



HAL
open science

Etude de l'émission et de la propagation du Continuum terrestre à partir des données des satellites Cluster

Sandrine Grimald

► **To cite this version:**

Sandrine Grimald. Etude de l'émission et de la propagation du Continuum terrestre à partir des données des satellites Cluster. Géophysique [physics.geo-ph]. Université d'Orléans, 2007. Français. NNT: . tel-00143912

HAL Id: tel-00143912

<https://theses.hal.science/tel-00143912>

Submitted on 27 Apr 2007

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.



UNIVERSITE D'ORLEANS

**THESE PRESENTEE A L'UNIVERSITE D'ORLEANS
POUR OBTENIR LE GRADE DE
DOCTEUR DE L'UNIVERSITE D'ORLEANS**

Discipline : Physique des plasmas

PAR

Sandrine Grimald

**Etude de l'émission et de la propagation du
Continuum terrestre à partir des données
des satellites Cluster**

Soutenue le 6 février 2007

MEMBRES DU JURY:

Président :	M Thierry DUDOK DE WIT	Université d'Orléans
Rapporteurs :	M Ondrej SANTOLIK	Université Charles Prague
	M Philippe ZARKA	LESIA, Paris
Directrice de thèse :	Mme Pierrette DECREAU	Université d'Orléans
Examineurs :	Mme Nicole CORNILLEAU	CETP, Paris
	M Philippe LOUARN	CESR, Toulouse

**Etude de l'émission et de la propagation du
Continuum terrestre à partir des données
des satellites Cluster**

*Emission and propagation study of the terrestrial
Continuum radiation using the Cluster mission*

Sandrine Grimald

Résumé

Le Continuum est une onde électromagnétique de faible intensité et observée sur de grandes échelles de temps. Cette onde a été observée dans toutes les régions de la magnétosphère et dans le vent solaire. Des missions comme Voyager ou Ulysses ont montré que le Continuum existait dans les magnétosphères de toutes les planètes magnétisées explorées, ce qui en fait un phénomène astronomique classique. Cette thèse présente une étude de l'émission et de la propagation du Continuum terrestre, essentiellement faite à partir des données de la mission Cluster, et plus particulièrement des mesures de l'instrument WHISPER. Cette mission est composée de quatre satellites identiques qui orbitent ensemble sous la forme d'un tétraèdre. La disposition tétraédrique des satellites permet pour la première fois une étude spatiale et temporelle des structures traversées et des phénomènes rencontrés. L'utilisation de quatre satellites orbitant ensemble apporte de nouvelles informations, en particulier sur la stabilité de l'émission, la taille du faisceau et la position de la source émettant la radiation. Ces nouvelles informations permettent de tester de façon originale les mécanismes de génération existant. Les caractéristiques spectrales donnent accès à la forme et à la stabilité temporelle de la surface émettrice. La résolution temporelle et fréquentielle de l'instrument WHISPER permettent enfin une étude des caractéristiques spectrales du Continuum et de leur évolution au cours de la propagation. En résumé, cette thèse apporte de nouvelles informations sur le mécanisme de génération, l'extension et la position des sources, la forme de la surface émettrice, et enfin sur l'évolution de la signature spectrale du Continuum au cours de la propagation.

Abstract

Continuum radiation is an electromagnetic wave of weak intensity, steady in time. This radiation has been observed by several satellites in all regions of the magnetosphere and in the solar wind. Missions as Voyager and Ulysses have shown that Continuum exists in the environment of all explored magnetized planets. Hence, Continuum is a classical astronomical phenomenon. A study of the terrestrial Continuum radiation emission and of its propagation is developed in this dissertation. This study is based on data from the WHISPER instrument on board the Cluster mission. This mission is a constellation of four identical satellites. The tetrahedral configuration of the satellites allows a spatial-temporal study of the structures they cross. Using data of a constellation of four identical satellites yields new pieces of information, especially on emission stability, beam width and source position. These pieces of information allow specific tests of the existing generation mechanisms. The spectral characteristics give access in one hand to the local shape of the emitting surface, and on the other hand on the stability in time of this surface. Lastly, the resolution in time and in frequency of the WHISPER instrument allows a study of the spectral characteristics of Continuum radiation and of their evolution in time. In summary, this PhD thesis puts forwards new pieces of information about the generation mechanism, position and extension of the source, shape of the emitting surface and evolution of spectral signature evolution during the propagation.

