual height model. *Annales Geophysicae*, 26(4) :823–841.
- [Cogger et al., 1985] Cogger, L., Murphree, J., Tepley, C., and Meriwether, J. (1985). Measurements of the e region neutral wind field. *Planetary and Space Science*, 33(4) :373 – 379.
- [Coleman, 1998] Coleman, C. J. (1998). A ray tracing formulation and its application to some problems in over-the-horizon radar. *Radio Science*, 33(4) :1187–1197.
- [Covington, 1947] Covington, A. E. (1947). Micro-Wave Solar Noise Observations During the Partial Eclipse of November 23, 1946. *Nature*, 159(4038) :405–406.
- [de Larquier, 2014] de Larquier, S. (2014). *The mid-latitude Ionosphere under quiet geomagnetic conditions : Propagation analysis of SuperDARN radar observations for large Ionospheric perturbations*. PhD thesis, Virginia Tech, UMI 3585733. PhD dissertation.
- [de Larquier et al., 2011] de Larquier, S., Ruohoniemi, J. M., Baker, J. B. H., Ravindran, V. N., and Lester, M. (2011). First observations of the midlatitude evening anomaly using super dual auroral radar network (superdarn) radars. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 116(A10).
- [Drob et al., 2008] Drob, D. P., Emmert, J. T., Crowley, G., Picone, J. M., Shepherd, G. G., Skinner, W., Hays, P., Niciejewski, R. J., Larsen, M., She, C. Y., Meriwether, J. W., Hernandez, G., Jarvis, M. J., Sipler, D. P., Tepley, C. A., O’Brien, M. S., Bowman, J. R., Wu, Q., Murayama, Y., Kawamura, S., Reid, I. M., and Vincent, R. A. (2008). An empirical model of the Earth’s horizontal wind fields : HWM07. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 113(A12) :A12304.
- [Eccles et al., 2015] Eccles, J. V., St. Maurice, J. P., and Schunk, R. W. (2015). Mechanisms underlying the prereversal enhancement of the vertical plasma drift in the low-latitude ionosphere. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 120(6) :4950–4970.
- [Emmert et al., 2008] Emmert, J. T., Drob, D. P., Shepherd, G. G., Hernandez, G., Jarvis, M. J., Meriwether, J. W., Niciejewski, R. J., Sipler, D. P., and Tepley, C. A. (2008). DWM07 global empirical model of upper thermospheric storm-induced disturbance winds. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 113(A11) :A11319.
- [Farley et al., 1986] Farley, D. T., Bonelli, E., Fejer, B. G., and Larsen, M. F. (1986). The prereversal enhancement of the zonal electric field in the equatorial ionosphere. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 91(A12) :13723–13728.
- [Fock, 1965] Fock, V. (1965). *Electromagnetic Diffraction and Propagation Problems*. Pergamon Press.
- [Forbes, 1981] Forbes, J. M. (1981). The equatorial electrojet. *Reviews of Geophysics*, 19(3) :469–504.
- [Foucault et al., 2018] Foucault, E., Blelly, P.-L., Marchaudon, A., Serant, D., and Trilles, S. (2018). Equatorial ionosphere characterization for sub-saharan africa sbas. *Proceedings of the 31st International Technical Meeting of the Satellite Division of The Institute of Navigation (ION GNSS+ 2018)*, Miami, Florida(September 2018) :2222–2240.

- [Fuller-Rowell et al., 1997] Fuller-Rowell, T., Codrescu, M., Fejer, B., Borer, W., Marcos, F., and Anderson, D. (1997). Dynamics of the low-latitude thermosphere : Quiet and disturbed conditions. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 59(13) :1533 – 1540. The Ninth International Symposium on Equatorial Aeronomy.
- [Gill, 1951] Gill, S. (1951). A process for the step-by-step integration of differential equations in an automatic digital computing machine. *Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, 47(1) :96–108.
- [Greenwald et al., 1995] Greenwald, R. A., Baker, K. B., Dudeney, J. R., Pinnock, M., Jones, T. B., Thomas, E. C., Villain, J. P., Cerisier, J. C., Senior, C., Hanuise, C., Hunsucker, R. D., Sofko, G., Koehler, J., Nielsen, E., Pellinen, R., Walker, A. D. M., Sato, N., and Yamagishi, H. (1995). Darn/superdarn. *Space Science Reviews*, 71(1) :761–796.
- [Greenwald et al., 2017] Greenwald, R. A., Frissell, N., and Larquier, S. (2017). The importance of elevation angle measurements in hf radar investigations of the ionosphere. *Radio Science*, 52(3) :305–320.
- [Hanuise et al., 1985] Hanuise, C., Greenwald, R. A., and Baker, K. B. (1985). Drift motions of very high latitude f region irregularities : Azimuthal doppler analysis. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 90(A10) :9717–9725.
- [Haselgrove, 1955] Haselgrove, J. (1955). Ray Theory and a New Method for Ray Tracing. In *Physics of the Ionosphere*, page 355.
- [Huba et al., 2000] Huba, J. D., Joyce, G., and Fedder, J. A. (2000). Sami2 is another model of the ionosphere (sami2) : A new low-latitude ionosphere model. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 105(A10) :23035–23053.
- [Huba et al., 2008] Huba, J. D., Joyce, G., and Krall, J. (2008). Three-dimensional equatorial spread f modeling. *Geophysical Research Letters*, 35(10).
- [Jones and Stephenson, 1975] Jones, R. M. and Stephenson, J. J. (1975). A versatile three-dimensional ray tracing computer program for radio waves in the ionosphere. Technical report.
- [Kelley et al., 2009] Kelley, M. C., Ilma, R. R., and Crowley, G. (2009). On the origin of pre-reversal enhancement of the zonal equatorial electric field. *Annales Geophysicae*, 27(5) :2053–2056.
- [Klobuchar, 1987] Klobuchar, J. A. (1987). Ionospheric time-delay algorithm for single-frequency gps users. *IEEE Transactions on Aerospace and Electronic Systems*, AES-23(3) :325–331.
- [Kumar, 1988] Kumar, M. (1988). World geodetic system 1984 : A modern and accurate global reference frame. *Marine Geodesy*, 12(2) :117–126.
- [Le et al., 2010] Le, G., Slavin, J. A., and Strangeway, R. J. (2010). Space technology 5 observations of the imbalance of regions 1 and 2 field-aligned currents and its implication to the cross-polar cap pedersen currents. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 115(A7).
- [Lei et al., 2004] Lei, J., Liu, L., Wan, W., Zhang, S.-R., and Holt, J. M. (2004). A statistical study of ionospheric profile parameters derived from millstone hill incoherent scatter radar measurements. *Geophysical Research Letters*, 31(14).
- [Leontovich and Floch, 1946] Leontovich, M. and Floch, V. (1946). Solution of propagation of electromagnetic waves along the earth’s surface by the method of parabolic equations. *J. Phys. USSR*, 10 :13–23.

- [Mannucci et al., 1998] Mannucci, A. J., Wilson, B. D., Yuan, D. N., Ho, C. H., Lindqwister, U. J., and Runge, T. F. (1998). A global mapping technique for gps-derived ionospheric total electron content measurements. *Radio Science*, 33(3) :565–582.
- [Marchaudon and Blelly, 2015] Marchaudon, A. and Blelly, P.-L. (2015). A new interhemispheric 16-moment model of the plasmasphere-ionosphere system : Ipim. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 120(7) :5728–5745.
- [Marchaudon et al., 2018] Marchaudon, A., Blelly, P.-L., Grandin, M., Aikio, A., Kozlovsky, A., and Virtanen, I. (2018). Ipim modeling of the ionospheric f2 layer depletion at high latitudes during a high-speed stream event. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 123(8) :7051–7066.
- [Marconi, 1902] Marconi, G. (1902). A Note on the Effect of Daylight upon the Propagation of Electromagnetic Impulses over Long Distances. *Proceedings of the Royal Society of London Series I*, 70 :344–347.
- [Milan et al., 1997] Milan, S. E., Yeoman, T. K., Lester, M., Thomas, E. C., and Jones, T. B. (1997). Initial backscatter occurrence statistics from the CUTLASS HF radars. *Annales Geophysicae*, 15 :703–718.
- [Nosikov et al., 2017] Nosikov, I. A., Klimenko, M. V., Bessarab, P. F., and Zhabankov, G. A. (2017). Application of the nudged elastic band method to the point-to-point radio wave ray tracing in IRI modeled ionosphere. *Advances in Space Research*, 60 :491–497.
- [Onwumechikli, 1998] Onwumechikli, C. A. (1998). *Equatorial Electrojet*. CRC Press.
- [Oryema et al., 2015] Oryema, B., Jurua, E., D’ujanga, F., and Ssebiyonga, N. (2015). Investigation of tec variations over the magnetic equatorial and equatorial anomaly regions of the african sector. *Advances in Space Research*, 56(9) :1939 – 1950. *Advances in Equatorial, Low- and Mid-Latitude Mesosphere, Thermosphere and Ionosphere Studies*.
- [P. M. Kintner and Hinks, 2009] P. M. Kintner, T. E. H. and Hinks, J. (2009). Gns and ionospheric scintillation : How to survive the next solar maximum. *Inside GNSS*, 4(4) :22–30.
- [Perry et al., 2017] Perry, G. W., James, H. G., Gillies, R. G., Howarth, A., Hussey, G. C., McWilliams, K. A., White, A., and Yau, A. W. (2017). First results of hf radio science with e-pop rri and superdarn. *Radio Science*, 52(1) :78–93.
- [Picone et al., 2002] Picone, J. M., Hedin, A. E., Drob, D. P., and Aikin, A. C. (2002). Nrlmsise-00 empirical model of the atmosphere : Statistical comparisons and scientific issues. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 107(A12) :SIA 15–1–SIA 15–16.
- [Pieplu, 2006] Pieplu, J.-M. (2006). *Gps et Galileo. Systèmes de navigation par satellites*. Eyrolles.
- [Rees, 1989] Rees, M. H. (1989). *Physics and chemistry of the upper atmosphere*.
- [Richards et al., 1994] Richards, P. G., Fennelly, J. A., and Torr, D. G. (1994). Euvac : A solar euv flux model for aeronomic calculations. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 99(A5) :8981–8992.
- [Roble and Ridley, 1994] Roble, R. G. and Ridley, E. C. (1994). A thermosphere-ionosphere-mesosphere-electrodynamics general circulation model (time-gcm) : Equinox solar cycle minimum simulations (30–500 km). *Geophysical Research Letters*, 21(6) :417–420.
- [Ruohoniemi et al., 1987] Ruohoniemi, J. M., Greenwald, R. A., Baker, K. B., Villain, J. P., and McCready, M. A. (1987). Drift motions of small-scale irregularities in the

- high-latitude f region : An experimental comparison with plasma drift motions. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 92(A5) :4553–4564.
- [Shepherd, 2017] Shepherd, S. G. (2017). Elevation angle determination for superdarn hf radar layouts. *Radio Science*, 52(8) :938–950.
- [Singh and Misra, 1967] Singh, R. N. and Misra, K. D. (1967). Formation of Equatorial Electrojet Current Layers. *Nature*, 214(5086) :375–376.
- [Taylor, 1950] Taylor, G. I. (1950). The instability of liquid surfaces when accelerated in a direction perpendicular to their planes. i. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, 201(1065) :192–196.
- [Thébault et al., 2015] Thébault, E., Finlay, C. C., Beggan, C. D., Alken, P., Aubert, J., Barrois, O., Bertrand, F., Bondar, T., Boness, A., Brocco, L., Canet, E., Chambodut, A., Chulliat, A., Coisson, P., Civet, F., Du, A., Fournier, A., Fratter, I., Gillet, N., Hamilton, B., Hamoudi, M., Hulot, G., Jager, T., Korte, M., Kuang, W., Lalanne, X., Langlais, B., L eger, J.-M., Lesur, V., Lowes, F. J., Macmillan, S., Mandea, M., Manoj, C., Maus, S., Olsen, N., Petrov, V., Ridley, V., Rother, M., Sabaka, T. J., Saturnino, D., Schachtschneider, R., Sirol, O., Tangborn, A., Thomson, A., T offner-Clausen, L., Vigneron, P., Wardinski, I., and Zvereva, T. (2015). International Geomagnetic Reference Field : the 12th generation. *Earth, Planets, and Space*, 67 :79.
- [Timo cin et al., 2018] Timo cin, E.,  nal,  ., and G ker,  . D. (2018). A comparison of iri-2016 fof2 predictions with the observations at different latitudes during geomagnetic storms. *Geomagnetism and Aeronomy*, 58(7) :846–856.
- [Villain et al., 1985] Villain, J. P., Caudal, G., and Hanuise, C. (1985). A safari-eiscat comparison between the velocity of f region small-scale irregularities and the ion drift. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 90(A9) :8433–8443.
- [Villain et al., 1987] Villain, J. P., Greenwald, R. A., Baker, K. B., and Ruohoniemi, J. M. (1987). Hf radar observations of e region plasma irregularities produced by oblique electron streaming. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 92(A11) :12327–12342.
- [Weaver, 1965] Weaver, P. F. (1965). Backscatter echoes from field-aligned irregularities in the f region. *Journal of Geophysical Research*, 70(21) :5425–5432.
- [Wu et al., 2004] Wu, C.-C., Fry, C., Liu, J.-Y., Liou, K., and Tseng, C.-L. (2004). Annual tec variation in the equatorial anomaly region during the solar minimum : September 1996–august 1997. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 66(3) :199 – 207.
- [Yeoman et al., 2008] Yeoman, T. K., Chisham, G., Baddeley, L. J., Dhillon, R. S., Karhunen, T. J. T., Robinson, T. R., Senior, A., and Wright, D. M. (2008). Mapping ionospheric backscatter measured by the superdarn hf radars ; part 2 : Assessing superdarn virtual height models. *Annales Geophysicae*, 26(4) :843–852.
- [Yokoyama et al., 2019] Yokoyama, T., Jin, H., Shinagawa, H., and Liu, H. (2019). Seeding of equatorial plasma bubbles by vertical neutral wind. *Geophysical Research Letters*, 46(13) :7088–7095.

Annexe A

Étude de l'ionosphère équatoriale en zone sub-saharienne

1.1 Introduction

Ce Chapitre est consacré à la présentation du travail que j'ai mené au cours du premier semestre 2018 au sein de l'entreprise Thales Alenia Space (TAS), à Toulouse. Cet échange fut motivé par ma demande de découverte du milieu industriel et du travail d'ingénieur. J'ai pu intégrer les équipes chargées des problématiques liées à la navigation et positionnement par satellite, encadré par Sébastien Trilles sur le site de TAS Toulouse. Mon travail au sein de ces équipes a été de fournir un appui scientifique sur la caractérisation de l'ionosphère équatorial et étudier l'impact de celle-ci sur la transmission des signaux de positionnement. Cette étude s'inscrivait dans un contexte industriel de réponse à appel d'offre lancé par l'Agence spatiale Européenne (ESA), pour étudier la faisabilité d'un réseau d'augmentation du positionnement par GNSS (Global Navigation Satellite System) en zone ASECNA (Agence pour la sécurité de la navigation aérienne en Afrique et à Madagascar). Une note technique résumant l'ensemble de l'étude scientifique sur l'ionosphère équatoriale a été jointe à la réponse de TAS, qui a été accepté en Septembre 2018. La présentation ici présentée est extraite de la publication [Foucault et al., 2018].

1.2 Étude de la variabilité de l'ionosphère équatoriale

Pour cette étude, j'ai examiné les signaux de positionnement collectés par les stations du réseau SAGAIE pendant les années 2014 à 2017. Ce réseau de stations est possédé par le CNES et situé en zone sub-saharienne. Pour chacun des stations du réseau, l'ensemble des messages de navigation reçues pendant cette période ont été traité afin d'obtenir les données de TEC, de scintillations d'amplitudes et de phases. Les données collectées sont associées aux signaux de positionnement des satellites GNSS des constellations GPS (Etats-Unis), GLONASS (Russie) et GALILEO (Europe). En faisant l'hypothèse d'une ionosphère infiniment fine à une altitude constante de 350 km, les données extraites de chacun des signaux de navigations sont associées au point de pénétration dans l'ionosphère, correspondant au point d'intersection entre la ligne de visée du satellite vers la station et l'ionosphère. Le suivi de multiple satellite au cours du temps par un réseau de station sol fixe a permis d'établir des cartes d'évolution des paramètres ionosphériques au-dessus de la zone de mesure.

Mon travail au cours de cette mission a été divisé en deux parties. Dans un premier temps, j'ai mené un travail bibliographique afin d'identifier les processus ionosphériques propres à l'ionosphère équatoriale. Dans un second temps, j'ai étudié l'impact de ces processus sur les signaux de navigation et les variations temporelles de l'ionosphère sur différentes échelles de temps (cycle solaire, cycle saisonnier, cycle diurne).

L'étude de ces données a permis de mettre en évidence des mesures de densités électroniques et de scintillations plus élevées qu'en région Europe par exemple, mais reproduites de façon satisfaisante par les modèles développés et utilisés par TAS. Cependant, les données utilisées pour cette étude ont été mesurées lors de la phase décroissante du cycle solaire. Une estimation des amplitudes du TEC et de la scintillation lors du prochain maximum solaire a montré qu'elles seraient plus élevées que les valeurs mesurées. Des développements supplémentaires des modèles d'ionosphères et de scintillations utilisés par TAS, ont été effectué pour couvrir ces possibles taux.

Equatorial Ionosphere Characterization for Sub-Saharan Africa SBAS

Etienne Foucault, Pierre-Louis Blelly, Aurélie Marchaudon, Institute of Research in Astrophysics and Planetology, *Toulouse, France*

Damien Serant, Sébastien Trilles, *THALES ALENIA SPACE, Toulouse, France*

BIOGRAPHY (IES)

Etienne Foucault is a Ph. D. student in Astrophysics working at IRAP (Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie), Toulouse, France, currently working on High frequency radio wave propagation in the mid latitude Earth's ionosphere.

Dr. Damien Serant is a research and development system engineer in Thales Alenia Space France since 2011, where he is involved in GNSS signal processing, INS hybridization, ionosphere studies on GNSS and full software GNSS receiver. He has graduated in 2008 as an electronics engineer from the ENAC (Ecole Nationale de l'Aviation Civile), Toulouse, France. He received his Ph.D in signal processing, in 2012 from the INPT, University of Toulouse, France.

Dr. Sébastien Trilles is a Navigation Expert with Thales Alenia Space. He received his Ph.D. degree in Pure Mathematics from the Paul Sabatier University, Toulouse (France) in 2000 and an Advanced M.S. in Space Technology from the ISAE, Toulouse, France in 2003. He is a specialist in navigation algorithms concept and design.

Dr. Pierre-Louis Blelly is a permanent CNRS researcher at IRAP (Toulouse, France). He is graduated from Ecole Polytechnique and Ecole Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace. He is a specialist in numerical modelling of terrestrial ionosphere and developed numerous models, the TRANSCAR/IPIM family models, which are now acknowledged as reference models for the study of the high latitude ionosphere.

Dr. Aurélie Marchaudon is a permanent CNRS researcher at IRAP (Toulouse, France). Her work has been dedicated to a better understanding of the magnetosphere-ionosphere coupling by combining ground-based instrumentation like SuperDARN radars and space-borne instruments and simulation from ionosphere models (TRANSCAR, IPIM). Since 2008, she is the SuperDARN PI of the French Kerguelen radar.

ABSTRACT

Performance Based Navigation (PBN) is a concept developed by ICAO (International Civil Aviation Organization) that specifies the operational performance required in an airspace, route or approach procedure. A Satellite Based Augmentation System (SBAS) enhances the performances of the existing satellite navigation system. It is used to deploy Global Navigation Satellite System (GNSS) approach for PBN procedures. The required performance level for vertical guidance is directly linked to approach category criteria. The real performance provided by an SBAS for a single-frequency user depends on the physical characteristics of the ionospheric layer. As Sub-Saharan Africa corresponds to geomagnetic equator region, the question of ionosphere dynamics characterization in equatorial zone is central to gauge what SBAS performance level can be achievable.

In the equatorial zone the dynamics of the ionosphere is subject to complex physical phenomena, involving rapid recombination of ion-electron pairs. Moreover these phenomena are transient with high local spatial and temporal gradients. These zones promote the occurrence of scintillation phenomena, bubbles (strong local fall of TEC (Total Electron Content)), and small scale gradients, which must be evaluated for the ionosphere modeling and integrity data generation.

Based on a large volume of GNSS measurements covering more than four years of data collected, Thales Alenia Space associated with IRAP (Astrophysics and Planetology Research Institute, Toulouse, France), present a panorama of observed physical events through the ionosphere in Sub-Saharan Africa zone. The main purpose of this study is to establish a clear view on the physical mechanisms that drive the equatorial ionosphere dynamics and the effects on GNSS measurements. This study

is supported by information coming from TEC values, TEC gradients amplitudes, and the nature of scintillation events as intensity, impact area and occurrence in time.

Conclusion of these activities is to highlight that ionosphere conditions above sub-Saharan area are consistent with the performances level of SBAS approach with vertical guidance. Indeed scientific analyses show that a precise service level is possible on this zone with a very good level of availability above the main airports.

INTRODUCTION

With the development of long range communication and Global Positioning System (GPS), a worldwide coverage becomes available. Industrial use of GPS positioning such as precise point positioning has also profited from this development. Safety of life algorithm was already in use for North American Flight Aviation (WAAS) or in Europe with EGNOS (European Geostationary Navigation Overlay System). Currently, the main source of single frequency GPS measurements error is the ionosphere, because of its effects on the propagation of radio wave signals. Position accuracy of users with single-frequency signal is directly affected by these errors. Mid-latitude ionosphere shows sufficiently low and slow variation of ionospheric quantities to allow the use of such a GPS regional augmentation system. Interrogations are raised regarding the development of such system in the region of the geomagnetic equator, which is known to host more perturbative processes.

In this paper, we present a study of the equatorial ionosphere based on the data monitored by the SAGAIE network of stations from 2014 to 2017. SAGAIE is a project funded by the Centre National d'Etude Spatiale (CNES - French Space Agency) in cooperation with ASECNA. The objective of SAGAIE was to assess the feasibility of an SBAS in sub-Saharan equatorial region by a better characterization of the ionosphere activity in the zone (scintillation, high electron density gradient, bubbles...). To probe the ionosphere layer over the area of interest, SAGAIE has deployed from mid-2013 and maintain a network of GNSS stations to collect raw GNSS measurements. The SAGAIE network is composed of 5 stations and has been complemented in mid-2015 by 4 stations in the frame of the MONITOR project (ESA – European Space Agency). The stations are operated by ASECNA. A description of the network can be found in [1].

To begin with, a short reminder of the ionosphere formation and structure is presented. Then in the second section, the equatorial ionosphere properties are described. In the third section, study results are analyzed and then discussed. Finally a conclusion of the equatorial ionosphere study is proposed.

IONOSPHERE

The Earth's ionosphere is a part of the atmosphere, ranging typically from 60 km to 3000 km altitude. It is composed of ions and electrons, resulting from the ionization of atmosphere's neutrals by solar radiation. Historically, the ionosphere has been discovered because of its perturbative effect on radio wave propagation. Dense ionosphere regions lay between 100 and 500 km altitude.

The ionosphere is dependent from the Earth-Sun configuration and its properties evolve with respect to them. A strong link between ionization levels and solar cycle (i.e. solar irradiation) is observed. Also the ionosphere relates to the Earth's atmosphere, as it brings the needed particles to be ionized by solar irradiance.

In this section, we will briefly introduce the solar activity, then discuss the ionosphere formation and finally, describe the main regions of interest in the ionosphere. Presentation is based on [2].

Solar activity

The solar cycle activity follows an 11-year cycle. Last solar activity maximum was registered in 2014 and the next one is awaited for 2025. We are now at the end of solar cycle 24. A proxy of solar activity is F10.7 index which evolution for solar cycle 23 and 24 is shown on **Figure 1**. Solar activity is characterized by the variability of the solar flux, especially in the EUV/XUV range (0.1-100 nm). This part of the solar spectrum is responsible for the ionization of the neutral species in the upper atmosphere and thus is a critical parameter for the ionosphere. Some proxies have been developed for measuring this activity and all have the same behavior with an eleven year periodicity. With this respect we have plotted on **Figure 1** F10.7, MgII index and Sunspot number for the solar cycles 23 and 24. There is a strong correlation between them, F10.7 is one historical index chosen to characterize this activity and is used to parameterize the solar flux in the EUV/XUV range. Bottom panel of **Figure 1** presents the evolution of the solar flux irradiance in the range (0.1-100 nm) derived from FISM (Fare Irradiance Spectral Model) [3], during the two cycles. There is a clear correlation with solar indices.

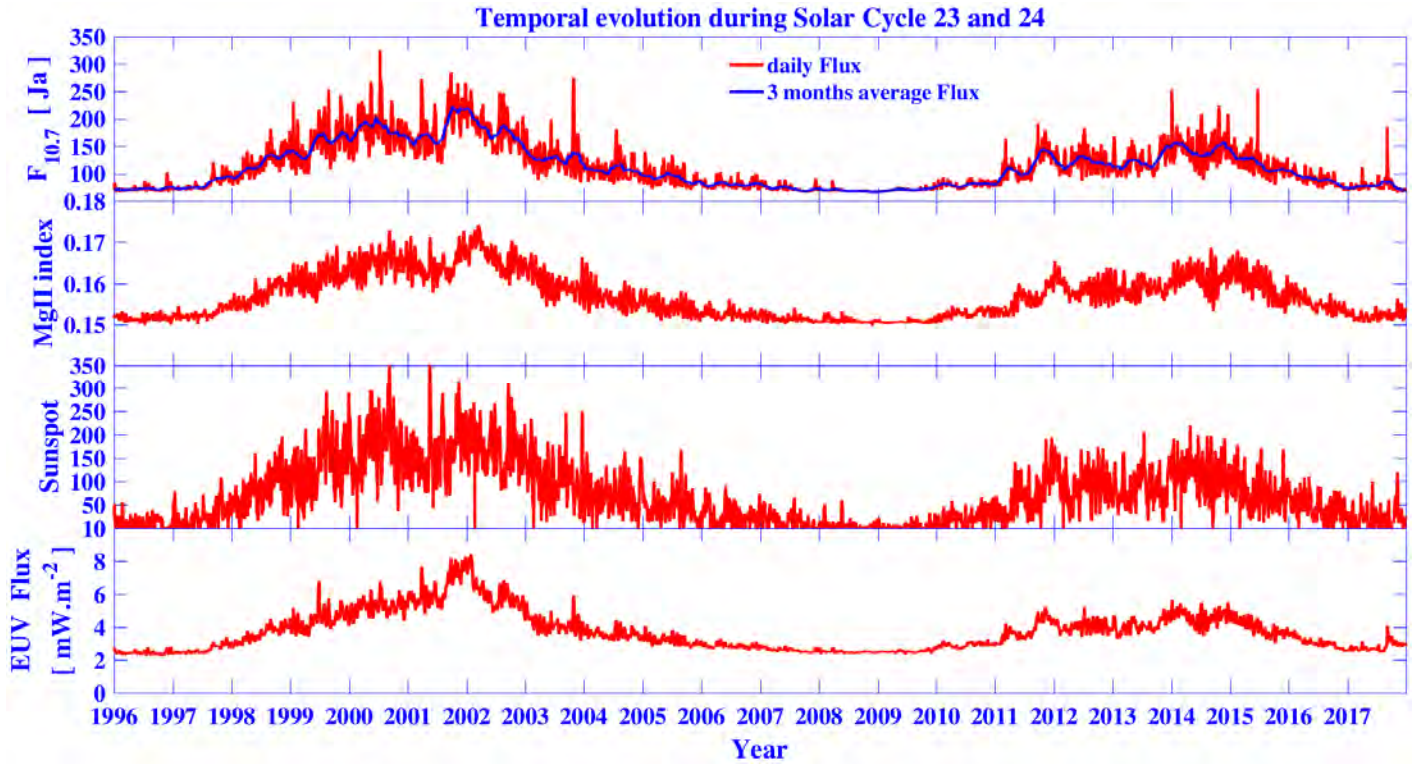


Figure 1: Temporal evolution of different solar activity proxy during solar cycles 23 and 24. From up to bottom is presented the solar flux F10.7 daily variation (in red) and the 3-month averaged variation (in blue), the MgII ray index, the sunspot number and the EUV solar irradiance (0.1-100 nm).

Ionosphere formation

The ionosphere is the product of the interaction between solar radiation and Earth's atmosphere. The upper part of the atmosphere acts as a shield, absorbing most of the radiation and incident particles. Absorption leads to excitation of the neutral component as some energy is lost by the incident radiation. If the energy received by the neutral is sufficient, an electron will be stripped from it, creating an ion-electron pair. When the radiation flux are high enough (i.e. during the day) a large number of ion-electrons pairs are created, forming a plasma, with a maximum density around approximately 250km. This is the so-called ionosphere.

As the neutral components change with respect to the altitude and as the absorption rates also vary with altitude, the ionosphere is structured in different layers. In this study, the assumption of gravitational balance is taken. We suppose each atmospheric component in hydrostatic equilibrium. Therefore, if we also suppose the gravity field g uniform along the altitude and an isotherm atmosphere, we can write the concentration profile over altitude z of a specie n as:

$$n_n(z) = n_n^0 e^{\left\{-\frac{m_0 g}{k_b T_n}(z-z_0)\right\}} = n_n^0 e^{\left\{-\frac{z-z_0}{H_n}\right\}}$$

Where n_n^0 is the concentration level of the specie n at the reference altitude z_0 , k_b is the Boltzmann constant and $H_n = \frac{k_b T_n}{m_0 g}$ is the scale height of the species n . Atmospheric profiles are displayed in **Figure 2**. It shows the dominant molecular species at lower altitude and atomic species at high altitude because of the gravitational filtering. The major ionization source is the solar irradiance (UV light).

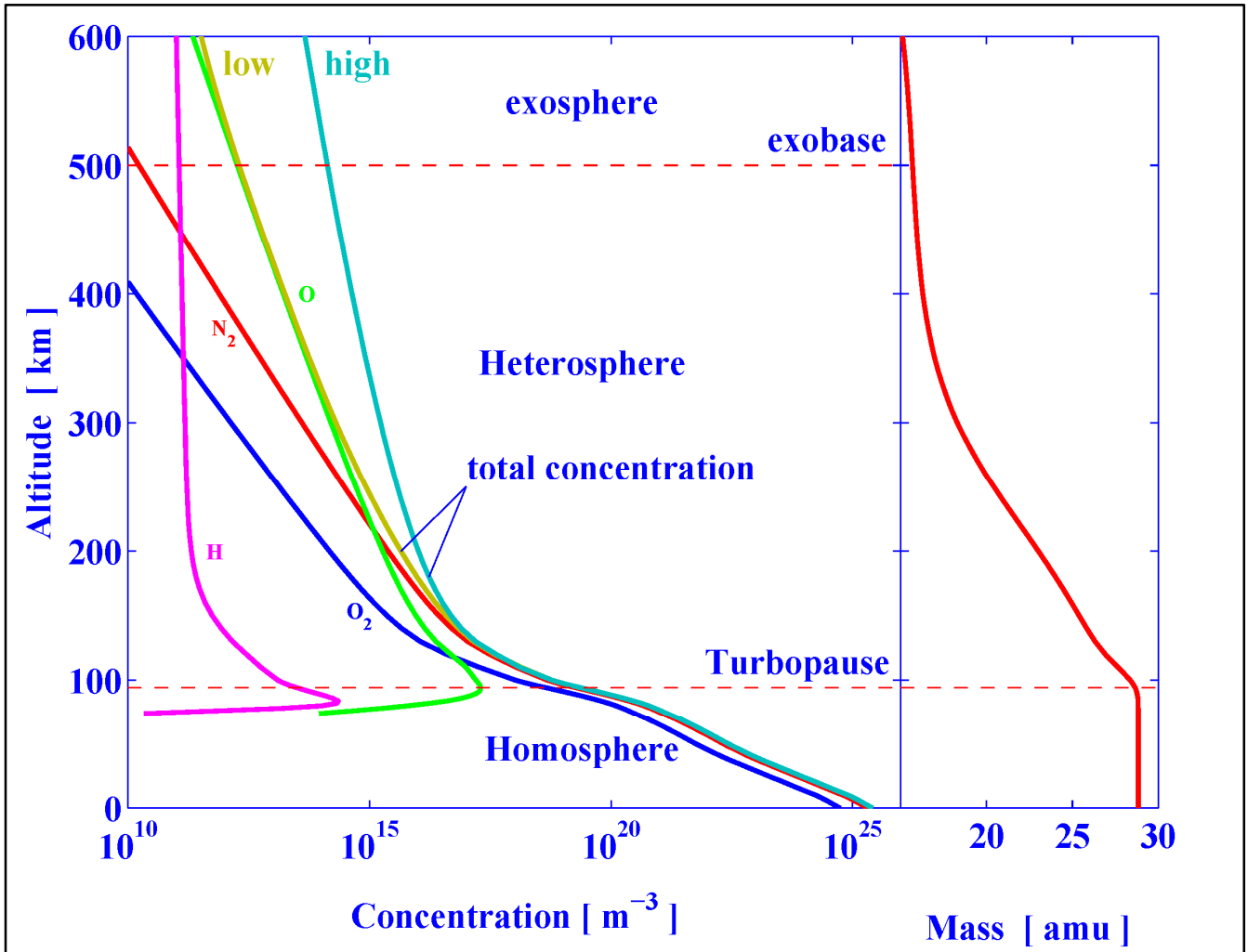


Figure 2: Atmosphere Vertical Profile

Ionosphere structure

The ionosphere is divided in different layers, depending on the altitude. Main ionosphere “regions” or “layers” are the D region (60 to 90 km altitude), E region (90 to 150 km) and the F region (150 to 500 km). Those regions are defined with respect to the main processes and mechanisms governing them, and also because of their chemistry composition. Electron density profile with respect to altitude is displayed in **Figure 3**.

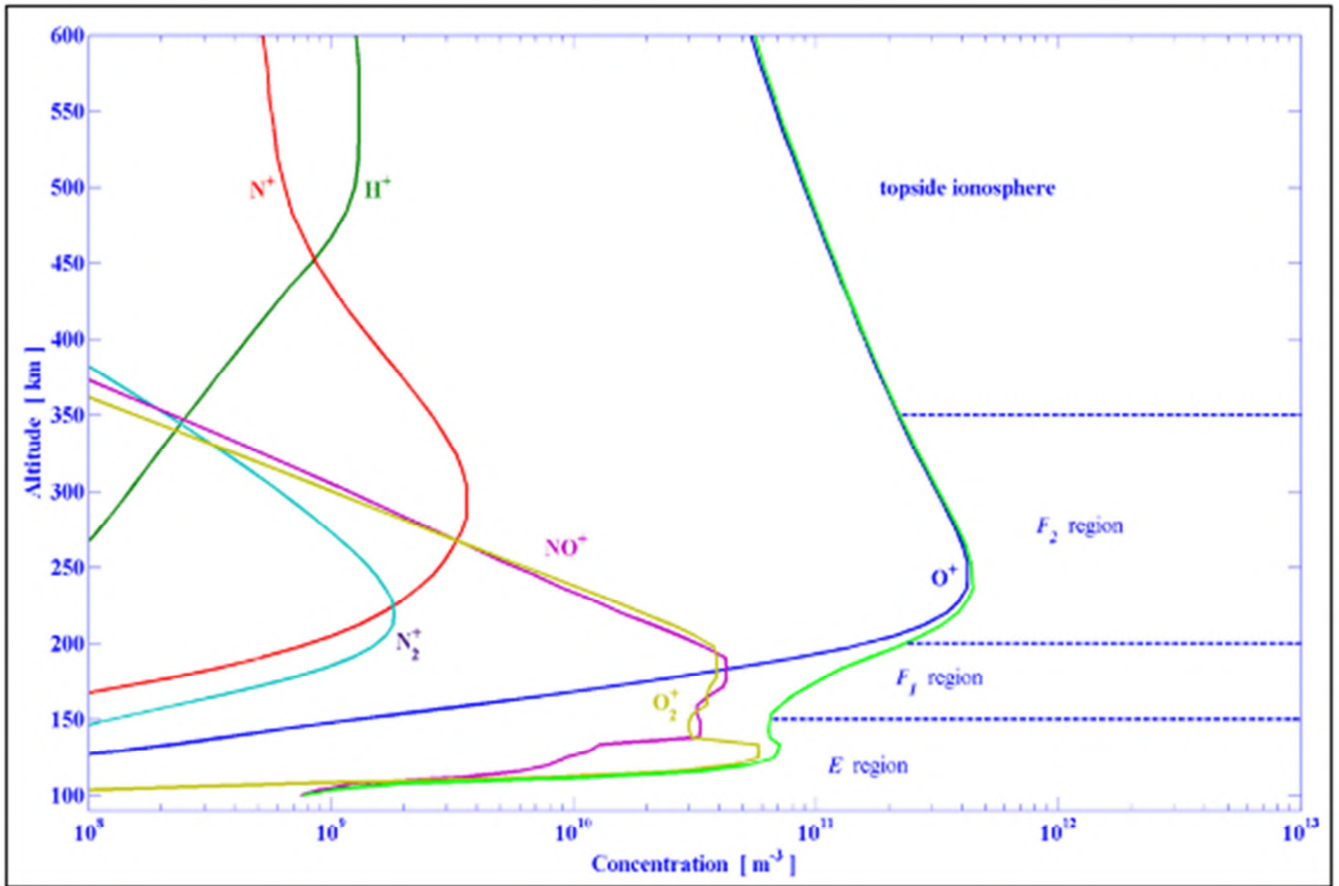


Figure 3: Density profile of ionospheric species, depending on altitude

EQUATORIAL IONOSPHERE PROPERTIES

At the equator, local physical processes develop in the ionosphere, mainly caused by the magnetic field line geometry. In order to understand the profile monitored by the GPS navigation data, it is important to review these ionospheric properties. First we describe the equatorial electrojet, which is an electrical current parallel to the magnetic equator. Then we present the equatorial fountain, a wide convective movement. Finally, we present the equatorial plasma bubbles, an evening feature of the equatorial ionosphere, which cause rapid TEC variations.

Equatorial Electrojet

The main property of the equatorial ionosphere is an electrical current flowing parallel to the magnetic equator. It is flowing eastward on the day side, and westward on the night side and is driven by neutral wind. Solar illumination heats the equatorial upper atmosphere. The temperature gradient between the dawn and evening side generates a strong eastward wind. In the lower part of the ionosphere, the movement of the ions is driven by the collisions with the neutrals while the electrons are trapped around magnetic field lines. Therefore, ions also move eastward, driven by the eastward neutral wind. This difference of behavior between ions and electrons implies a drift velocity $\vec{V}_i - \vec{V}_e$ between species which creates an electrical current:

$$\vec{j} = N_e e (\vec{V}_i - \vec{V}_e)$$

named the Equatorial Electrojet (EEJ). A worldwide estimation of its location is shown in **Figure 4**. We clearly see the electrojet is located in a narrow region collocated with magnetic equator. A more detailed study of the equatorial electrojet can be found in [4].

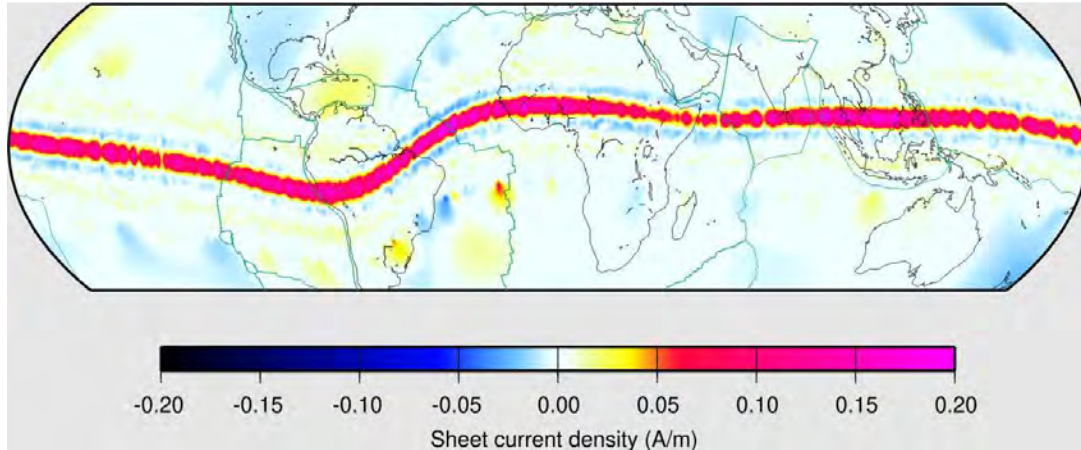


Figure 4: Worldwide electrojet monitoring [4].

Equatorial Fountain

The magnetic field lines at the equator are almost horizontal and northward. The presence of the Equatorial Electrojet, and the Earth magnetic field \vec{B} induce in the upper part of the ionosphere a vertical movement, which is the same for all charged species:

$$\vec{V} = \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2}$$

Plasma is transported upward, uplifting lower regions of the ionosphere at higher altitudes. This motion is perpendicular to \vec{B} , but the movement of the particles follows the magnetic field lines and eventually, gravity acceleration will catch up the effect and bring down the particles still following magnetic field lines. Hence creating an accumulation of the electron density on latitude $\pm 15^\circ$ and a depletion at the equator. This phenomena is called Appleton Anomaly or also equatorial fountain due to its shower-like movement. This process is illustrated in Figure 5. Further development and precision of the Equatorial Fountain mechanism can be found in [5].

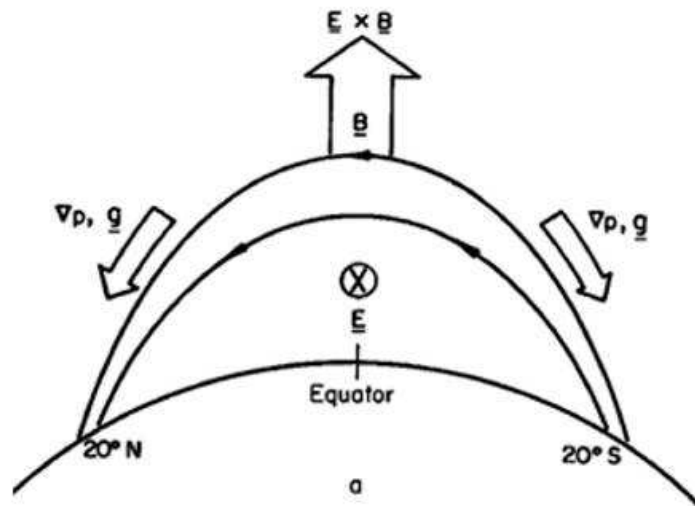


Figure 5 : Equatorial fountain process scheme [6]

Equatorial Plasma Bubbles

As we have defined the equatorial fountain we can now introduce the main source of perturbation for radio signal propagation in the equatorial region: the Equatorial Plasma Bubbles (EPB). They are created when a large amount of electrons is uplifted by the fountain effect, which occurs preferably in the evening, before the EEJ inversion. As the EEJ is about to reverse a sudden and short increase of the electrical current amplitude is observed, accelerating the fountain effect. As the Sun goes

down, recombination process starts at lower altitude, where the collision rate is important, while the uplifted particles will stay ionized longer due to a lower collision rate. Ionosphere is then separated into two different regions: one at lower altitude with lower electron density due to the recombination enhancement, and a second at upper altitude where recombination is delayed due to the amount of plasma transported by the fountain effect. This density gradient may create a Rayleigh-Taylor instability, driving the generation of plasma bubbles, which are bubbles of tenuous electron density moving upward, or, bubbles of dense electron density moving downward. Those bubbles create strong TEC gradients along the GNSS satellite line-of-sight and produce high scintillation, impacting the propagation of radio wave signals at sunset. Equatorial plasma bubbles have been simulated by [7], a result is shown in **Figure 6**.

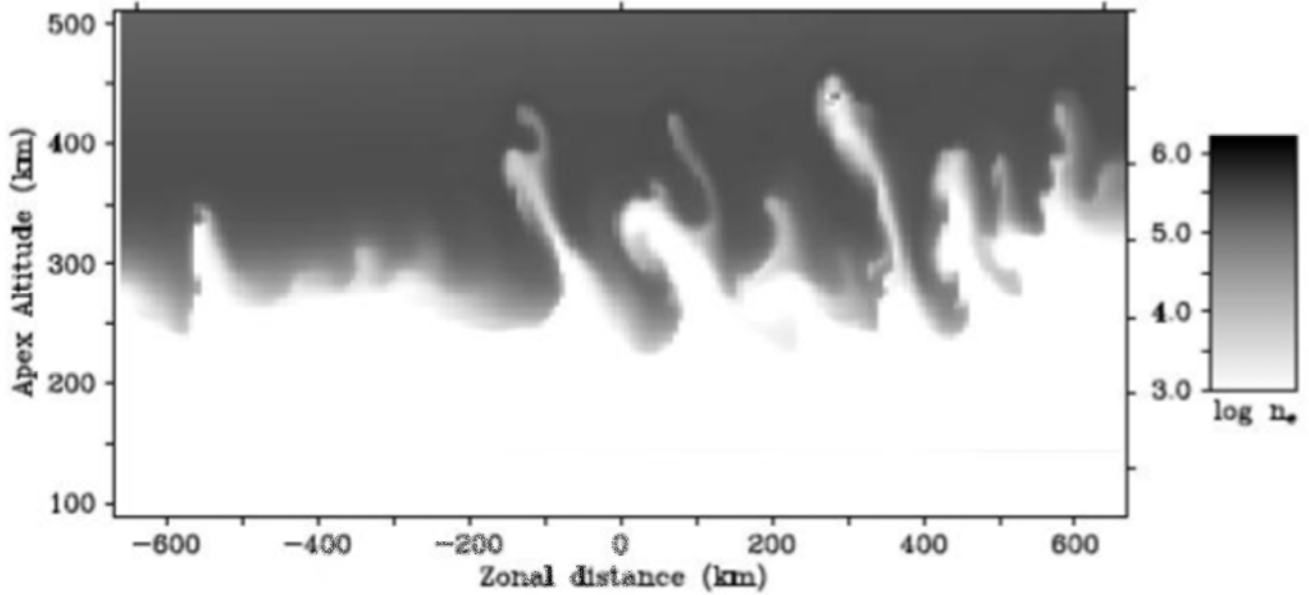


Figure 6: Plasma bubbles simulation [7]

METHOD

In this section, we introduce the ionospheric quantities we have been looking for this study. First of all, we introduce the Total Electron Content (TEC), the Along Arc TEC Rate (AATR) and finally the scintillation index S_4 .

Total Electron Content

One of the quantity we would like to follow is the variation of the electron density N_e . We define the Total Electron Content as the quantity of electron along the Line-of-Sight (LoS):

$$TEC = \int_L N_e dl$$

Where L is the optical length, N_e the electron density, dl a finite element of LoS. TEC is proportional to the ionization of the ionosphere, but it does not represent the variation in altitude.

Along Arc TEC Rate

For a later purpose of this study, we have to define the Along Arc TEC Rate (AATR), which is calculated as:

$$AATR = \frac{1}{M^2(E_i)} \frac{dSTE C}{dt}$$

Where $\frac{dSTE C}{dt}$ is the TEC temporal gradient, $M(E_i)$ is a weighted function proportional to the solar zenith angle.

Data

For this paper, we look at four years of data from the SAGAIE network deployed in the West Africa area. This network is collecting receiver raw measurements (in the form of Rinex (Receiver Independent Exchange Format) observation) since mid-2013. Every visible GNSS satellite observed during this time period has been sampled at 1 Hz sampling rate. List of the used stations is displayed below.

Station	Antenna	Latitude (°)	Longitude (°)	Altitude (m)
Dakar	Novatel	14.749	-17.492	67.202
Dakar	Septentrio	14.749	-17.492	67.202
Douala	Novatel	4.013	9.715	62.835
Lome	Novatel	6.168	1.252	69.638
Lome	Septentrio	6.168	1.252	69.638
Ndjamena	Novatel	12.128	15.033	316.765
Ouagadougou	Novatel	12.356	-1.513	377.48

Each station has monitored every navigation satellites from the following constellation:

- GALILEO: E1, E2, E5
- GPS: L1, L2, L5
- GLONASS: G1, G2
- BEIDOU: B1, B2

Using this database, Thales Alenia Space has selected data from the GPS constellation to compute the ionospheric properties. Pseudo range code and phase have been combined to estimate the TEC along each LoS. Considering a station i and a satellite j , we can define for every f_1 frequency measurement:

$$P1_j^i = D + (h1_j - h1^i) + e_j^i + T + \epsilon_1$$

And for frequency f_2 measurement:

$$P2_j^i = D + (h2_j - h2^i) + \gamma e_j^i + T + \epsilon_2$$

Where D is the geometric distance between the station i and the satellite j , $h1$ and $h2$ are the clock estimation error for f_1 and f_2 frequency respectively (pure clock offset plus hardware bias), e the ionospheric delay related to f_1 frequency, T the troposphere delay, ϵ is the residual error estimation containing multipath effects, and $\gamma = \frac{f_1^2}{f_2^2}$. The equation can be rewritten as:

$$P2_j^i = D + (h1_j - h1^i) + IFB_j - IFB^i + \gamma e_j^i + T + \epsilon_2$$

Where $IFB = h2 - h1$ and stands for Inter Frequency Bias. Knowing the IFB , let us compute the ionosphere delay e as:

$$e = \frac{P2_j^i - P1_j^i - IFB_j + IFB^i}{\gamma - 1}$$

For this study, Thales Alenia Space has been able to get the IFB estimation for the GPS constellation only. In the following, only the measurements made using this constellation are presented. To improve and compare the results obtained with this method, an estimation of the ionosphere properties using code and phase measurements would be necessary. From the ionosphere delay e , the TEC measurement has been derived:

$$TEC = e \frac{m_e \epsilon_0 f^2}{e_c^2}$$

Where e_c is the electron electric charge, m_e the electron mass and ϵ_0 the permeability of free space. Finally to smooth the data obtained by this method, a mean computation over 60 seconds has been performed, using a Kalman filter. Final set of data is available at a time step of 1 minute.

Scintillation index S4

The scintillation index S4 measures the temporal variation of a signal intensity. The S4 index is defined as:

$$S_4 = \sqrt{\frac{\langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2}{\langle I \rangle^2}}$$

Where $\langle \rangle$ represents the temporal mean over 60s, I is the intensity of a radio wave signal. During quiet time, the ionosphere profile has low variations, leading to very small changes in the received intensity. The S4 index is close to 0 as the absorption remains constant and low. However, during severe ionospheric events, ionospheric profile shows a rapid variation, leading to an increase of the S4 index as the absorption increases. The signal absorption can be sufficient to prevent a user to receive the signal. Indeed below some intensity threshold, some receivers cannot proceed the information contained in the navigation signal, meaning inability for users to accurately be positioned. In this paper, we will consider that a scintillation index $S_4 \leq 0.3$ does not affect the reception of a signal, and a scintillation index $S_4 > 0.9$ will result in a fully absorbed signal.

LOW FREQUENCY VARIATIONS

Ionospheric ionization rates have temporal variations, mostly related to the solar illumination. The first step of this study is to investigate the different temporal variation rate, which play a role in the equatorial ionosphere formation. To do so, we present here the results for different time scale, going from hourly to annually.

Solar cycle

Annual variations are controlled by solar cycle. As the period chosen spans from early 2014 (solar maximum; F10.7 \approx 140) to end of 2017 (solar minimum; F10.7 \approx 70), the variations are representative of a declining phase of solar cycle (see **Figure 1**). Here we focus on TEC measurements average on a yearly basis. For all available stations considered and low elevations mask applied (elevation $> 5^\circ$), we compute the mean values which are presented in **Figure 7**. TEC is plotted in TECU (1 TECU = $10^{18} e^-/m^3$) as a function of year. TEC standard deviation σ is also plotted. There is a clear correlation between TEC, σ and solar activity, decreasing from a maximum value reached at solar maximum to a minimum reached at solar minimum. This has already been evidenced by [8] who showed a strong correlation between maxima TEC values and solar activity. We can defined two state modes for the ionosphere, one which is quiet during the solar minimum and another one, "severe", during solar maximum, where the ionosphere is expected to be more developed. During the rest of this study, we will try to find more evidence of this behavior in order to validate, or not, this hypothesis.

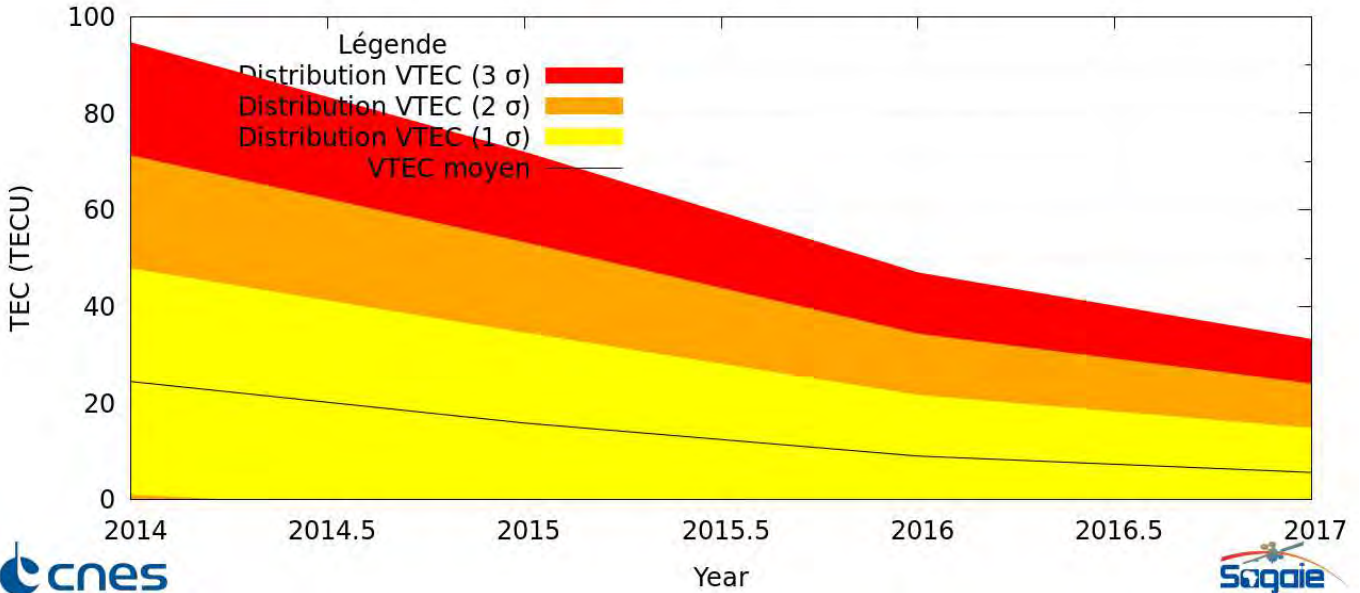


Figure 7: Annual mean TEC value from 2014 to 2017. Black line is $\|TEC\|$, yellow bands are $\|TEC\| \pm \sigma$, orange band is $\|TEC\| + 2\sigma$ and red band is $\|TEC\| + 3\sigma$.

Seasonal

The seasonal variation is related to Earth's orbit and the variation of declination angle δ , the angle between the geographic equator and the ecliptic. This declination controls the amplitude variation of solar zenith angle (SZA) χ which is the angle of the Sun direction with respect to the local vertical axis:

$$\cos(\chi) = \sin \delta \sin \lambda + \cos \delta \cos \lambda \cos h$$

Where λ is the geographic latitude and h is the hour angle:

$$h = TU + \frac{\phi}{15}$$

Where ϕ is the longitude.

Figure 8 shows the variation of the minimum solar zenith angle throughout the year for different latitudes. χ is an important parameter as it controls the absorption factor of solar radiation for a given location by means of the column density of neutral atmosphere passed through by the radiations. Low solar zenith angle means a high production rate and a low altitude for the maximum of production, while a high solar zenith angle means a low production rate and a high altitude for the maximum of production.

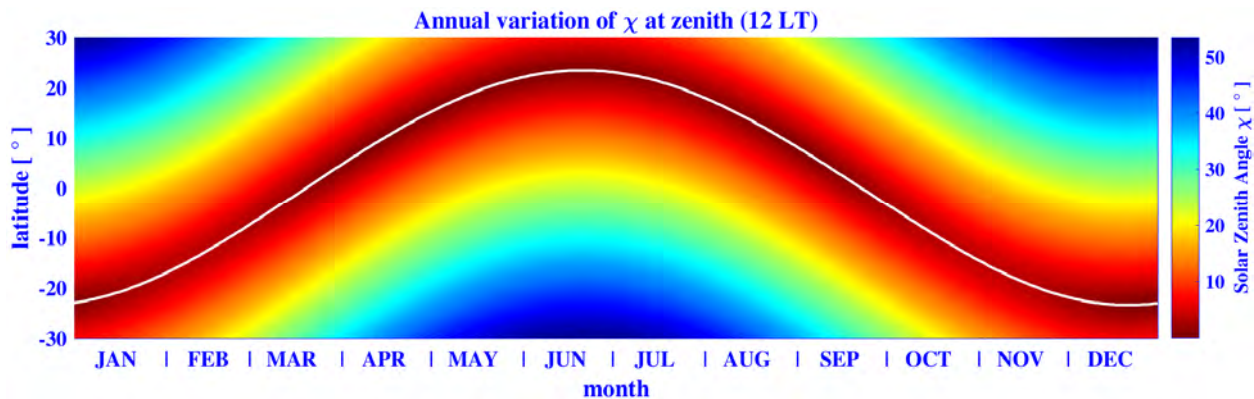


Figure 8: Annual Solar Zenith Angle Variation at different latitude. Solar zenith angle evolution is plotted in color, white line is the solar zenith angle being equal to 0° .

Figure 9 presents monthly TEC mean. There are two clear maxima around equinoxes and two minima close to solstices. As we are at equator, from Figure 8 we see that equinoxes correspond to the lowest χ value ($\approx 0^\circ$) and solstices to the highest ($\approx 27^\circ$) and thus production rate is higher at equinoxes than at solstices. Thus monthly TEC mean brings out this relationship between season and production. The variability is amplified by the seasonal evolution of neutral atmosphere. Figure 10 presents the annual evolution of the neutral concentration at 150 km for the two solar cycles, derived from the MSIS neutral atmosphere empirical model [9]. The concentration reaches a maximum at autumnal equinox and a minimum at summer solstice. Similar results have been found in previous study ([10], [11]).



TEC profil depending on the - Month -
 (From 01/14 to 12/17)
 (Elevation mask 0° ; signals G1C)
 (no X label = no data)

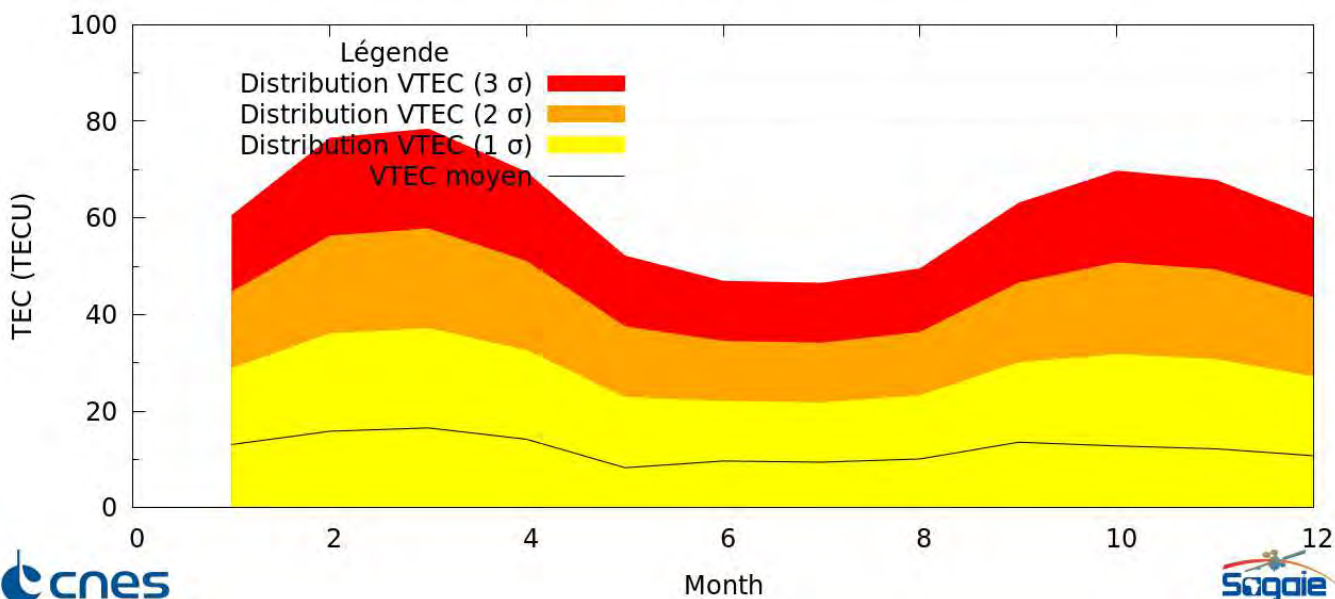


Figure 9: Monthly mean TEC value from 2014 to 2017. Black line is $\|TEC\|$, yellowbands are $\|TEC\| \pm \sigma$, orange band is $\|TEC\| + 2\sigma$ and red band is $\|TEC\| + 3\sigma$.

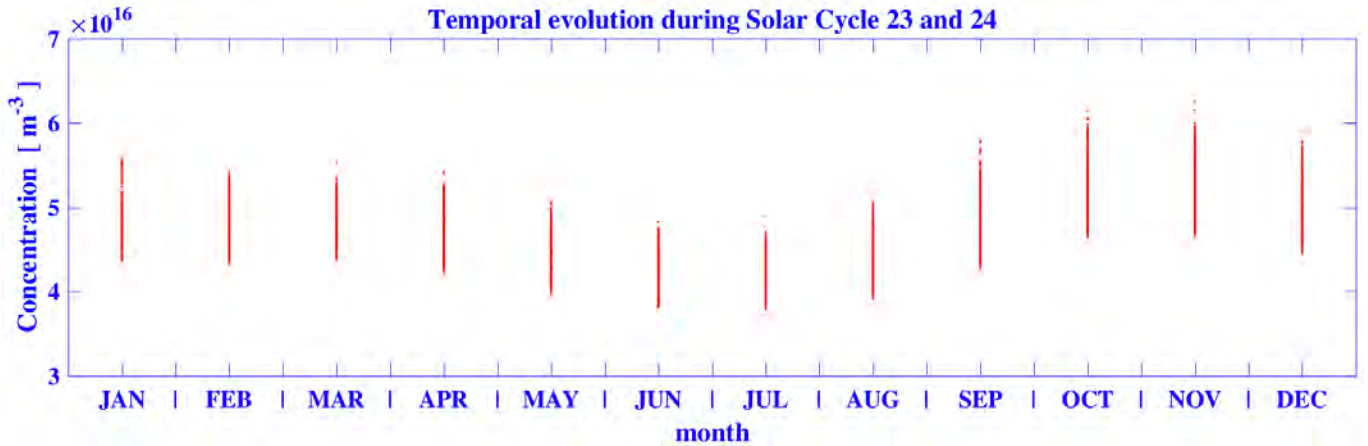


Figure 10: Monthly variation of the neutral concentration. Concentrations are calculated for the solar cycle 23 and 24, figure derived from [9].

Daily

Finally, we have study the diurnal TEC variations. To do so, the data from each station were hourly averaged and a simple 24h mean for the 2014-2017 time interval was obtained. As the ionization process is controlled by solar radiation, ionosphere is supposed to be created from sunrise till sunset. Depending on the ionization rate at a specific day, ionosphere is expected to reduce during the night. Hourly average TEC is represented in **Figure 11** as a function of local time, showing low value at the beginning of the day (from 00h to 6h), then a constant increase until 15h where it takes its maximum value, then a decrease. As expected, low TEC values are observed during night hours (from 23h to 05h), TEC increases during the day (from 06h to 15h) and then decays during the evening and night (from 15h to 05h). Previous study [8] suggested that the diurnal TEC variation is related to the small numbers of magnetic field tubes at low latitudes. As the total magnetic field tubes is small near the equator, the electron contents trap along them decay rapidly after sunset in response to the low temperature in the upper atmosphere during nighttime. When the sun rises, the magnetic field tubes are filled up quickly because of their low volumes resulting into a sharp increase in ionization.

However [12] suggested that the diurnal TEC variation may simply be caused by changes in the rates of electron production and loss in the ionosphere. At dawn, when the Sun rises, the ionization increases as the SZA decreases which leads to an increase of the electron concentration, with a maximum around local noon. During nighttime, since the primary source of ionization is no longer present, TEC values remain low.

TEC profil depending on the - Local hour (h) -
(From 01/14 to 12/17)
(Elevation mask 0° ; signals G1C)
(no X label = no data)

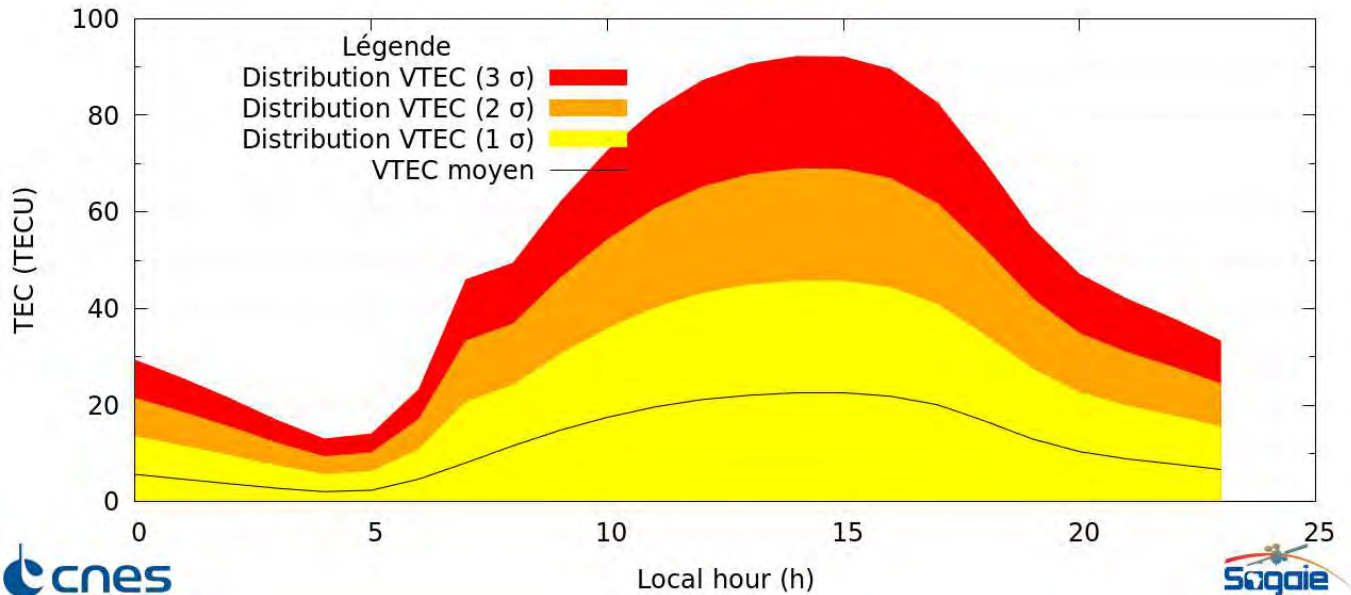


Figure 11: Hourly average TEC value from 2014 and 2017. Black line is $\|TEC\|$, yellow array is $\|TEC\| + \sigma$, orange array is $\|TEC\| + 2\sigma$ and red array is $\|TEC\| + 3\sigma$.

In conclusion the TEC daily variation follows the solar zenith angle and temperature evolutions. A growth in TEC is observed between 6h LT and 15h LT, which corresponds to the maximum of solar flux received. Then between 15h LT and 6h LT, we observe a rapid decay of the TEC amplitude as the Sun sets and the night falls.

SHORT TERM FLUCTUATIONS

Short term variations study is important to characterize the limits in variation expected for the equatorial ionosphere. First, we present a study of Equatorial Plasma Bubbles, then the calculation of TEC gradients and finally we provide an estimation for the Along Arc TEC Rate (AATR).

Equatorial Plasma Bubbles Study & TEC Gradient Study

SBAS offers to provide an ionospheric correction based on a derived Grid Ionospheric Vertical Error (GIVE) calculation on Ionospheric Grid Point (IGC). Standard GPS ionospheric correction is derived from the Klobuchard model [13], which is a very simple model to approach ionosphere physical properties. Thales Alenia Space offers to reconstruct the local ionosphere using a TRIN (Triangular Interpolation) model, which is described in [14]. In order to provide good accuracy of the ionosphere TEC value locally around a grid point, a study of the TEC gradient variability is presented here, using all stations available during the period of time.

Temporal Variation

In this section, we present the temporal evolution of TEC above the sub-Saharan area, as it's a good estimation of how fast the ionosphere can evolve during a given amount of time. To ensure that a SBAS system is achievable there, slow variation of TEC should be expected. At least, temporal variation of TEC should be kept between the extrema values that can be simulated by the ionospheric model, in order to ensure a good correlation between the GIVE provided to a user and what is really observed.

To compute temporal TEC evolution, we have used the same idea developed in [15]. It aims to look at the difference of TEC measurement between the same LoS, measured at two different times but close. Consider a LoS i between a station and a satellite, at a time t and $t + dt$ then:

$$\nabla TEC_i = \frac{TEC_i(t + \delta t) - TEC_i(t)}{\delta t}$$

For our study, δt is set to 60 seconds. TEC time derivative distribution is presented in **Figure 12**. Values seem to follow an inverse law, as there is much more very small values of TEC gradients than high values, and the transition between the two is sharp. Mean temporal TEC gradient is about 0.003 TECU/s, 1 TECU is 16 cm of error in the f_1 pseudorange estimation. Meaning 0.003 TECU leads to a 0.048 cm error, which is well below the limits. We must also say that the ionospheric module is refreshed every 15 minutes which might lead to an error of estimated TEC of : $0.003 * (15 * 60) = 2.7$ TECU which is 43.2 cm of error on the f_1 pseudorange estimation.

Therefore, the equatorial ionosphere is showing rather slow variation in time, but the overall amplitude of these variations might be sufficient to rethink the refresh time for the GIVE estimation. A refresh time of 5 minutes would help minimizing the error.

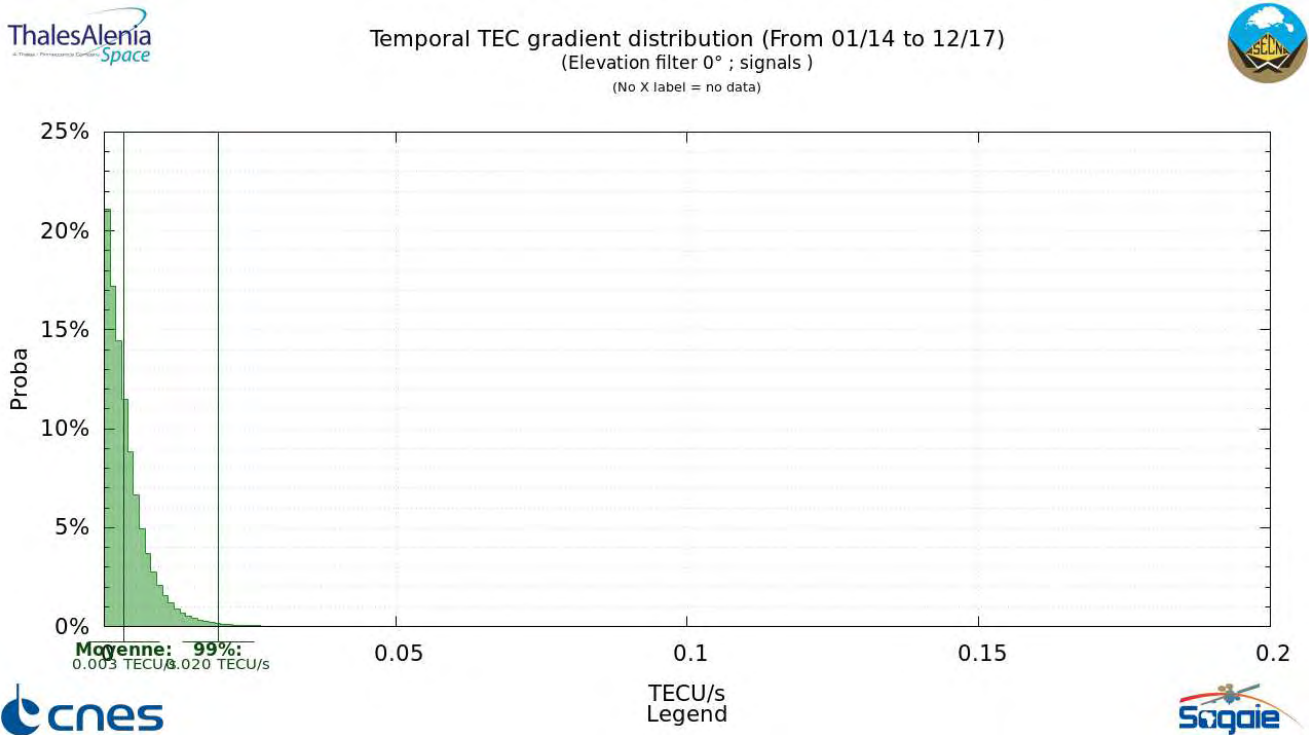


Figure 12: Temporal TEC distribution on sub-Saharan area, from 01/01/2014 to 31/12/17. TEC gradient are shown at the bottom, on the left side the probability to obtain a certain TEC gradient. Mean and 99% value are also shown.

Spatial Variation

In a second time, we have studied the evolution of spatial gradients. This one is very important because it will constrain the ionospheric model used for the interpolation problem. In the equatorial ionosphere, we can expect a slow varying ionosphere due to night and day variation but also a rapid one due to the presence of equatorial plasma bubbles. The latest one will cause the evening ionosphere to be unstable with altitude, as Rayleigh-Taylor instabilities might be present, generating plasma bubbles of enhanced (or depleted) electron density.

To measure the spatial TEC gradients, we have used two different methods, explained in the following. The first method consists in looking at one specific Spatial Variation of Ionosphere Delay (SVID) with two different stations, very close to each other. By doing so, the SVID is monitored at a given time t with two Ionospheric Pierce Points (IPP) and therefore two TEC measurements. The spatial TEC gradient can be calculated as followed:

$$\nabla TEC_{AB} = \frac{TEC_B(t) - TEC_A(t)}{\delta x}$$

Where A and B refers to two close stations, t is the time and δx is the baseline distance corresponding to the distance between the two stations. A scheme of this method is presented in **Figure 13**. But unfortunately, for our area of interest, all stations are in average 100 km away from each other, while this method works well for close stations (few meters away). We have therefore used the option 2 displayed in **Figure 14**.

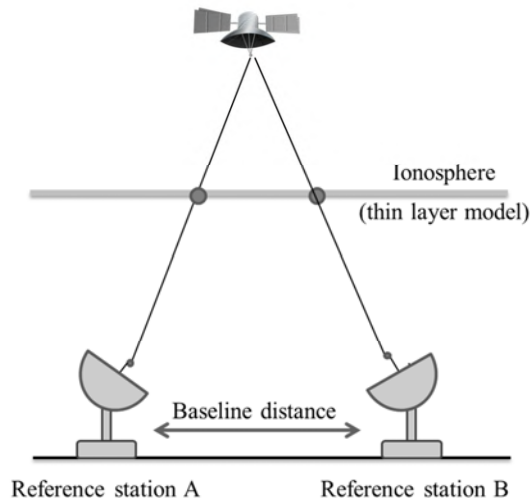


Figure 13: Spatial TEC gradient calculation using two stations close to each other

This is very similar to the method used for the temporal TEC gradient measurement. We focus on one SVID monitored by a station. The same line of sight is followed during a long time. The spatial TEC gradient is calculated as:

$$\nabla TEC = \frac{TEC(t + \delta t) - TEC(t)}{d}$$

Where t is the time, δt a given amount of time, here we take 300s and d is the distance between the two IPPs.

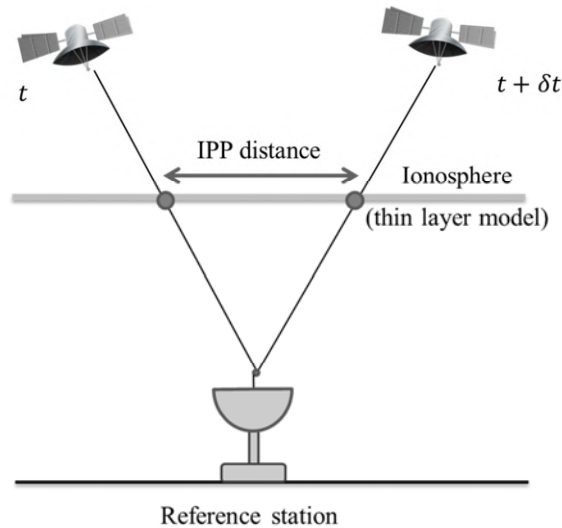


Figure 14: Spatial TEC measurement using long exposure time.

Spatial TEC gradients distribution is shown in **Figure 15**. Mean value of spatial TEC gradients is about 0.011 TECU/km. It means an error in TEC estimation of 0.011 TECU for two IPPs 1 km away from each other, which is a 0.176 cm error on the pseudo range estimation, still below the limits. But if we considered two IPPs 100 km away from each other, the error rises to a 17.6 cm error. To cover this variability, proper interpolation techniques for the GIVE estimation must be used and a wider stations network can be constructed. More ground stations will allow a better coverage of the spatial variations. As spatial variations are an issue for equatorial ionosphere, it is widely advised.

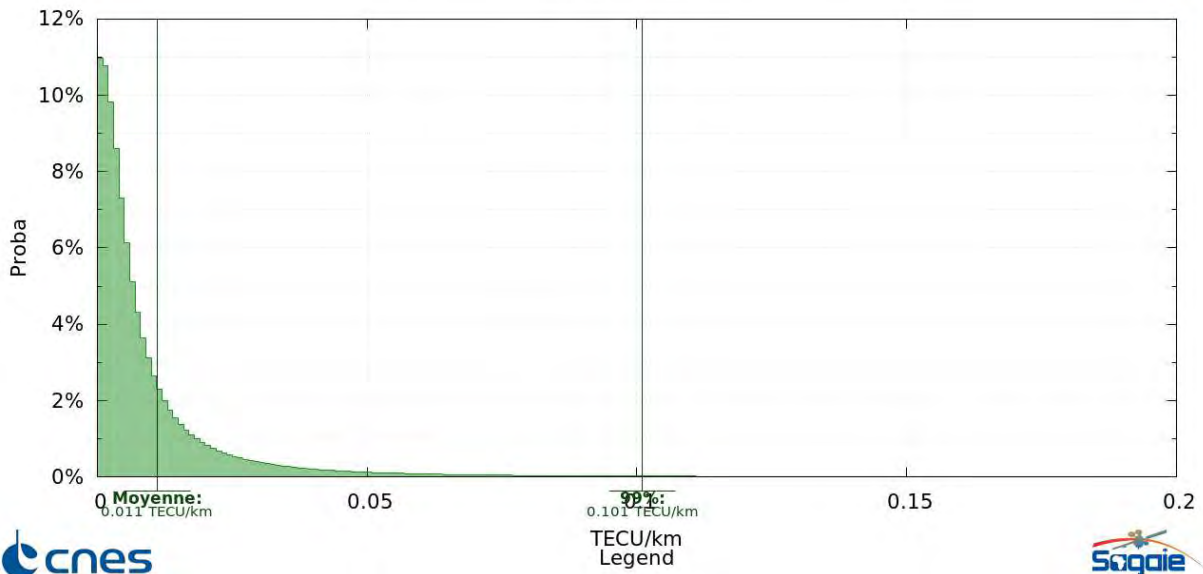


Figure 15: Spatial TEC gradients distribution on sub-Saharan area, from 01/01/2014 to 31/12/17. TEC gradient is shown at the bottom, on the left side the probability to obtain a certain TEC gradient. Mean and 99% value are also shown.

Along Arc TEC Rate Study

In this part, we study the Along Arc TEC Rate, which represents the TEC variations monitored by a LoS during time. The AATR estimation method is presented in the Method section. We present in **Figure 16**, the results of the AATR probability distribution on the sub-Saharan area from 2014 to 2017. The AATR probability distribution seems to follow an inverse law. The mean AATR value for this time interval is 3.80mm/s and the value equal to 99% of the distribution is 25.58mm/s. These values seem to follow ESA recommendations for AATR calculated on the equatorial region.

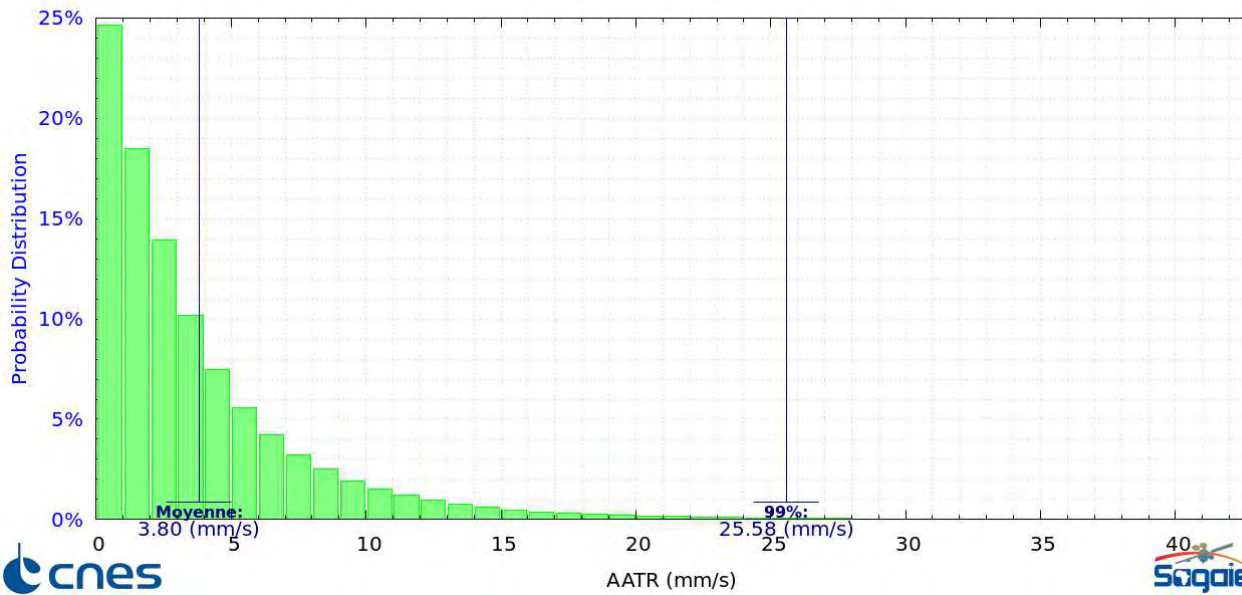


Figure 16: AATR profile on sub-Saharan area. AATR has been calculated for each line-of-sight monitored from 2014 to 2017 on the SAGAIE network. Mean value and 99% value are displayed on the graph.

The Root Mean Square (RMS) value of AATR has also been calculated for the same time interval. The AATR RMS value over one hour probability distribution is shown in **Figure 17**. The AATR RMS distribution seems to follow an inverse law with a mean value of 4.94mm/s. Previous study shows higher probability of very little AATR values, while using the RMS method, these values seems to have been filtered. The mean value is also higher which is in agreement with the equatorial ionosphere values given by ESA.

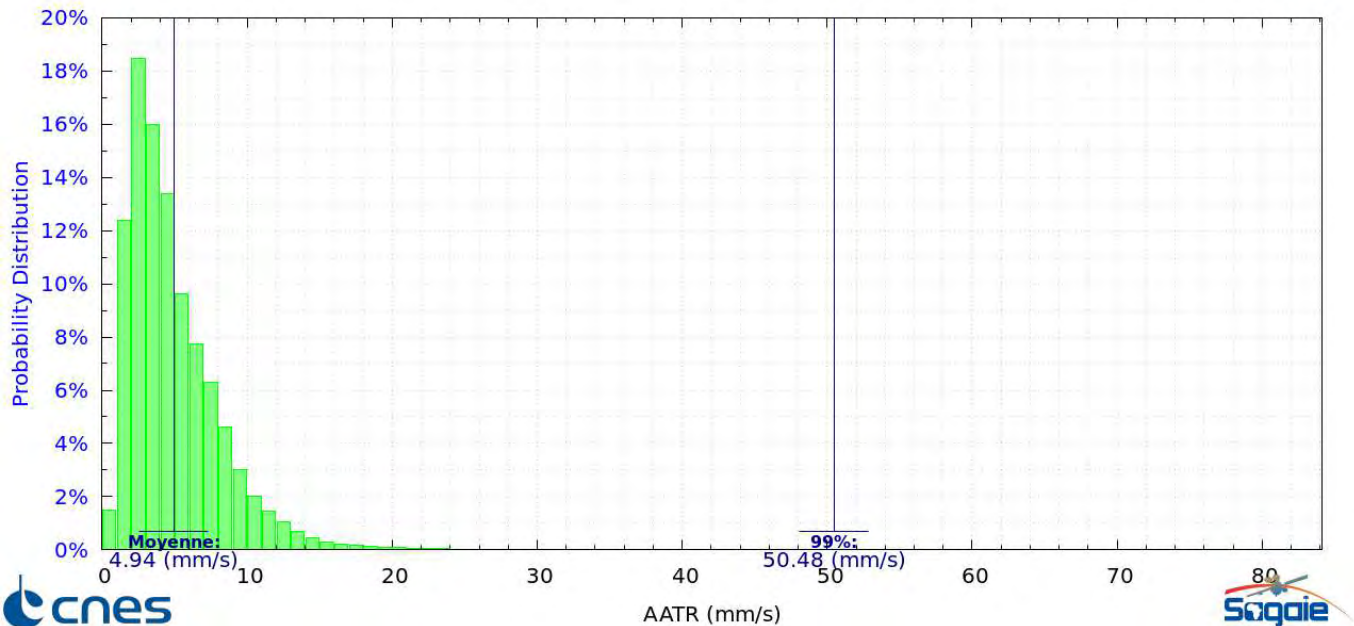


Figure 17: AATR RMS at one hour. AATR RMS has been calculated for each line-of-sight monitored from 2014 to 2017 on the SAGAIE network. Mean value and 99% value are displayed on the graph.

CONCLUSION

In order to characterize the equatorial ionosphere, a bibliographical work has been done to identify the main physical processes that take place at the equator. Knowing their main features in the ionosphere, it has been easier to understand the data monitored by the SAGAIE ground based network located on sub-Saharan area. From 2014 to 2017, the ground stations have monitored every raw measurement from the observable positioning satellites. With these data, we have been able to study the time and space variations of the ionosphere profiles. Higher TEC and scintillation amplitude have been found as expected for an equatorial ionosphere. Spatial and time TEC gradients seem to take reasonable values, given the geographical and physical processes at stake. This means that they can be well simulated by the Thales Alenia Space ionosphere module.

In conclusion, equatorial ionosphere shows much higher profile amplitude compared to mid latitude ionosphere, but it seems to stay in a reasonable range. Ionosphere model developed by Thales is able to well reproduce the main quantities profiles, and with the development of the SAGAIE network in the future, multiple data measurements will be added, in order to constrain even better these models.

ACKNOWLEDGMENTS

Authors would greatly like to thank CNES, owner of the SAGAIE network, for authorizing the use of SAGAIE data for this article. Thales Alenia Space would like to thank ASECNA's teams for their support in operating the SAGAIE network.

BIBLIOGRAPHY

- [1] SAGAIE A GNSS Network for Investigating Ionospheric Behavior in Sub-Saharan Regions, Inside GNSS, september/october 2014, <http://insidegnss.com/wp-content/uploads/2018/01/sepoct14-Monnerat.pdf>.
- [2] P. L. Blelly and D. Alcaydé, "Ionosphere," in *Handbook of the Solar-Terrestrial Environment*, Berlin, Springer, 2007, p. 190.

- [3] P. Chamberlin, T. Woods and F. Eparvier, "Fare Irradiance Spectral Model (FISM): Daily component algorithms and results," *Space Weather*, no. 5, 2007.
- [4] H. Lühr, S. Maus and M. Rother, "Nonn-time equatorial electrojet: its spatial features as determined by the CHAMP satellite," *JGR*, 2004.
- [5] M. C. Kelley, *The Earth's Ionosphere*, San Diego, California: Academic Press, inc., 1989.
- [6] L. F. Rezende, E. de Paula, I. Batista, I. Jelinek Kantor and M. Muella, "Study of ionospheric irregularities during intense magnetic storms," *Revista Brasileira de Geofísica*, pp. 151-158, 2007.
- [7] H. Aveiro, D. L. Hysell, R. G. Caton, K. M. Groves, J. Klenzing, R. S. R. Pfaff and R. A. Heelis, "Three-dimensional numerical simulations of equatorial spread F: Results and observations in the pacific sector," *JGR*, 2012.
- [8] V. Chauhan, O. Singh and B. Singh, "Diurnal and seasonal variation of GPS-TEC during a low solar activity period as observed at a low latitude station Agra," *Indian Journal of Radio and Space Physics*, pp. 26-36, 2011.
- [9] J. Picone, A. Hedin, D. Drob and A. Aikin, "NRLMSISE-00 empirical model of the atmosphere: Statistical comparisons and scientific issues," *J. Geophys. Res.*, no. 107, p. 1468, 2002.
- [10] M. R. Torr and D. Torr, "The seasonal behaviour of the F2-layer of the ionosphere," *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, pp. 2237 - 2251, 1973.
- [11] B. Oryema, E. Jurua, F. D'ujanga and N. Ssebiyonga, "Investigation of TEC variations over the magnetic equatorial and equatorial anomaly regions of the African sector," *Advances in Space Research*, pp. 1939 - 1950, 2015.
- [12] M. Aggarwal, "TEC variability near northern EIA crest and comparison with IRI model," *Advances in Space Research*, pp. 1221-1231, 2011.
- [13] J. Klobuchard, "Ionospheric Time-Delay Algorithms for Single-Frequency GPS Users," *IEEE Transactions on Aerospace and Electronic Systems*, no. 3, pp. 325-331, 1987.
- [14] P. Alleau, G. Buscarlet, S. Trilles, M. Van Den Bossche and B. J., "Comparative ionosphere Electron Content Estimation Method in SBAS Performances," Toulouse, 2011.
- [15] A. J. Manucci, B. D. Wilson, Y. D. N., C. H. Ho, U. J. Lindqwister and T. Runge, "A global mapping technique for GPS-derived ionospheric total electron content measurements," *Radio Science*, pp. 565-582, 1998.
- [16] F. Gao, T. He, J. Masek, Y. Shuai, C. Schaaf and Z. Wang, "Angular Effects and Correction for Medium Resolution Sensors to Support Crop Monitoring," *IEEE Journal of Selected Topics in Applied Earth Observations and Remote Sensing*, pp. 4480-4489, 2014.

Annexe B

Modélisation de la propagation haute fréquence dans l'ionosphère terrestre

2.1 Introduction

Cette partie présente les résultats publiés dans l'article soumis à Radio Science en 2020. Cet article est découpé en trois sections.

La première section reprend les principales sections du chapitre 4 et présente le code de tracé de rayons.

La seconde section reprend les simulations présentées en chapitre 5. Cette partie commence par étudier la propagation des ondes dans des profils d'ionosphère synthétique présentant des gradients simples en altitude et dans la direction de propagation. Les simulations montrent des résultats cohérents par rapport aux codes de tracés de rayons utilisant des modèles d'ionosphère empirique. Finalement, un exemple de propagation dans une ionosphère présentant des gradients réalistes permet d'apprécier les nouveautés du code de tracé de rayon développé au cours de ma thèse. Les résultats de cette simulation montrent que la propagation des ondes est influencée par le profil verticale de l'ionosphère au point de pénétration des ondes.

La troisième section présente le résultat de la simulation d'un sondage réaliste d'un radar SuperDARN. En utilisant le modèle d'ionosphère IPIM, nous avons modélisé l'ionosphère dans le champ de vue du radar SuperDARN de Stokkseyri, le 20 juin 2015 à 6h00 UT. Nous avons simulé la propagation des ondes le long de chacun des 16 faisceaux couvrant le champ de vue du radar, à l'aide du tracé de rayons. Une première partie se concentre sur l'étude des régions d'échos possibles formées dans le champ de vue et des paramètres observables modélisés (altitudes, absorptions). Dans un second temps, à partir des informations du milieu donnée par IPIM et des informations données par le code de tracé de rayons sur les paramètres connexes à la propagation (temps de propagation, altitudes des échos), nous avons mené une étude visant à améliorer les modèles SuperDARN de placement des échos.

Au moment de l'impression de ma thèse, cet article est en cours de soumission pour la revue Radio Science.

2.2 Article

15 **Abstract**

16 Strong assumptions remain about the echoes location in SuperDARN radars field-
 17 of-view (FOV) mainly due to the lack of knowledge about the underlying ionosphere. In
 18 this paper, we present a new ray tracing tool which can model any HF ray path in a given
 19 3D ionosphere, taking into account horizontal gradients, and can give information about
 20 several critical parameters along the ray path, such as the signal absorption and the re-
 21 fractive index of the medium. This new ray tracing tool has been first validated in more
 22 and more complex ionospheres starting from simple vertical uniform profiles to complex
 23 3D gradients pattern obtained thanks to the first-principle IRAP Plasmasphere-Ionosphere
 24 Model (IPIM). Then, we have tested the different propagation assumptions made with
 25 SuperDARN radars such as free space propagation and straight line propagation and checked
 26 their effect on echoes location. The main results are that free space propagation assump-
 27 tion can be considered valid almost everywhere in the radar FOV with any kind of mod-
 28 eled ionosphere, while straight line propagation combined with virtual height model can
 29 lead to strong errors in the echoes location, reaching as much as 300-400 km in the far-
 30 thest part of the radar FOV. Finally, this combined tool (ray tracing and IPIM) shows
 31 that it would be possible to compare simulated and observed SuperDARN echoes in order
 32 to gain useful information about the altitude and elevation angle of these echoes as
 33 well as to calibrate the IPIM model and to reproduce realistically the ionosphere over
 34 the radar FOV.

35 **1 Introduction**

36 The terrestrial ionosphere is a very dynamical medium, especially at high latitudes
 37 where coupling with the solar wind via the Earth's magnetic field can generate strong
 38 precipitation and plasma convection. This coupling can lead to small- and meso-scale
 39 structures such as auroral arcs and polar patches of enhanced ionized density, associated
 40 with strong gradients and irregularities generation. The ionosphere is well known for its
 41 refractive properties impacting electromagnetic waves traveling through it. The high-
 42 frequency range (HF, $\sim 3 - 30$ MHz) waves will be bent, decelerated and/or reflected
 43 depending on the initial elevation angle with respect to the ground. Since the early years
 44 of research on space environment, these properties have been extensively used to probe
 45 the medium through the development of different ground-based instruments such as the
 46 ionosondes (Breit & Tuve, 1926) and the HF radars (e.g. Greenwald et al. (1975)); they
 47 are also at the basis of transcontinental communications in the HF range. Then, for sci-
 48 entific studies and operational use, it is critical to be able to correctly assess the waves
 49 properties as they are altered along their path in the ionosphere, mainly through spa-
 50 tial variation of the electron density. As a consequence, the use of a relevant modeling
 51 tool which addresses both the questions of the wave propagation and ionospheric struc-
 52 ture is mandatory.

53 An efficient way of modeling the propagation of electromagnetic waves in the iono-
 54 sphere can be performed through ray tracing (RT) which aims at solving the optical path
 55 of a given wave in a refractive medium following Fermat's principle. Haselgrove (1955)
 56 and Haselgrove and Haselgrove (1960) have derived the main equations used by a large
 57 majority of these RT tools, a good overview of which can be found in Bennett et al. (2004).
 58 More recently, alternative methods have been proposed, such as solving the variational
 59 principle from which the Haselgrove equations are derived (Coleman, 2011). However,
 60 efforts are made on the development of propagation tool at the expense of modeling the
 61 medium. As a result, RT tools are mainly developed for 2D propagation in a rather sim-
 62 plified smooth ionosphere, as it can be provided by empirical model, and neglect the ef-
 63 fects of the magnetic field on the refractive index or focus on ray path without account-
 64 ing for absorption, because of lack of consistent supplementary information of the en-
 65 vironment, such as the neutral atmosphere.

66 Ionosphere modeling generally relies on empirical models such as the International
 67 Reference Ionosphere Model, IRI (Bilitza et al., 2017) or NeQuick (Nava et al., 2008).
 68 These models accurately reproduce quiet ionospheric conditions related to low solar ac-
 69 tivity periods (e.g. Bittencourt et al. (1992)) but generally fail to follow strong pertur-
 70 bations such as magnetic storms (Timoçin et al., 2018), although modules have been de-
 71 veloped to follow ionospheric disturbances (Araujo-Pradere et al., 2002; Araujo-Pradere
 72 & Fuller-Rowell, 2002) and plugged to IRI. More recently, a few attempts to combine
 73 RT tools with first-principle models (Andreev et al., 2007; Kotova et al., 2015; Zawdie
 74 et al., 2015) or assimilative models essentially of Total Electron Content (TEC) GPS data
 75 (McNamara et al., 2007; McNamara et al., 2009; Angling et al., 2009) have been devel-
 76 oped. While physical models correctly assess the ionospheric properties during magnetic
 77 storms or help understand complex physical processes linked to thermosphere-ionosphere
 78 coupling, the assimilative models still show relatively poor accuracy, not performing bet-
 79 ter than IRI model during perturbed periods.

80 The SuperDARN radars network (Greenwald et al., 1995; Chisham et al., 2007; Nishi-
 81 tani et al., 2019) is devoted to measurement of ionospheric plasma convection at high-
 82 and mid-latitudes. HF radars make the most of Bragg scatter which is made possible
 83 when the wave propagates perpendicularly to the magnetic field and crosses electron den-
 84 sity irregularities (Weaver, 1965). A backscatter signal is then formed whose Doppler shift
 85 allows for estimating the line of sight (l-o-s) velocity (Greenwald et al., 1985). This ve-
 86 locity corresponds to the convection velocity as it is perpendicular to the magnetic field.
 87 As each radar has a large spatial coverage (more than 50° field of view), allowed by a
 88 beam scanning (over 16 beams), and a high temporal repetition rate of 1 minute, Super-
 89 DARN network is able to catch the global ionosphere convection patterns and the as-
 90 sociated dynamics. However, all these measurements are constrained by the ionosphere
 91 itself, which is not caught by the system.

92 Without a priori knowledge of the medium, the SuperDARN radars rely on strong
 93 assumptions: straight-line propagation at the speed of light (refractive index set to 1 ev-
 94 erywhere) and altitudes of the ionospheric echoes imposed by virtual height model. Fi-
 95 nally, signal attenuation during propagation has not really been studied despite strong
 96 correlation between signal strength and ionosphere properties (Bailey, 1964). These as-
 97 sumptions cause strong uncertainties on the line-of-sight velocities (e.g. Drayton et al.
 98 (2005)) and on echoes origin and location (e.g. Chen et al. (2016)). Recently, (Gillies
 99 et al., 2009) developed a correction model to estimate the index of refraction at the echoes
 100 location and improve the measured velocities (Ponomarenko et al., 2009). Furthermore,
 101 Chisham et al. (2008) and Yeoman et al. (2008) developed and checked against artifi-
 102 cial backscatter a new virtual height model, based on statistical echoes from the Saska-
 103 toon radar with knowledge of elevation angles. Finally, combining RT tool and eleva-
 104 tion angles, (Greenwald et al., 2017) has also proposed a new analytical method to es-
 105 timate the location and altitudes of echoes close to the radar (range $\leq 1,000$ km).

106 In this paper, we intend to use a realistic 3D ionosphere simulation to study Su-
 107 perDARN signal propagation and attenuation and estimate uncertainties made on prop-
 108 agation and echoes location when making usual SuperDARN assumptions. To do so, we
 109 use the IPIM first-principle ionosphere model (Marchaudon & Blelly, 2015) combined
 110 to a new RT tool we developed. In the following, we will give a brief description of IPIM
 111 and a more thorough description of our new RT tool. Then, we will present waves prop-
 112 erties and propagation path in different set of simulations from simple analytic ionosphere
 113 to IPIM realistic ionosphere and discuss the results.

114 2 The IPIM model

115 IPIM has been extensively described in previous papers (Marchaudon & Blelly, 2015;
 116 Marchaudon et al., 2018; Blelly et al., 2019). The reader is then referred to these ref-

117 erences for a full understanding of this ionosphere-plasmasphere model. As a brief sum-
 118 mary, IPIM is a first-principle model solving 1D transport equations along magnetic field
 119 lines following a 16-moment approach for the main ionospheric species (ions and ther-
 120 mal electrons). Transverse 2D motion due to flux tube convection is also included in IPIM
 121 through a mixed eulerian-lagrangian approach, thus providing an efficient 3D descrip-
 122 tion of ionospheric dynamics. Coupling with suprathermal electrons, coming either from
 123 photoionization or from precipitation, is also described through a specific kinetic mod-
 124 ule. Finally, chemistry, primary production and collisions modules allow to take into ac-
 125 count all the main ionospheric processes. IPIM needs several atmosphere and electro-
 126 dynamics inputs, such as neutral densities, temperature and winds and electron precip-
 127 itation coming from typical empirical models. Moreover, convection is also needed and
 128 is in general coming from SuperDARN convection maps.

129 3 Ray tracing Tool

130 A ray tracing tool aims at solving the path of an electromagnetic wave traveling
 131 in the ionosphere and being bent by the medium: it is based on Fermat principle and
 132 the path is solved using a 3D description of the ionosphere. Any ionospheric empirical
 133 model, like IRI, could be used but, as we are interested in the dynamical behavior of the
 134 ionosphere, we developed the tool so that it can be coupled with IPIM model. Our goal
 135 is to study the impact of electron density gradients on HF waves propagation in order
 136 to get a better insight on SuperDARN data processing, especially concerning echoes loca-
 137 tion. In such a perspective, we use ancillary data provided by IPIM, like the magnetic
 138 field configuration, in order to estimate the condition for SuperDARN echoes, that is the
 139 wave trajectory is perpendicular to the local magnetic field or the neutral atmosphere
 140 to estimate the absorption of the signal. In this section, we describe the frame used for
 141 deriving trajectory equations, which are presented afterwards. As the RT tool does not
 142 provide any information on the wave itself, we present the computation of the absorp-
 143 tion coefficient of the propagation wave at the end of this section. This coefficient allows
 144 for computing how much the wave is absorbed while it travels through the ionosphere;
 145 it is an important add-on of this new tool which results from the coupling with IPIM
 146 which, among outputs, provides information on the neutral atmosphere used in consis-
 147 tent and realistic ionospheric modeling.

148 3.1 Frame

149 To ease the derivation of trajectory equations, we use a geocentric frame, with the
 150 oriented basis $(\vec{e}_r, \vec{e}_\phi, \vec{e}_\theta)$, where \vec{e}_r is the radial vector (associated with the radial dis-
 151 tance r from the center of the Earth), \vec{e}_ϕ is the azimuthal vector (associated with the
 152 geocentric longitude ϕ , oriented eastward) and \vec{e}_θ is the polar vector (associated with
 153 the geocentric latitude θ , oriented northward). However, as we need geodetic coordinates
 154 to couple with IPIM, we use WGS84 model (Kumar, 1988) and the associated transfor-
 155 mation to convert between geodetic coordinates (h, φ, λ) (h being the altitude, φ the lon-
 156 gitude and λ the latitude) and geocentric coordinates (r, ϕ, θ) .

157 The trajectory is described by a 3D curve parameterized by its curvilinear abscissa
 158 s . As we solve for the curve equation, we have no information about time, but we can
 159 compute, *a posteriori*, the time propagation delay using the refractive index. First of all,
 160 we define the trajectory by the tangent vector to the curve \vec{e}_s , which characterizes the
 161 trajectory of the wave. In a geocentric frame, we write it as:

$$162 \vec{e}_s = \frac{d\vec{r}}{ds} = \sin(\beta)\vec{e}_r + \sin(\alpha)\cos(\beta)\vec{e}_\phi + \cos(\alpha)\cos(\beta)\vec{e}_\theta \quad (1)$$

163 where we introduced α the azimuthal angle measured with respect to local meridian North
 direction (positive clockwise) and β , the elevation above the local ground.

164

3.2 Trajectory Equations

165

166

167

168

169

170

The trajectory equations describe the relationship between s and \vec{e}_s . To derive them, we introduce c the speed of light, e the elementary electric charge, m_e the electron mass, ϵ_0 the void permittivity, $\omega_p = \sqrt{\frac{N_e e^2}{m_e \epsilon_0}} = 2\pi f_p$, with f_p being the plasma frequency and ν the electron-neutral collision frequency (Schunk & Nagy, 2000). For a wave characterized by a wave number k and a frequency f , with $\omega = 2\pi f$, the dispersion equation writes:

$$k^2 c^2 = n^2 \omega^2 \quad (2)$$

171

172

173

in which we have introduced the refractive index n . A general expression of n is given by the Appleton-Hartree equation (Appleton, 1932) which, in case of no static magnetic field, leads to the following expression:

$$n^2 = 1 - \frac{X}{1 - jZ} = 1 - \frac{X}{1 + Z^2} + j \frac{ZX}{1 + Z^2} \quad (3)$$

174

175

where $X = \frac{f_p^2}{f^2}$ and $Z = \frac{\nu}{2\pi f}$.

176

177

178

179

As this initial study is presented within the framework of SuperDARN data processing, the contribution of a static magnetic field to the refractive index is beyond its present goal and thus explains why we do not consider it. Then, the refractive index allows expressing Fermat principle as:

$$\frac{d\vec{e}_s}{ds} = \vec{\nabla} \log(n) - \frac{d \log(n)}{ds} \vec{e}_s \quad (4)$$

180

181

182

This equation can be projected to get the equations for the different parameters leading to the following system of equations:

$$\begin{aligned} \frac{dr}{ds} &= \sin \beta \\ \frac{d\phi}{ds} &= \frac{\sin \alpha \cos \beta}{r \cos \theta} \\ \frac{d\theta}{ds} &= \frac{\cos \alpha \cos \beta}{r \cos \theta} \\ \frac{d\alpha}{ds} &= \frac{\cos \beta \sin \alpha \tan \theta}{r} + \frac{\cos \alpha}{\cos \beta} \frac{1}{r \cos \theta} \frac{\partial \log n}{\partial \phi} - \frac{\sin \alpha}{r} \frac{\partial \log n}{\partial \theta} \\ \frac{d}{ds} (nr \sin \beta) &= \frac{\partial nr}{\partial r} \end{aligned} \quad (5)$$

183

184

185

186

Whatever their expression, all the parameters are ultimately function of s and $\frac{d}{ds}$ stands for this dependency, while $\frac{\partial}{\partial x}$ stands for a dependency of a value on an intermediate parameter x . The system of equations 5 is solved using a 5th order Runge-Kutta scheme with adaptive step (Gill, 1951).

187

188

All through its propagation, the wave is bent and depending on the ionosphere, we may encounter different situations:

189

- the bending is such that an echo is possible;

- the bending is such that a refraction toward the ground is possible;
- the bending is such that no echo is possible and the wave reaches high altitude and is lost.

The elevation β is the parameter which characterizes the most this bending and the consequent situation depends on the initial elevation at the transmitter place. Thus, we introduce β_L , the upper limit for β above which only the third situation is possible. In case of a refraction toward ground, a reflection, which follows Snell-Descartes optical law, is likely to occur on the ground leading to another branch of trajectory. Consequently, we introduce the **hop** as being a branch of the trajectory delimited by two points of the trajectory located on the ground. As such, $\frac{1}{2}$ -hop corresponds to an echo within the ionosphere while 1-hop corresponds to a reflection on ground.

3.3 Wave absorption

Equation 3.2 highlights the fact that the refractive index may have an imaginary component in case of collisions ($Z > 0$). As a consequence from the dispersion equation eq. 2, the wave vector also may have an imaginary component. Using the eikonal equation for the wave, the meaning of an imaginary component for k is the absorption of the wave along the propagation path. If we write $n^2 = \mu + j\chi$, with the assumption $\mu \gg \chi$, and $k = k_r + jk_i$, we can express k_i from eq. 2:

$$k_i = \frac{2\pi f}{c} \frac{\chi}{2\sqrt{\mu}} = \frac{e^2}{m_e \epsilon_0} \frac{1}{2\sqrt{\mu} c} \frac{N_e \nu}{(2\pi f)^2 + \nu^2} \quad (6)$$

and the absorption along the path can be derived straightforwardly, in dB:

$$L_A(s) = 20 \log_{10}(e) \int_0^s k_i(\sigma) d\sigma \quad (7)$$

The computation of L_A requires consistent values of the densities for neutral atmosphere and electrons; that is a specificity of IPIM to ensure such a consistency.

4 Validation and test

Though the refractive index is a decreasing function of the electron density (see eq. 3.2), radio waves propagation is mostly affected by density gradients which are responsible for trajectory bending; eq. 3.2 clearly describes this effect. As these gradients in the ionosphere cover a large spatial scale, especially at high latitudes, we may expect to have a very high sensitivity of propagation path to ionospheric structure. As IPIM allows for covering some of these scales, we use the capacity of the model to provide a realistic 3D ionosphere to validate and test our RT tool. As this tool is developed in the frame of SuperDARN data analysis and interpretation, we simulated an observation of the Stokkseyri radar, located at the geographic coordinates (63.86° N, 21.031° W).

SuperDARN radars are generally designed to scan along 16 beams, separated by a 3.24° angle. The effective scanning range is estimated to be from 180 km to 3,555 km, with a radial resolution of 45 km. A full description of SuperDARN radars can be found in Greenwald et al. (1995).

We chose an equinox period (March 20, 2015) just before sunrise (06:00 UT) to simulate the ionosphere in the FOV of the radar. At this time, this field of view is oriented towards the night sector, we focused on auroral ionospheric structures, mainly associated with precipitation and convection.

229 However, before studying the propagation in a *real* ionosphere, we first focused on
 230 typical simple ionospheric patterns and thus, we selected two profiles from IPIM sim-
 231 ulation which have appropriate features to build these patterns. Figure 1 presents these
 232 two profiles; the first one, designated as P_1 corresponds to an ionosphere with no E layer,
 233 and the second one, designated as P_2 has a well developed E layer resulting from elec-
 234 tron precipitation with characteristic energy of about 500 eV. With these profiles, we built
 235 2D synthetic ionospheres and used our tool to compute the ray propagation in these en-
 236 vironments.

237 To tackle the question of the influence of density gradients on wave propagation,
 238 we built different synthetic ionospheres with controlled gradients. So, with each profile
 239 we performed three simulations corresponding to:

- 240 • spatially uniform ionosphere based on the reference profile (no horizontal gradi-
 241 ents and only vertical gradients);
- 242 • uniform positive horizontal gradients (density increases away from the radar) with
 243 a density multiplied by 2 over the resolution domain;
- 244 • uniform negative horizontal gradients (density decreases away from the radar and
 245 thus increases towards the radar) with a density decreased by a factor 2 over the
 246 resolution domain.

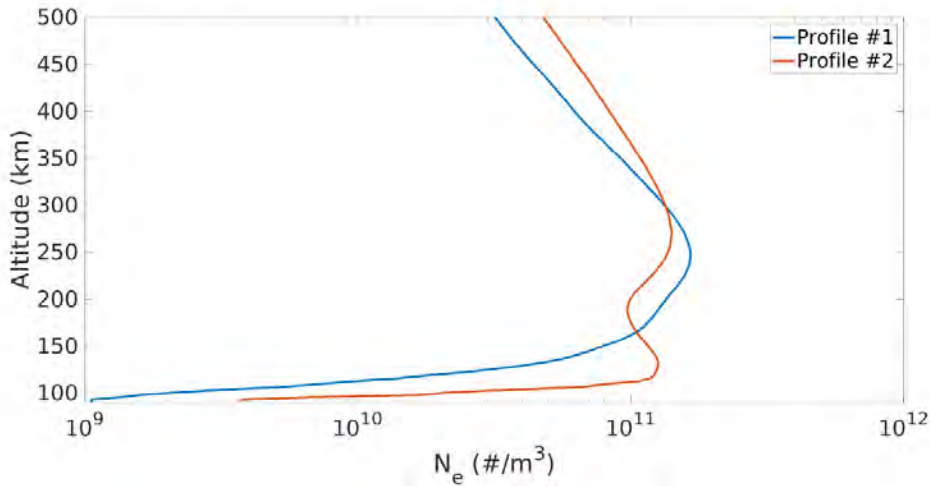


Figure 1. Electron density profiles used in the simulations and extracted from IPIM simula-
 tion; P_1 profile with non E layer and P_2 profile with a well developed E layer.

247 To ease the comparison, the ionosphere above the radar corresponds to the pro-
 248 file used in the simulation. Beside these 6 simulations, we performed a *real* IPIM sim-
 249 ulation corresponding to one of the central beams (beam 8) of Stokkseyri radar. To make
 250 all simulations comparable, profiles P_1 and P_2 were extracted at specific locations along
 251 this beam and the geometry of the magnetic field lines were the same for all the simu-
 252 lations, corresponding to the geometry along this central beam. As a consequence, the
 253 magnetic field lines are tilted towards the radar.

254 Finally, we came out with seven simulations named from S_1 to S_7 which are sum-
 255 marized in Table 1

256 For all simulations, the emission frequency is set to 12 MHz and we calculate tra-
 257 jectories for elevation angles at emission point spanning from 0° to 25° . For each sim-

Table 1. Summary of the seven simulations carried out with their *ionospheric* characteristics.

Gradient type	Vertical	Toward the radar $\times 2$	Away from the radar $\div 2$	Realistic
P1 Profile	S ₁	S ₃	S ₅	
P2 Profile	S ₂	S ₄	S ₆	
IPIM Profile				S ₇

258 ulation, we will study the possible echoes region location, where the wave vector is within
 259 1° of the orthogonality condition with respect to the local magnetic field (known as the
 260 aspect angle). The echoes hence formed are designated *possible* because reflection condi-
 261 tion requires electron density irregularities aligned with the magnetic field that we do
 262 not model. In the following, we discuss the result of our RT tool in these ionospheres.

263 4.1 Ionosphere without *E* layer: Profile P₁

264 The results for the simulations using profiles P₁ are presented on Fig. 2 for sim-
 265 ulations S₁ (panel (a)), S₃ (panel (b)) and S₅ (panel (c)). The case with no *E* layer is
 266 interesting as it highlights the importance of the initial elevation on the propagation. In-
 267 deed, as the density remains low up to the *F* layer, the rays with low elevation will en-
 268 counter a low density but a density gradient on a rather large distance in the upper *E*
 269 layer, leading to a refraction resulting from a cumulative effect. Higher elevation will cross
 270 the *E* layer more easily and will encounter higher density in the *F* layer with lower gra-
 271 dients (fig.1) which will result in a smoother bending. As a result, we are likely to ob-
 272 serve a spreading of the rays as they cross the ionosphere, but with a low limit of ele-
 273 vation β_L because of the smooth bending in the *F* layer.

274 Panel (a) clearly illustrates this. In this simulation, the limit elevation is $\beta_L = 8.5^\circ$
 275 and the condition for echoes resulting from the ray bending defines two branches: a lower
 276 one at upper *E* altitude located around 1500 km from the radar and an upper branch
 277 at *F* altitude extending up to about 2000 km from the radar. These two branches de-
 278 limitate a contiguous region of echoes with a rather large transition region between *E*
 279 and *F* altitude echoes. Rays with *E* altitude are reflected on ground within the resolu-
 280 tion domain and lead to another branch of *E* altitude echoes at the farthest limit of the
 281 domain. On the other hand, rays with *F* altitude echoes experience a transionospheric
 282 propagation (known as Pedersen rays) before being refracted towards the ground. As a
 283 consequence, they have a reflection on ground outside the domain and do not lead to a
 284 second branch of echoes in these conditions of gradient.

285 Adding horizontal gradient does not significantly affect the result, except for the
 286 limit elevation which is significantly altered. As a matter of fact, simulation S₃ (panel
 287 (b)) shows that, if the density gradient is towards the radar, the location of the *E* al-
 288 titude echoes is moved closer to the radar and the transition region between *E* and *F*
 289 altitude echoes is narrowed, with a limit elevation $\beta_L = 11.5^\circ$, much higher than sim-
 290 ulation S₁. However, as the echo area is shifted closer to the radar, the reflection on ground
 291 also occurs closer and thus a second echo area can be observed at the limit of the do-
 292 main, which has the same characteristics as the first one: two branches delimitating *E*
 293 altitude and *F* altitude echoes. This second area is an image of the first one.

294 Simulation S₅ (panel (c)) shows that only very low elevation leads to echoes with
 295 a limit elevation $\beta_L = 3.5^\circ$. When the gradient is away from the radar, the conditions
 296 for bending in the *E* layer become tougher and hence only echoes at *F* altitude are ob-
 297 served far from the radar. Only the upper branch is present, which extends up to the

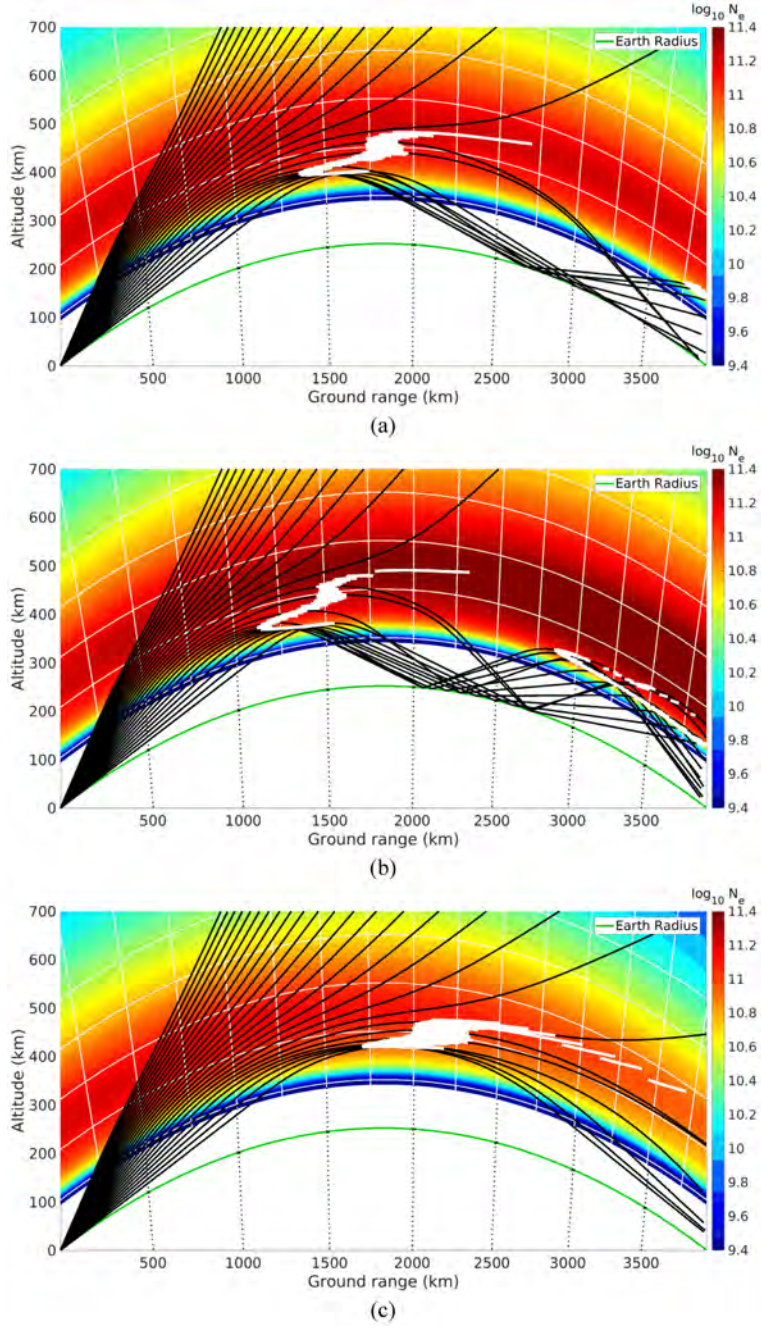


Figure 2. Ground range / altitude profiles of color coded densities for simulations with profile P_1 : panel (a) correspond to simulation S_1 , panel (b) to simulation S_3 and panel (c) to simulation S_5 . The black lines represent the trajectories of the rays coming from the RT tool and the white areas delimitate the regions where \vec{e}_s and \vec{B} orthogonality condition is within 1° .

298
299

limit of the domain. In that case, as the rays are bent in the F layer, the reflection on ground occurs outside the domain and there is no secondary echo area.

300 4.2 Ionosphere with developed E layer: Profile P_2

301 The results for the simulations using profiles P_2 are presented on Fig. 3 for sim-
 302 ulations S_2 (panel (a)), S_4 (panel (b)) and S_6 (panel (c)). The simulations with a well
 303 developed E layer are somewhat different as the rays experience refraction at low alti-
 304 tude with an important vertical gradient (see Fig. 1). Consequently, we expect to limit
 305 propagation at low altitude, but with a high limit elevation β_L .

306 This is illustrated by simulation S_2 (panel (b)) which clearly shows that all the rays
 307 leading to echoes are bent and confined in the E layer. We have only E altitude echoes
 308 located at lower altitude than in simulation S_1 , with a limit elevation $\beta_L = 10^\circ$. As these
 309 echoes are located at low altitude, the rays are refracted toward the ground on less ex-
 310 tended domain than in the previous simulations leading to a second echo area in the do-
 311 main and even a third echo area at the farthest limit of the domain. While the echoes
 312 were spread in altitude in previous simulations, here the secondary and ternary echoes
 313 are spread on large horizontal distances because the elevation is spread after refraction.

314 The first echo area is close to the radar, around 750 km, and extends up to 1250
 315 km, but the second and third areas are interlaced due to the spreading, with an exten-
 316 sion from 2000 km to the limit of the domain. There is a sharp limit between rays lead-
 317 ing to echoes and rays lost in space, around the limit elevation β_L , compared to simu-
 318 lation S_1 .

319 Adding gradient do not significantly affect the first echo area, but in case of sim-
 320 ulation S_4 (panel (b)) with a toward the radar, the second and third areas are moved
 321 closer to the radar and the interlacement between them is more important, with a very
 322 similar limit elevation $\beta_L = 10.5^\circ$. The gradient leads to a smoother transition around
 323 β_L as the F layer can contribute to enhance the bending of the rays but, still, no tran-
 324 sionospheric propagation is possible.

325 In simulation S_6 (panel (c)), with a gradient away from the radar, the limit eleva-
 326 tion is decreased to $\beta_L = 7.5^\circ$ and the second and third areas are moved away from the
 327 radar and are less interlaced. Moreover, the areas which were constrained to the E layer
 328 because of the strong vertical gradient are spreading in altitudes and F altitude echoes
 329 appear at the farthest limit of the domain.

330 These simulations show that the ionospheric structure at the entry point is crit-
 331 ical for the rays trajectory and the location of the potential echoes. The first echo area
 332 close to the radar is generally accompanied by its image far in the domain, whose loca-
 333 tion strongly depends on the horizontal density gradients. Those gradients are also re-
 334 sponsible for the distortion of this image, which corresponds to a spreading of the hor-
 335 izontal and vertical location of the echoes with a mixing between E and F altitude echoes.

336 4.3 Realistic ionosphere: IPIM

337 After studying the effect of basic gradient on the trajectory of the rays, we calcu-
 338 lated how a *real* ionosphere (as modelled by IPIM) can impact the propagation. The re-
 339 sult for the simulation S_7 is presented on Fig. 4. In this $2D$ ionosphere, we can notice
 340 a strong E layer density above the radar, with a gradient away from the radar up to the
 341 middle part of the domain, associated with a strong decrease of the density in the E layer.
 342 In the middle part of the domain, the ionosphere vertical structure is very similar to P_1
 343 profile (in fact this profile was chosen in this part of the domain). At the end of the do-
 344 main, gradient towards the radar is associated with an increase of the density in this layer,
 345 and is very similar to P_2 profile, as this profile was chosen in this part of the domain.

346 Concerning the F layer, we can notice a gradient towards the radar above it and
 347 a spot of strong density in the middle part of the domain, with an almost uniform F layer

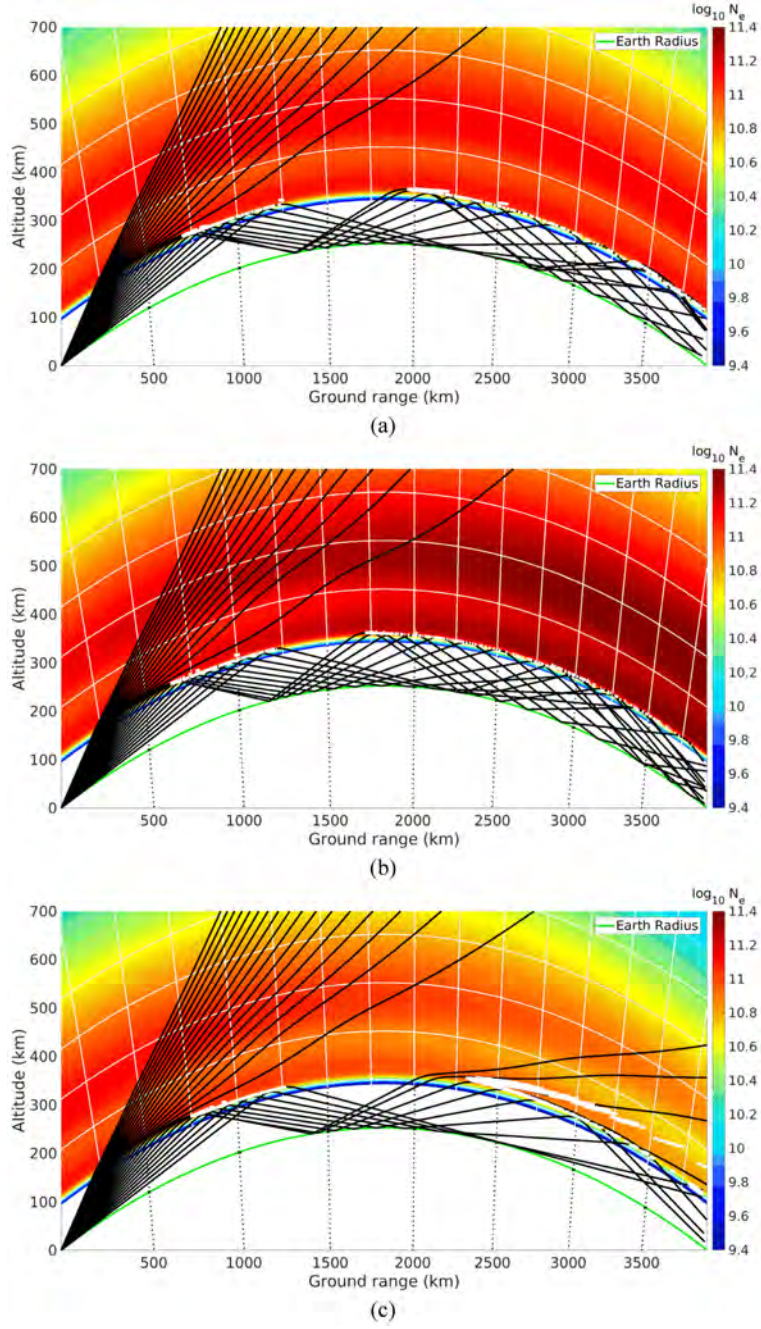


Figure 3. Ground range / altitude profiles of color coded densities for simulations with profile P_2 : panel (a) correspond to simulation S_2 , panel (b) to simulation S_4 and panel (c) to simulation S_6 . The black lines represent the trajectories of the rays coming from the RT tool and the white areas delimitate the regions where \vec{e}_s and \vec{B} orthogonality condition is within 1° .

348 in the last part of the domain. We have all the features studied in previous sections, which
 349 thus provide a frame for the interpretation of the results.

350 As expected, the limit elevation $\beta_L = 9.5^\circ$ is not so different from simulation S_2 .
 351 Extending between 700 km and 1700 km, we have a first echo area consisting in a nar-
 352 row band located in the lower part of the E layer, but with a smooth increase of the al-

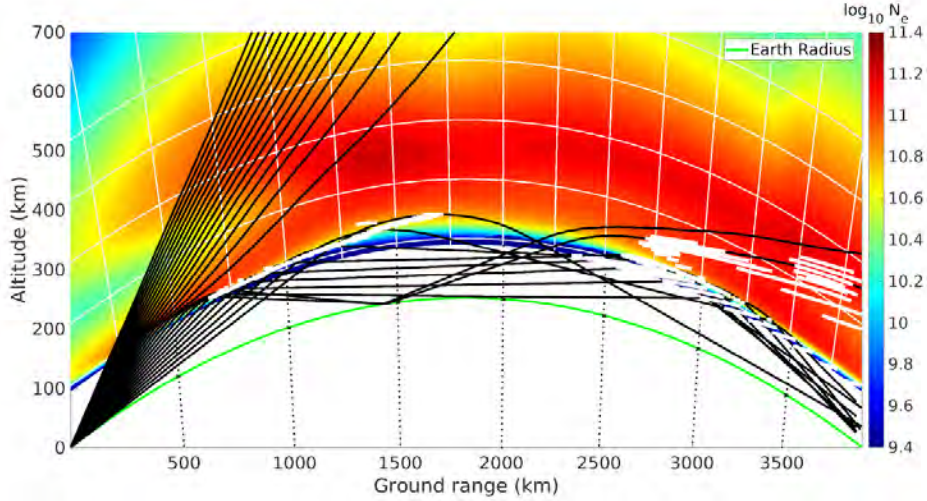


Figure 4. Ground range / altitude profiles of color coded densities for IPIM simulation along one central beam of the Stokkseyri radar. The black lines represent the trajectories of the rays coming from the RT tool and the white areas delimitate the regions where \vec{e}_s and \vec{B} orthogonality condition is within 1° .

353 altitude location all through this area up to the lower part of the F layer. This is due to
 354 the sharp gradient in the E layer which results in the disappearance of this layer. The
 355 trajectories associated with these echoes can be divided in two types. Very close to the
 356 radar (between 700 and 800 km), we have a situation similar to S_5 case with refraction
 357 leading to ground reflection. Beyond 800 km, the rays experience a subionospheric propa-
 358 gation without reflection on ground. This very specific feature has not been observed
 359 in the other simulations and is due to the gradient direction which is almost perpendic-
 360 ular to the ray trajectory in the E layer. As a result, these rays are grazing the lower
 361 part of the ionosphere, which acts like a mirror and reflect the rays with large angle, so
 362 that the emerging rays do not intersect the ground. This first echo area leads to an im-
 363 age which is very different from the previous simulations. As a matter of fact, the echoes
 364 with ground reflection in the first area lead to echoes in the F layer as in simulation S_1 ,
 365 mainly because they penetrate in the ionosphere with rather high elevation angle. The
 366 result is an extended area of echoes located at high altitude in the F layer and forming
 367 an elongated upper branch of echoes. On the other hand, the rays experiencing subiono-
 368 spheric propagation have low elevation when they can penetrate in the ionosphere; the
 369 associated echoes are then located in the lower part of E layer, as in simulation S_6 . Some
 370 rays cannot penetrate in the ionosphere within the domain because of their elevation and
 371 are then lost.

372 With these seven simulations, we see that a large disparity exists for echo forma-
 373 tion and location. We evidenced the critical role of the ionospheric structure between
 374 the E and F layers, mainly through the density gradients which result from the iono-
 375 spheric dynamics. The spatial distribution of the echoes show that in most situation a
 376 blinded area appears between echoes on the first hop and echoes on a second hop and
 377 even on a third hop. Moreover, the location of the echoes is very sensitive to initial el-
 378 evation, which range (expressed by the limit elevation β_L) is highly variable with the iono-
 379 spheric structure, as Table 2 summarized.

Table 2. Limit elevation angle for simulations S₁ to S₇

Gradient type	Vertical	Toward the radar ×2	Away from the radar ÷2	Realistic
P1 Profile	8.5°	3.5°	11.5°	
P2 Profile	10°	7.5°	10.7°	
IPIIM				9.5°

5 Validation of SuperDARN echoes location

Assumptions made on the radar wave propagation are two fold and are known to impact the true echoes location:

1. the free space propagation assumption where the wave travels at the speed of light everywhere;
2. the straight line propagation assumption with the neglect of ground refraction and an *ad hoc* model for the altitude of echoes backscatter, called virtual height model.

These two strong assumptions are difficult to overcome since it implies that the 3D ionospheric density is perfectly known everywhere in the radar FOV, in order to reconstruct correctly each wave trajectory. With our new RT tool, we have the possibility to make a precise evaluation of the conditions in which these assumptions are indeed valid.

In principle, as almost each SuperDARN radar possesses an interferometer array, elevation angle of each backscatter echoes should also be recorded. As seen in the previous section, such angle gives important element to reconstruct the wave trajectory and locate the echoes, as long as no ground refraction is involved (Greenwald et al., 2017). Unfortunately, the calibration of SuperDARN interferometry has proved difficult (Shepherd, 2017) and as of today, only a few radars of the network have currently well defined elevation angles.

In conclusion, currently, the only reliable parameter obtained with an usual SuperDARN radar is twice the wave traveling time T between the radar and the backscatter echoes.

5.1 Free space propagation assumption

As already stated, with no *a priori* knowledge of the ionospheric density along the wave trajectory, the wave is assumed to travel at the speed of light, c , when it normally undergoes slowing down when traveling through the ionosphere whose refractive index is below 1. This free space propagation assumption results in an overestimation of the slant range of the backscatter echoes.

Our new RT tool takes into account the varying refractive index along the wave trajectory and gives access to the real slant range of the backscatter echoes, through the following formula: $L = \int_T n(t)cdt = \int_s n(\sigma)d\sigma$.

Knowing the exact traveling path of the wave, it is easy to estimate the corresponding slant range when no refractive index is taken into account, through the formula: $L_c = \int_T cdt = cT$.

To determine the effect of this assumption, we have compared L_c and L for each of the 7 simulations presented in the previous section for echoes forming in the central

415 part ($\sim 1,500$ km) and in the farthest part ($\sim 3,000$ km) of beam 8. The results are
 416 presented in Table 3.

Table 3. Difference of distances given in km, between waves traveling with refractive index set to 1 everywhere L_c and with varying refractive index in the ionosphere L for the beam simulations S_1 to S_7 and for echoes forming in the central part ($\sim 1,500$ km) and in the farthest part ($\sim 3,000$ km) of the beam.

Simulations	Profile P ₁			Profile P ₂			Profile IPIM
	S ₁	S ₃	S ₅	S ₂	S ₄	S ₆	S ₇
$L_c - L$ in km at 1,500 km	18.9	22.9	15.4	4.3	3.9	4.5	6.8
$L_c - L$ in km at 3,000 km	37.8	45.8	30.7	8.6	7.8	9.0	13.7

417 The results presented in this table show that in general the difference of distances
 418 between the traveling paths with and without varying refractive index remains relatively
 419 low, since it results in overestimation reaching ~ 23 km at $\sim 1,500$ km and reaching
 420 ~ 46 km at $\sim 3,000$ km. The slant range error remains within half to one full range
 421 gate for a normal SuperDARN running mode where the range gate resolution is 45 km
 422 and can rightly be considered negligible. Even for a myopic mode where range gate res-
 423 olution is 15 km, this assumption remains pretty much valid, since the end part of the
 424 FOV is located around $\sim 1,300$ km in this mode.

425 Looking more into detail in the different simulations, it is clear that the difference
 426 in distance is the most important when the ionosphere is presenting a developed F-region
 427 without E layer (S_1) with or without strong horizontal gradients (S_3 and S_5). This can
 428 simply be explained by the large amount of time spent by the waves in the ionosphere
 429 through the form of Pedersen rays which travel, refract, backscatter into the F layer. On
 430 the contrary, a well developed E layer (S_2, S_4, S_6) forces the waves to refract quickly to-
 431 ward the ground. Since the waves stay in the ionosphere for a very short time, the dif-
 432 ference of distances remains low, less than 10 km. Finally, the IPIM simulation (S_7) also
 433 presents a relatively well developed E layer especially close to the radar (similar to S_6)
 434 constraining the waves at low altitudes and a F layer density lower than S_1 where no
 435 Pedersen rays can form or very far from the radar which displays higher density (see Fig.4).
 436 Thus, the difference in distance remains also low, less than 14 km.

437 As the free space propagation generates negligible errors almost everywhere in the
 438 radar FOV, we will use this assumption in the next subsection of the paper, in order to
 439 be comparable to the current SuperDARN analysis. In the following, we will refer to the
 440 slant range L as $L \approx L_c = cT$.

441 5.2 Straight line propagation assumption

442 As for the previous assumption, the straight line propagation is unavoidable since
 443 no information is available on the ionosphere density in the radar FOV. This assump-
 444 tion can lead to strong errors in echoes location, especially in case of multiple hops prop-
 445 agation.

446 5.2.1 Current SuperDARN virtual height models and analytical expres- 447 sions

448 From the early era of the SuperDARN radars, a virtual height model has been pro-
 449 posed to assume the altitude where echoes are backscattered and to deduce in return their
 450 ground range. This model is called virtual height because altitudes are not supposed to

451 be realistic but to reflect the longer path traveled by the waves reaching the farthest part
 452 of the radar FOV. This initial model is coarse and simply assumes constant altitude zones
 453 increasing with radar slant range. The altitudes values usually used by the SuperDARN
 454 community are summarized in table 4. This model will be called "Standard VHM" (for
 455 Virtual Height Model) in the following.

Table 4. Virtual height model values generally used by the SuperDARN community to estimate a virtual height of the echoes giving as much as possible realistic echoes locations at ground range. In the last table line, h_i is a user-defined height typically between 300 and 400 km. Here we take $h_i = 350$ km.

$h^*(L)$	ground range
115	$\leq L \leq 600$ km
$\frac{L-600}{200} (h_i - 115) + 115$	$600 \leq L \leq 800$ km
h_i	$L > 800$ km

456 This model clearly shows some limitations, since the defined h_i altitude for far ranges
 457 will hardly give a realistic estimation of the ground ranges for distances beyond $\sim 1,500$
 458 km where multiple hops propagation is likely to occur and to increase substantially the
 459 propagation path of the waves.

460 In order to improve this virtual height model, Chisham et al. (2008) took advantage
 461 of one SuperDARN radar (Saskatoon) with accurate elevation angles to order echoes
 462 slant range with respect to this important parameter. This distribution performed over
 463 5-years of data allowed discriminating between three kind of echoes, $\frac{1}{2}$ -hop E layer, $\frac{1}{2}$ -
 464 hop F layer and $1\frac{1}{2}$ -hop F layer. By finding the best fit functions between slant range
 465 and elevation for each of these regions, Chisham et al. (2008) built a new virtual height
 466 model for more accurately mapping echoes location. This more sophisticated virtual height
 467 parabolic model $h^*(L)$ takes the following form: $h^*(L) = A+BL+CL^2$, where the A,
 468 B and C coefficients take different values depending on L , as described in Table 5.

Table 5. Chisham et al. (2008) virtual height model coefficients for three different regions of slant range.

Slant range	A	B	C
$L \leq 780$ km	108.974	0.0191271	6.68283×10^{-5}
$780 < L \leq 2130$ km	384.416	-0.178640	1.81405×10^{-4}
$L > 2130$ km	1098.28	-0.354557	9.39961×10^{-5}

469 From this model, ground range of the echoes can finally be obtained straightforwardly
 470 from spherical trigonometry as nicely demonstrated in their paper. This model
 471 clearly shows that the virtual height will be located at unrealistic high altitudes (> 800
 472 km) at far ranges to compensate for straight propagation where multiple hops are in fact
 473 likely to occur. This model will be called "Chisham VHM" in the following.

474 Finally, Greenwald et al. (2017) used again spherical trigonometry to determine the
 475 analytical expressions allowing the retrieval of real altitude and ground range of echoes
 476 knowing their slant range and elevation angle. These very useful expressions are extremely
 477 accurate as long as precise elevation angles can be retrieved by the radar and as long as

478 waves are following $\frac{1}{2}$ -hop propagation, meaning that they again cannot be applied with-
 479 out risk for slant range beyond $\sim 1,500$ km. This method will be called the "Greenwald
 480 Model" in the following.

481 **5.2.2 Comparison of these models with realistic RT wave propagation**

482 Thanks to our RT tool combined with realistic ionosphere modeling, it is possible
 483 to probe the validity of all the above listed models and to estimate the corresponding
 484 ground range error with respect to slant range L .

485 To do so, we only use the realistic ionosphere modeling coming from IPIM along
 486 beam 8 (simulation S₇), discriminating between E layer echoes (alt ≤ 140 km) and F
 487 layer echoes (alt ≥ 140 km). For each possible modeled backscattered echoes (aspect
 488 angle $\leq 1^\circ$), we compare the ground range obtained directly from the RT tool with the
 489 estimated ground range given by each of the three models.

490 The difference in ground range between the RT tool and each of the 3 models is
 491 presented on Figure 5, discriminating between $\frac{1}{2}$ -hop E layer (between ~ 650 and $\sim 1,700$
 492 km) and $1\frac{1}{2}$ -hop E layer and $1\frac{1}{2}$ -hop F layer echoes (between $\sim 2,500$ and $\sim 3,550$ km)
 493 as detected with combined RT and IPIM. As a reminder, IPIM modeling shows a rel-
 494 atively well developed E layer which explains the presence of E layer echoes even at far
 495 slant ranges and the appearance of Pedersen rays in the F layer beyond $\sim 2,500$ km.
 496 In this figure, ground range difference is always positive which implies that the differ-
 497 ent models are always underestimating the real ground location of the echoes.

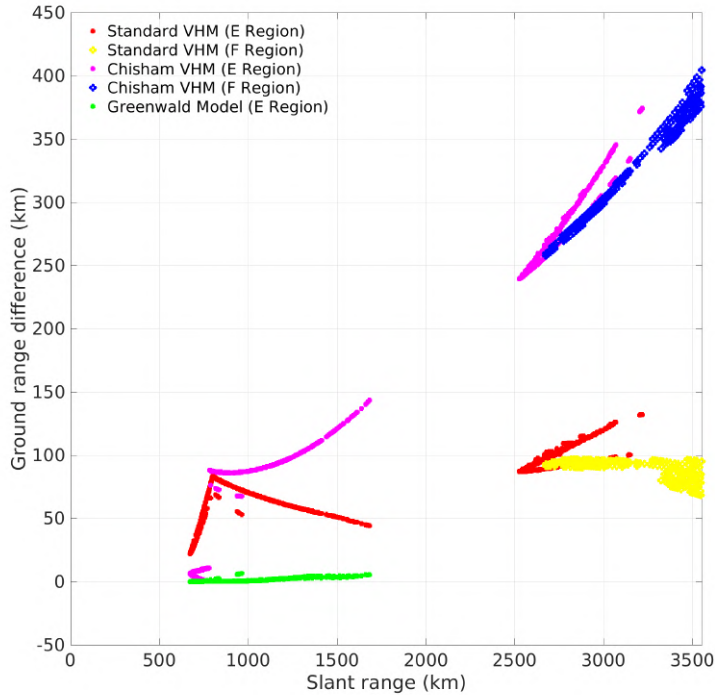


Figure 5. Ground range difference between the RT+IPIM modeling and each of the 3 models separating between E and F layers echoes with respect to slant range.

498 With the Standard VHM, the $\frac{1}{2}$ -hop E layer echoes (red symbols between ~ 650
 499 and $\sim 1,700$ km in Figure 5) display already a maximum of about 80 km ground range

500 difference, largely more than 1 standard range gate. This mainly comes from the fact
 501 that beyond 780 km, the Standard VHM is already considering echoes coming from the
 502 F layer where real IPIM echoes are still located in the E layer. The effect is even more
 503 evident for $1\frac{1}{2}$ -hop E layer echoes (red symbols between $\sim 2,500$ and $\sim 3,550$ km) where
 504 the ground range difference is comprised between 80 and 120 km, meaning between 2
 505 and 3 standard range gates. This large difference comes from the straight propagation
 506 assumption of the Standard VHM when the actual echoes have already experienced a
 507 ground refraction. The ground range difference is slightly less important for $1\frac{1}{2}$ -hop F
 508 layer echoes (yellow symbols between $\sim 2,500$ and $\sim 3,550$ km), but are still comprised
 509 between 70 and 100 km which remains significant. This can once again be explained by
 510 the straight propagation assumption.

511 With the Chisham VHM, the ground range difference is less than 15 km up to 780
 512 km in slant range (purple symbols from ~ 650 to 780 km in Figure 5). This means that
 513 the first branch of the model (first line of coefficients in Table 5) correctly reproduces
 514 $\frac{1}{2}$ -hop E layer echoes. On the other hand, beyond 780 km, the ground range difference
 515 increases abruptly to ~ 80 km and continues increasing up to almost 150 km at $\sim 1,700$
 516 km (purple symbols from 780 to $\sim 1,700$ km), meaning between 2 and 3 standard range
 517 gates. This can be explained by the second branch of the model (second line of coeffi-
 518 cients in Table 5) which is in principle fitted to describe echoes of $\frac{1}{2}$ -hop F layer, when
 519 the IPIM modeling still shows $\frac{1}{2}$ -hop E layer echoes at these slant ranges. As for the Stan-
 520 dard VHM model, the effect is even more evident for $1\frac{1}{2}$ -hop E layer and F layer echoes
 521 (purple and blue symbols between $\sim 2,500$ and $\sim 3,550$ km) where the ground range
 522 difference becomes huge and is comprised between 240 and 400 km, meaning between
 523 5 and 9 range gates. This can be partly explained again by the third branch of the model
 524 (third line of coefficients in Table 5) which is in principle fitted to describe echoes of $1\frac{1}{2}$ -
 525 hop F layer when the IPIM modeling shows $1\frac{1}{2}$ -hop E layer echoes (purple symbols) at
 526 these slant ranges. This explanation is less straightforward for the F layer echoes (blue
 527 symbols) which should fit more the expected location given by the empirical Chisham
 528 VHM. However, this may mean that the Chisham VHM model fails to correctly assess
 529 a virtual height for these furthest echoes even for F layer echoes.

530 As expected, the Greenwald Model (green symbols in Figure 5), is almost perfectly
 531 reproducing the real ground range of the echoes. The ground range difference remains
 532 very close to 0 up to $\sim 1,200$ km. Beyond this slant range, waves start to refract to-
 533 ward the ground and the Greenwald Model is not anymore adapted to this geometry. Be-
 534 fore the first ground reflection, the ground range difference remains nevertheless low, but
 535 it can explain the slight increase to a few km up to $\sim 1,700$ km. After the first ground
 536 reflection, the model is no longer valid. In consequence, we did not plot ground range
 537 difference for echoes farther away.

538 5.3 Discussion of these assumptions

539 The free space propagation assumption tends to overestimate the ground range of
 540 the echoes while the VHM models tends to underestimate it. However, it is clear from
 541 the results above that the free space propagation assumption can be seen as having a
 542 negligible effect everywhere in the radar FOV, when the straight line propagation in VHM
 543 models cannot. Surprisingly, the Standard VHM is globally doing better than the Chisham
 544 VHM almost everywhere (apart very close to the radar within 780 km). The ground range
 545 difference reaching often more than 150-200 km within $\sim 2,500$ km and even more than
 546 300-400 km beyond. This result is in agreement with Liu et al. (2012) where a ground
 547 range accuracy of 200 km for slant range $L \leq 2000$ km was already found in the Chisham
 548 VHM.

549 To find an explanation for these important ground range differences, we must re-
 550 call that for the IPIM realistic modeling (S_7), zones of echoes occurred at relatively un-

551 expected locations with what is commonly admitted in the SuperDARN community. In
 552 particular, no E layer echoes are supposed to be observed beyond $\sim 1,000$ which is clearly
 553 not the case here. To verify if these specific ionospheric properties could explain these
 554 differences, we have then also looked at the other simulations, especially S_1 , S_3 and S_5
 555 with a well developed F layer, for which echoes location are more in line with expecta-
 556 tion. If the ground range difference is lower than for S_7 , it remains anyway between 90
 557 and 160 km between $\sim 1,400$ and $\sim 2,700$ km of slant range (2 to 4 range gates), in
 558 agreement again with Liu et al. (2012).

559 Other explanations could also be invoked to explain the low success of the Chisham
 560 VHM in our case. In particular, the fact that this model has been developed for the Saska-
 561 toon radar (boresite directed toward the North) while we are here simulating the Stokkseyri
 562 radar (boresite toward the West). As an example, the distribution of radar echoes lo-
 563 cations in the FOV of these 2 radars could be checked to see if it can be related to the
 564 different magnetic field orientation or to different underlying atmospheric properties.

565 Finally, from Figure 5, it is clear that the Greenwald Model is giving an extremely
 566 accurate ground range of the echoes for $\frac{1}{2}$ -hop propagation. This support the idea to pur-
 567 sue the efforts currently made in the SuperDARN community for calibrating the inter-
 568 ferometer array of their radars.

569 6 Application to SuperDARN observations

570 In section 4, we highlighted the role of E and F layers on the location of the echoes
 571 for Stokkseyri central beam 8, mainly through the horizontal and vertical density gra-
 572 dients. In this section, we present the simulation of a full scan in order to evaluate the
 573 impact of the large scale ionospheric structures on the echoes clustering. Figure 6 is a
 574 combined view of IPIM simulation and results from RT tool displayed in color coded for-
 575 mat over the FOV of Stokkseyri radar. Panel (a) is the horizontal density structure of
 576 the ionosphere at 120 km in the E layer and panel (b) at 300 km in the F layer as ob-
 577 tained from the IPIM simulation. The other panels corresponding to RT results were ob-
 578 tained by first associating all the potential echoes with a specific cell of the radar scan
 579 and then by averaging in each cell in order to simulate the radar observations. Panel (c)
 580 displays the altitude of the echoes, panel (d) the initial elevation of the rays which lead
 581 to the echoes, panel (e) the absorption of the signal between the transmitter and the re-
 582 flection point and panel (f) the l-o-s velocity resulting from the convection of the flux
 583 tubes where we use the SuperDARN velocity convention with a positive velocity towards
 584 the radar. The velocity is reconstructed from the velocities provided by the SuperDARN
 585 convection map used as input in IPIM and projected along the ray path. In this last panel,
 586 we have superimposed to the scan plot, the pre-cited convection map. While panels (a)
 587 to (e) are plotted in geographical coordinates, panel (f) is plotted in geomagnetic MLT
 588 coordinates.

589 6.1 Ionospheric structure inside the FOV

590 As already stated, we have chosen an equinox period (March 20, 2015) for the sim-
 591 ulation, just before sunrise at Stokkseyri (06:00 UT) with moderate geomagnetic con-
 592 ditions. As a result, the lowest altitude enlightened in the field of view of the radar is
 593 about 230 km, with a corresponding region located close to the radar in the northern
 594 part of the FOV. Consequently, the E layer is not produced by photoionization but in-
 595 stead the tongue of electron density, which is visible in the FOV of the radar (panel (a)),
 596 is the consequence of electron precipitation. As a matter of fact, a precipitation pattern
 597 of about $0.5 \text{ mW}\cdot\text{m}^{-2}$ energy flux is well correlated with this density tongue, with a mean
 598 energy of about 1.5 keV close to the radar decreasing to about 500 eV on the farthest
 599 distances. Thus, the FOV in the E layer is crossed by a strip of electron density which
 600 explains the very peculiar structure of the central beam (beam 8) discussed in section

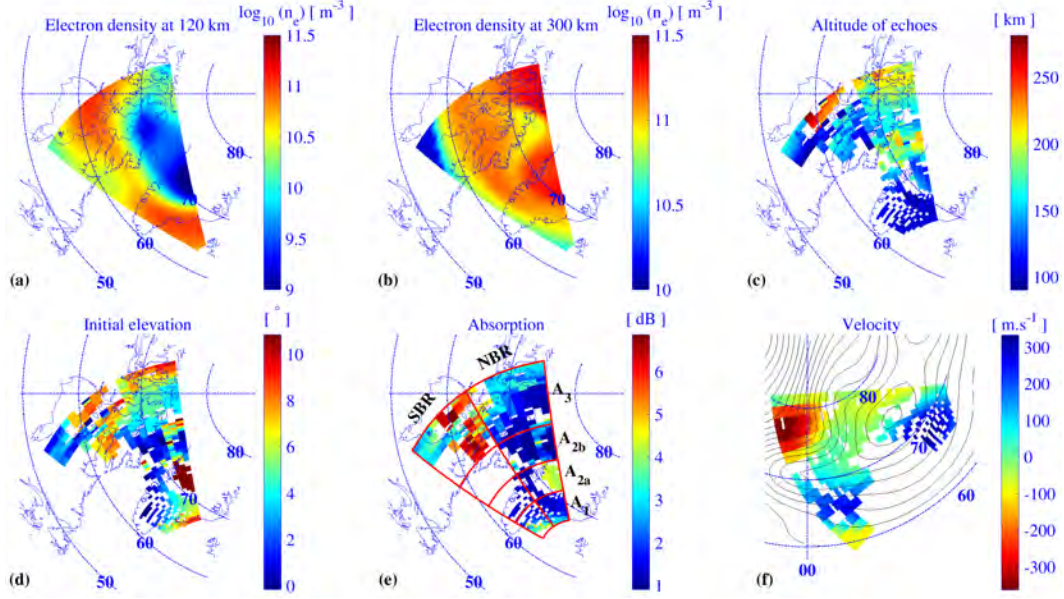


Figure 6. Simulation of a Stokkseyri observation with the ray tracing tool using IPIM, in color coded format: electron density in the field of view of the radar at 120 km in the E region (panel (a)) and at 300 km in the F region (panel (b)), initial elevation of the rays which lead to the echoes (panel (c)), altitude of the echoes (panel (d)), absorption of the signal between the transmitter and the reflection point (panel (e)) and line of sight velocity using SuperDARN velocity convention (panel (f)). Panels (a) to (e) are plotted in geographical coordinates and panel (f) is plotted in geomagnetic MLT coordinates. On this panel, we have superimposed, with black lines, SuperDARN potential map at the time of the simulation.

601 4. Moreover, the production is decreasing along the tongue away from the radar, leading
 602 to a concomitant smoothly decreasing E layer. The F layer (panel (b)) presents a
 603 very different structure as it is a complex mixture of convection, electron precipitation
 604 and photoionization. Discussing this structure is out of context, but we can mention that
 605 electron precipitation, with mean energy of about 500 eV, produces at high altitude in
 606 the similar altitude range as photoionization. The two plots present a highly structured
 607 ionosphere on large horizontal scales, with an apparent decorrelation between E and F
 608 layers in the FOV of the radar.

609 6.2 Distribution and properties of simulated SuperDARN echoes

610 From Figure 6, it is clear that, despite the fact that we assume every potential echo
 611 as a real echo, not all cells are *illuminated*. In the following, we discuss the reasons for
 612 such a distribution of echoes. To ease the discussion, we designate by E altitude echoes,
 613 all echoes occurring at altitude below 140 km and by F altitude echoes, all echoes oc-
 614 ccurring above this altitude. This ionospheric structure is responsible for different echo
 615 areas with differences between the southern and northern parts of the FOV. In the fol-
 616 lowing, the region of the beams located northern from the boresite will be designated
 617 as NBR and the region of the beams located southern from the boresite as SBR. More-
 618 over, we can roughly divide the radar FOV in three adjacent area: A_1 close to the radar,
 619 A_2 in the middle part of the field of view and A_3 in the farthest part of it (see panel (e))
 620 for highlighting of these different zones in the FOV).

621 In area A_1 , for both SBR and NBR, the high density in the E layer allows for echoes
 622 occurring at E altitude (panel (c)); we are in similar configuration as simulation S_1 . As
 623 a consequence, there is a band of more important absorption (~ 4.5 dB, panel (e)) as-
 624 sociated with the first gates on every beam. Elevation angles show an usual pattern with
 625 smooth decrease with slant range from 6° to 2° in SBR and from 9° to 5° in NBR (panel
 626 (d)), probably dependent on the underlying ionosphere density in these two regions. These
 627 results are in agreement with $\frac{1}{2}$ -hop propagation leading to E altitude echoes with more
 628 oblique rays at farthest distances.

629 In area A_2 , no echoes are observed in the SBR part of the FOV. We are in a simi-
 630 lar situation as simulation S_6 , which experiments a density gradient in the E layer away
 631 from the radar. Indeed, such a density gradient is clearly visible in the E layer (panel
 632 (a)) with, as a result, an extended blinded slot bounded by two E altitude echo areas
 633 corresponding to two consecutive $\frac{1}{2}$ -hops.

634 On the other hand, NBR shows an almost continuous distribution of echoes all through
 635 the FOV but with different characteristics of absorption, elevation angle and altitude in
 636 two sub-zones A_{2a} and A_{2b} depending on the radar distance (see panel (e)). At further
 637 distance in zone A_{2b} , the elevation angle and the absorption are low and altitudes are
 638 ranging in the low F layer part, this corresponds to first $\frac{1}{2}$ -hop propagation leading to
 639 F altitude echoes. Closer to the radar, in area A_{2a} , we can observe a slot with no echoes
 640 located beside a spot with moderate absorption (~ 4.5 dB, panel (e)). Panel (d) indi-
 641 cates that this spot corresponds to the largest elevation leading to echoes. After anal-
 642 ysis of the trajectory, we found that these echoes correspond to transionospheric prop-
 643 agation at low altitude (Pedersen rays), in the E layer and low F layer, and are due to
 644 the density gradients in these layers that are visible on panels (a) and (b); as the wave
 645 are constrained to propagate at low altitude, they have a larger absorption because of
 646 the neutrals. From panel (c), we see that these echoes are E altitude echoes. The slot
 647 without echoes beside it is similar to the one observed in SBR because of the density gra-
 648 dient in the E layer.

649 In area A_3 , NBR presents a dense echoes region, which is mostly located at F alti-
 650 tude (panel (c)) with low absorption (panel (e)); it corresponds to $1\frac{1}{2}$ -propagation as
 651 the initial elevation (panel (d)) indicates: the elevations are very similar to the one ob-
 652 served in area A_1 but with opposite trend, since they now are increasing with distance.
 653 This can be simply explained by longer path traveled in the ionosphere by rays with the
 654 highest initial elevations which then refract on the ground and lead to $1\frac{1}{2}$ echoes at far-
 655 thest distances.

656 For SBR, the echoes region is still dense but shows more complex properties. As
 657 a reminder, these echoes come from $1\frac{1}{2}$ -hop propagation similar to what is seen in simu-
 658 lation S_6 (see explanation for Area A_2). In this simulation, two echo branches appear
 659 in the $1\frac{1}{2}$ -hop area, one remaining at E altitude and one sliding from E to F altitude.
 660 That is what we observe in SBR, where some echoes are still located at E altitude while
 661 in the far end of area A_3 the altitude increases up to F altitude (panel (c)). Elevation
 662 and absorption are important in this region (panels (d) and (e)) and can partly be ex-
 663 plained by the $1\frac{1}{2}$ -hop propagation and by the strong local densities encountered simul-
 664 taneously in the E and F layers which allows transionospheric propagation (Pedersen
 665 rays) at these very far distances. We can note nevertheless a very small region in the very
 666 southern corner of the FOV where absorption, elevation and altitude are very low which
 667 corresponds also to extremely low density in the F layer (panel (a)).

668 Finally, concluding with convection (panel (f)), we observe that at 06:00 UT, the
 669 radar is mainly in the pre-morning sector. SBR probes the return convection in the dawn
 670 cell and measures velocities of about 200 m.s^{-1} towards the radar and NBR catches the
 671 polar flow mainly coming from the dusk cell with a spot of 300 m.s^{-1} convection. The

672 l-o-s velocities amplitude remains relatively low which is expected during the moderate
673 geomagnetic conditions used in this IPIM simulation.

674 **6.3 Discussion of these echoes distribution**

675 From Figure 6, we see that it would be relatively straightforward to compare di-
676 rectly SuperDARN observations with results coming from our RT tool and IPIM. In par-
677 ticular, it would be possible to compare the location of the echoes between SuperDARN
678 and the simulation and to get information about their initial elevation angle and their
679 absorption level. We have not been able to do this step in this paper, mainly because
680 we used an IPIM simulation that was not properly calibrated with observations (in par-
681 ticular in terms of electron precipitation) and so, it is difficult to check its validity. More-
682 over, this particular event (March 20, 2015) only shows very scarce SuperDARN echoes
683 in the Stokkseyri FOV contrary to the simulated echoes which cover a large part of the
684 FOV. This can partly be explained by the unrealistic IPIM simulation but also by the
685 fact that the simulated echoes are all the possible locations where aspect angle $\leq 1^\circ$ is
686 respected, where in reality, field-aligned irregularities must also occur for echoes to be
687 backscattered to the radar.

688 In the future, we will use realistic simulations, such as the one presented in Marchaudon
689 et al. (2018) for a relatively moderate magnetic storm over the FOV of Hankasalmi and
690 Thikkvibaer radars where relatively good echoes coverage is observed. By comparing the
691 observed and simulated echoes, we will be able to identify the real echoes where irreg-
692 ularities are generated and to get information about their elevation angle and their ab-
693 sorption level. Finally, if the simulated and modeled echoes do not match, the last step
694 will be to introduce modifications of the ionosphere density inside IPIM (through recur-
695 sively changing the electron precipitation or the underlying atmosphere properties, as
696 already proposed for the martian ionosphere in Grandin et al. (2014)) until obtaining
697 a match. This will be a first attempt to directly use the SuperDARN observations in the
698 IPIM model for calibration purpose.

699 **7 Conclusion**

700 We have presented a new RT tool which can model any HF ray path in a given $3D$
701 ionosphere. This tool has the capability to take into account horizontal gradients and
702 to give information about several critical parameters along the ray trajectory, such as
703 the signal absorption, the total electron content integrated along the path (although not
704 shown in this paper) and the refractive index of the medium. Further improvements are
705 under development to take into account the magnetic field in the refractive index cal-
706 culation and to model separately the ordinary and extraordinary propagation modes.

707 In this paper, the RT tool has been first validated in more and more complex iono-
708 spheres starting from simple vertical uniform profiles to complex $3D$ gradients pattern
709 obtained thanks to the first-principle IPIM model. Then, we have tested the different
710 propagation assumptions made with SuperDARN radars such as free space propagation
711 and straight line propagation and checked their effect on the echoes location. The main
712 results are that free space propagation assumption can be considered valid almost ev-
713 erywhere in the radar FOV with any kind of modeled ionosphere, while straight line prop-
714 agation combined with virtual height model can lead to strong errors in the echoes lo-
715 cation, reaching as much as 300-400 km in the farthest part of the radar FOV. Finally,
716 this combined RT tool with IPIM shows that it would be possible to compare simulated
717 and observed SuperDARN echoes in order to gain useful information about the altitude
718 and elevation angle of these echoes as well as to calibrate the IPIM model and to repro-
719 duce realistically the ionosphere over the radar FOV.

720 **Acknowledgments**721 **Acknowledgments**

722 This work is supported by the Programme National Soleil Terre (PNST) from Institut
 723 des Sciences de l'Univers of Centre National de la Recherche Scientifique (INSU/CNRS)
 724 co-funded by CNES and CEA. This work was granted access to the HPC resources of
 725 CALMIP supercomputing center under the allocation 2018-P1520. IPIM model is a prop-
 726 erty of CNRS. An online version of IPIM is available on transplanet web interface [http://](http://transplanet.irap.omp.eu/)
 727 transplanet.irap.omp.eu/) and the simulations made for this study are available at
 728 the following link <http://transplanet.irap.omp.eu/published.html>. One of the au-
 729 thor (Etienne Foucault) is supported by a doctoral research grant n° DGA2015666 from
 730 Délégation Générale de l'Armement and Thalès Alenia Space, Toulouse.

731 **References**

- 732 Andreev, M. Y., Mingaleva, G. I., & Mingalev, V. S. (2007, Aug). Numerical
 733 simulation of the structure of the high-latitude ionospheric F region during
 734 meridional HF propagation. *Geomagnetism and Aeronomy*, *47*(4), 487-495.
 735 doi: 10.1134/S0016793207040093
- 736 Angling, M. J., Shaw, J., Shukla, A. K., & Cannon, P. S. (2009, Feb). Devel-
 737 opment of an HF selection tool based on the Electron Density Assimila-
 738 tive Model near-real-time ionosphere. *Radio Science*, *44*(1), RS0A13. doi:
 739 10.1029/2008RS004022
- 740 Appleton, E. V. (1932, Sep.). Wireless studies of the ionosphere. *Institution of*
 741 *Electrical Engineers - Proceedings of the Wireless Section of the Institution*,
 742 *7*(21), 257-265. doi: 10.1049/pws.1932.0027
- 743 Araujo-Pradere, E. A., & Fuller-Rowell, T. J. (2002, Oct). STORM: An empirical
 744 storm-time ionospheric correction model 2. Validation. *Radio Science*, *37*(5),
 745 1071. doi: 10.1029/2002RS002620
- 746 Araujo-Pradere, E. A., Fuller-Rowell, T. J., & Codrescu, M. V. (2002, Oct).
 747 STORM: An empirical storm-time ionospheric correction model 1. Model
 748 description. *Radio Science*, *37*(5), 1070. doi: 10.1029/2001RS002467
- 749 Bailey, D. (1964). Polar-cap absorption. *Planetary and Space Science*, *12*(5), 495 -
 750 541. Retrieved from [http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/](http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0032063364900406)
 751 [0032063364900406](https://doi.org/10.1016/0032-0633(64)90040-6) doi: [https://doi.org/10.1016/0032-0633\(64\)90040-6](https://doi.org/10.1016/0032-0633(64)90040-6)
- 752 Bennett, J. A., Dyson, P. L., & Norman, R. J. (2004, Sep.). Progress in radio ray
 753 tracing in the ionosphere. *URSI Radio Science Bulletin*, *2004*(310), 81-91. doi:
 754 10.23919/URSIRSB.2004.7909439
- 755 Bilitza, D., Altadill, D., Truhlik, V., Shubin, V., Galkin, I., Reinisch, B., & Huang,
 756 X. (2017). International reference ionosphere 2016: From ionospheric climate
 757 to real-time weather predictions. *Space Weather*, *15*(2), 418-429. Retrieved
 758 from [https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/](https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/2016SW001593)
 759 [2016SW001593](https://doi.org/10.1002/2016SW001593) doi: 10.1002/2016SW001593
- 760 Bittencourt, J. A., Sahai, Y., Teixeira, N. R., & Takahashi, H. (1992, January). A
 761 comparative study of low-latitude ionospheric and OI 630nm nightglow ob-
 762 servations with the SLIM and IRI models. *Advances in Space Research*, *12*,
 763 275-278. doi: 10.1016/0273-1177(92)90072-6
- 764 Brelly, P. L., Marchaudon, A., Indurain, M., Witasse, O., Amaya, J., Chide, B., ...
 765 Bouchemit, M. (2019, May). Transplanet: A web service dedicated to modeling
 766 of planetary ionospheres. *planss*, *169*, 35-44. doi: 10.1016/j.pss.2019.02.008
- 767 Breit, G., & Tuve, M. A. (1926, Sep). A Test of the Existence of the Conducting
 768 Layer. *Physical Review*, *28*(3), 554-575. doi: 10.1103/PhysRev.28.554
- 769 Chen, X.-C., Lorentzen, D. A., Moen, J. I., Oksavik, K., Baddeley, L. J., & Lester,
 770 M. (2016). F region ionosphere effects on the mapping accuracy of superdarn

- 771 hf radar echoes. *Radio Science*, 51(5), 490-506. Retrieved from [https://](https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/2016RS005957)
 772 agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/2016RS005957 doi:
 773 10.1002/2016RS005957
- 774 Chisham, G., Lester, M., Milan, S. E., Freeman, M. P., Bristow, W. A., Grocott,
 775 A., ... Walker, A. D. M. (2007, Jan 01). A decade of the super dual auroral
 776 radar network (superdarn): scientific achievements, new techniques and future
 777 directions. *Surveys in Geophysics*, 28(1), 33-109. Retrieved from [https://](https://doi.org/10.1007/s10712-007-9017-8)
 778 doi.org/10.1007/s10712-007-9017-8 doi: 10.1007/s10712-007-9017-8
- 779 Chisham, G., Yeoman, T. K., & Sofko, G. J. (2008). Mapping ionospheric backscatter
 780 measured by the superdarn hf radars; part 1: A new empirical virtual
 781 height model. *Annales Geophysicae*, 26(4), 823-841. Retrieved from [https://](https://www.ann-geophys.net/26/823/2008/)
 782 www.ann-geophys.net/26/823/2008/ doi: 10.5194/angeo-26-823-2008
- 783 Coleman, C. J. (2011). Point-to-point ionospheric ray tracing by a direct
 784 variational method. *Radio Science*, 46(5). Retrieved from [https://](https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2011RS004748)
 785 agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2011RS004748 doi:
 786 10.1029/2011RS004748
- 787 Drayton, R. A., Koustov, A. V., Hairston, M. R., & Villain, J. P. (2005, Octo-
 788 ber). Comparison of DMSP cross-track ion drifts and SuperDARN line-
 789 of-sight velocities. *Annales Geophysicae*, 23, 2479-2486. doi: 10.5194/
 790 angeo-23-2479-2005
- 791 Gill, S. (1951). A process for the step-by-step integration of differential equa-
 792 tions in an automatic digital computing machine. *Mathematical Pro-*
 793 *ceedings of the Cambridge Philosophical Society*, 47(1), 96-108. doi:
 794 10.1017/S0305004100026414
- 795 Gillies, R. G., Hussey, G. C., Sofko, G. J., McWilliams, K. A., Fiori, R. A. D., Pono-
 796 marenko, P., & St. -Maurice, J. P. (2009, July). Improvement of SuperDARN
 797 velocity measurements by estimating the index of refraction in the scattering
 798 region using interferometry. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*,
 799 114, A07305. doi: 10.1029/2008JA013967
- 800 Grandin, M., Brelly, P. L., Witasse, O., & Marchaudon, A. (2014, December).
 801 Mars Express radio-occultation data: A novel analysis approach. *Jour-*
 802 *nal of Geophysical Research (Space Physics)*, 119(12), 10,621-10,632. doi:
 803 10.1002/2014JA020698
- 804 Greenwald, R. A., Baker, K. B., Dudeney, J. R., Pinnock, M., Jones, T. B., Thomas,
 805 E. C., ... Yamagishi, H. (1995, Feb 01). Darn/superdarn. *Space Sci-*
 806 *ence Reviews*, 71(1), 761-796. Retrieved from [https://doi.org/10.1007/](https://doi.org/10.1007/BF00751350)
 807 [BF00751350](https://doi.org/10.1007/BF00751350) doi: 10.1007/BF00751350
- 808 Greenwald, R. A., Baker, K. B., Hutchins, R. A., & Hanuise, C. (1985). An hf
 809 phased-array radar for studying small-scale structure in the high-latitude
 810 ionosphere. *Radio Science*, 20(1), 63-79. Retrieved from [https://](https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/RS020i001p00063)
 811 agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/RS020i001p00063
 812 doi: 10.1029/RS020i001p00063
- 813 Greenwald, R. A., Ecklund, W. L., & Balsley, B. B. (1975). Radar observations
 814 of auroral electrojet currents. *Journal of Geophysical Research*, 80(25), 3635-
 815 3641. Retrieved from [https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/](https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/JA080i025p03635)
 816 [10.1029/JA080i025p03635](https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/JA080i025p03635) doi: 10.1029/JA080i025p03635
- 817 Greenwald, R. A., Frissell, N., & Larquier, S. (2017). The importance of eleva-
 818 tion angle measurements in hf radar investigations of the ionosphere. *Radio*
 819 *Science*, 52(3), 305-320. Retrieved from [https://agupubs.onlinelibrary](https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/2016RS006186)
 820 [.wiley.com/doi/abs/10.1002/2016RS006186](https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/2016RS006186) doi: 10.1002/2016RS006186
- 821 Haselgrove, C. B., & Haselgrove, J. (1960, mar). Twisted ray paths in the iono-
 822 sphere. *Proceedings of the Physical Society*, 75(3), 357-363. Retrieved from
 823 <https://doi.org/10.1088%2F0370-1328%2F75%2F3%2F304> doi: 10.1088/0370-
 824 -1328/75/3/304
- 825 Haselgrove, J. (1955, January). Ray Theory and a New Method for Ray Tracing. In

- 826 *Physics of the ionosphere* (p. 355).
- 827 Kotova, D. S., Klimenko, M. V., Klimenko, V. V., Zakharov, V. E., Ratovsky, K. G.,
828 Nosikov, I. A., & Zhao, B. (2015, Nov). Using IRI and GSM TIP model results
829 as environment for HF radio wave propagation model during the geomagnetic
830 storm occurred on September 26-29, 2011. *Advances in Space Research*, 56(9),
831 2012-2029. doi: 10.1016/j.asr.2015.05.009
- 832 Kumar, M. (1988). World geodetic system 1984: A modern and accurate global refer-
833 ence frame. *Marine Geodesy*, 12(2), 117-126. Retrieved from [https://doi](https://doi.org/10.1080/15210608809379580)
834 [.org/10.1080/15210608809379580](https://doi.org/10.1080/15210608809379580) doi: 10.1080/15210608809379580
- 835 Liu, E. X., Hu, H. Q., Liu, R. Y., Wu, Z. S., & Lester, M. (2012). An adjusted lo-
836 cation model for superdarn backscatter echoes. *Annales Geophysicae*, 30(12),
837 1769-1779. Retrieved from <https://www.ann-geophys.net/30/1769/2012/>
838 doi: 10.5194/angeo-30-1769-2012
- 839 Marchaudon, A., & Blelly, P.-L. (2015). A new interhemispheric 16-moment
840 model of the plasmasphere-ionosphere system: Ipim. *Journal of Geophysi-*
841 *cal Research: Space Physics*, 120(7), 5728-5745. Retrieved from [https://](https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/2015JA021193)
842 agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/2015JA021193 doi:
843 10.1002/2015JA021193
- 844 Marchaudon, A., Blelly, P.-L., Grandin, M., Aikio, A., Kozlovsky, A., & Virta-
845 nen, I. (2018). Ipim modeling of the ionospheric f2 layer depletion at
846 high latitudes during a high-speed stream event. *Journal of Geophysi-*
847 *cal Research: Space Physics*, 123(8), 7051-7066. Retrieved from [https://](https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2018JA025744)
848 agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2018JA025744 doi:
849 10.1029/2018JA025744
- 850 McNamara, L. F., Baker, C. R., & Borer, W. S. (2009). Real-time specification of
851 hf propagation support based on a global assimilative model of the ionosphere.
852 *Radio Science*, 44(1). Retrieved from [https://agupubs.onlinelibrary](https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2008RS004004)
853 [.wiley.com/doi/abs/10.1029/2008RS004004](https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2008RS004004) doi: 10.1029/2008RS004004
- 854 McNamara, L. F., Decker, D. T., Welsh, J. A., & Cole, D. G. (2007, Jun). Valid-
855 ation of the Utah State University Global Assimilation of Ionospheric Measure-
856 ments (GAIM) model predictions of the maximum usable frequency for a 3000
857 km circuit. *Radio Science*, 42(3), RS3015. doi: 10.1029/2006RS003589
- 858 Nava, B., Coisson, P., & Radicella, S. M. (2008, Dec). A new version of the
859 NeQuick ionosphere electron density model. *Journal of Atmospheric and*
860 *Solar-Terrestrial Physics*, 70(15), 1856-1862. doi: 10.1016/j.jastp.2008.01.015
- 861 Nishitani, N., Ruohoniemi, J. M., Lester, M., Baker, J. B. H., Koustov, A. V.,
862 Shepherd, S. G., ... Kikuchi, T. (2019, Mar). Review of the accomplish-
863 ments of mid-latitude Super Dual Auroral Radar Network (SuperDARN)
864 HF radars. *Progress in Earth and Planetary Science*, 6(1), 27. doi:
865 10.1186/s40645-019-0270-5
- 866 Ponomarenko, P. V., St-Maurice, J. P., Waters, C. L., Gillies, R. G., & Koustov,
867 A. V. (2009, November). Refractive index effects on the scatter volume lo-
868 cation and Doppler velocity estimates of ionospheric HF backscatter echoes.
869 *Annales Geophysicae*, 27, 4207-4219. doi: 10.5194/angeo-27-4207-2009
- 870 Schunk, R. W., & Nagy, A. F. (2000). *Ionospheres*. Cambridge University Press.
- 871 Shepherd, S. G. (2017). Elevation angle determination for superdarn hf
872 radar layouts. *Radio Science*, 52(8), 938-950. Retrieved from [https://](https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/2017RS006348)
873 agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/2017RS006348 doi:
874 10.1002/2017RS006348
- 875 Timoçin, E., Ünal, İ., & Göker, Ü. D. (2018, Dec 01). A comparison of iri-
876 2016 fof2 predictions with the observations at different latitudes during
877 geomagnetic storms. *Geomagnetism and Aeronomy*, 58(7), 846-856.
878 Retrieved from <https://doi.org/10.1134/S0016793218070216> doi:
879 10.1134/S0016793218070216
- 880 Weaver, P. F. (1965). Backscatter echoes from field-aligned irregularities in the

- 881 f region. *Journal of Geophysical Research*, 70(21), 5425-5432. Retrieved
882 from [https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/
883 JZ070i021p05425](https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/JZ070i021p05425) doi: 10.1029/JZ070i021p05425
- 884 Yeoman, T. K., Chisham, G., Baddeley, L. J., Dhillon, R. S., Karhunen, T. J. T.,
885 Robinson, T. R., ... Wright, D. M. (2008). Mapping ionospheric backscat-
886 ter measured by the superdarn hf radars; part 2: Assessing superdarn virtual
887 height models. *Annales Geophysicae*, 26(4), 843-852. Retrieved from [https://
888 www.ann-geophys.net/26/843/2008/](https://www.ann-geophys.net/26/843/2008/) doi: 10.5194/angeo-26-843-2008
- 889 Zawdie, K. A., Huba, J. D., Drob, D. P., & Bernhardt, P. A. (2015, Nov). A coupled
890 ionosphere-raytrace model for high-power HF heating. *Geophysical Research
891 Letters*, 42(22), 9650-9656. doi: 10.1002/2015GL066673

Author : Foucault Étienne

Title : IONO-HF : Propagation des ondes radios hautes fréquences dans l'ionosphère de moyenne latitude.

Supervisors : Pierre-Louis Blelly, Aurélie Marchaudon

Defense : July 2nd 2020 at IRAP, Toulouse

Resume : I focused on studying radio wave propagation in realistic ionosphere. My main achievement is the development of a ray tracing derived from Fermat principle, which can model ray trajectories in 3D ionosphere.

I started by studying the effect of electron density gradient on wave propagation, and on possible echoes region formation which are created when ray path are perpendicular to the local magnetic field. I have shown that their spatial location and altitude extension depend on the vertical electron density profile at the ionosphere penetration point.

Then, i studied the magnetic field effect on wave propagation. I have shown that for parallel propagation two propagation mode may coexist and impacting polarized wave; while having little effect for perpendicular propagation.

Auteur : Foucault Étienne

Titre : IONO-HF : Propagation des ondes radios hautes fréquences dans l'ionosphère de moyenne latitude.

Directeur de thèse : Pierre-Louis Blelly, Aurélie Marchaudon

Lieu et date de soutenance : IRAP, Toulouse, le 2 Juillet 2020

Résumé : Ma thèse a consisté à étudier la propagation des ondes radios HF et VHF dans une ionosphère réaliste. Pour cela, j'ai développé un code de tracé de rayons permettant de modéliser la trajectoire d'une onde à partir du principe de Fermat.

J'ai commencé par étudier l'influence des gradients de densité électronique dans l'ionosphère sur la propagation, notamment sur la localisation des régions possibles d'échos, formés lorsque les trajectoires sont perpendiculaires au champ magnétique. J'ai montré que la localisation en distance et l'extension en altitude des régions possibles d'échos étaient contraintes par le profil vertical de densité électronique au point de pénétration dans l'ionosphère.

Puis, j'ai étudié l'influence du champ magnétique sur la propagation des ondes radios. J'ai montré que celui-ci introduit deux modes de propagation lorsque les ondes se propagent parallèlement au champ magnétique. Dans le cas d'une propagation perpendiculaire, son effet est négligeable.

Mots-clés : Ionosphère, Propagation, HF, tracé de rayons, modélisation

Discipline : Astrophysique, Sciences de l'Espace et Planétologie

Laboratoire de rattachement : IRAP (Institut de Recherche en Astrophysique) 9 Avenue du Colonel Roche, 31028 Toulouse Cedex 4