Remerciements

Je voudrais tout d'abord remercier François Lefeuvre et Pierrette Décréau sans qui cette thèse n'aurait pas été possible. Je les remercie de la confiance qu'ils m'ont témoignée et j'espère m'en être montrée digne. Merci également à Jacqueline Nicoullaud qui s'est donné tant de mal pour régler les nombreux problèmes administratifs liés à mon dossier. Je remercie aussi Pierre Louis Blelly pour m'avoir accueillie au sein du LPCE.

Je remercie tout particulièrement Pierrette qui a dirigé ma thèse pendant ces trois années, et grâce à qui j'ai appris énormément de choses et avec beaucoup de plaisir. Il y a beaucoup de raisons pour lesquelles je pourrais remercier Pierrette. Je voudrais surtout la remercier ici pour ses conseils, son aide et sa disponibilité.

Merci également à toute l'équipe WHISPER, à ceux qui sont toujours au labo (Xavier V, Alban), comme à ceux qui sont partis (Gilles, Xavier S, Gungor). Merci pour les nombreux coups de main, les « debuggages », les renseignements, pour l'entretien et la mise en place d'outils qui facilitent tellement la vie et pour tout ce qui a fait le quotidien pendant ces trois années. Merci également à Jean Louis Rauch pour ses nombreuses explications sur les ondes, ainsi qu'à toute la communauté Cluster pour leur accueil et pour la facilité avec laquelle j'ai pu accéder aux données des différents instruments.

Je voudrais remercier Scott Boardsen et James Green pour leur programme de tracé de rayon et pour leur accueil au Goddard. Merci également à Chris Harvey pour son aide dans la rédaction de l'article sur la théorie de Jones.

Je tiens particulièrement à remercier Ondrej Santolik et Philippe Zarka qui ont accepté de rapporter cette thèse, ainsi que Nicole Cornilleau, Philippe Louarn et Thierry Dudok de Wit qui ont accepté de participer au jury de ma thèse.

Merci à Michèle Schillewaert pour son aide précieuse dans mes recherches bibliographiques et pour son amitié.

Merci également à Michel Chabassière pour son aide dans la préparation des TP d'électronique et pour tous les petits à côté électronique. Merci Michel pour tous les services que tu m'as rendu.

Ces trois années n'auraient pas été les mêmes sans ma collègue de bureau, la deuxième « whispette », que j'ai connu en arrivant à Orléans et qui est devenue une amie. Merci Farida pour les longues conversations, pour tes conseils, pour tes idées, tes relectures... Quand je pense à Farida, je pense également à Fewzi. Merci à tous les deux pour les week-ends à Chartres, pour votre accueil toujours chaleureux et pour votre soutien indéfectible. Notre voyage en Inde restera un de mes plus beaux souvenirs de thèse.

Merci également à toute l'équipe de la cafétéria du laboratoire, pour tous les bons moments passés ensemble. Je n'oublie pas non plus mes amis, particulièrement Aurélie D, Sophie, Fabien, Pierre et l'équipe de Catastrophe et Cie. Merci en particulier à Aurélie B pour ses bons conseils et pour sa présence téléphonique durant les dernières semaines de la rédaction.

J'en profite ici pour remercier de tout mon coeur mes parents pour leur affection, pour leur soutien, pour la confiance qu'ils m'ont témoigné tout au long de mes études et grâce à qui je termine cette thèse aujourd'hui. J'ai également une pensée particulière pour mes grands parents, qui sont partis trop tôt, mais qui auraient certainement aimé avoir ce manuscrit entre les mains.

Table des matières

<u>Introduction</u>	19
<u>Partie I</u>	23
A. Généralités	25
I. L'environnement magnétique de la Terre	25
1. <i>Le champ magnétique de la Terre</i>	25
2. <i>Le vent solaire</i>	26
3. <i>La magnétosphère de la Terre</i>	28
3.1 <i>Convection et corotation des lignes de champ magnétique</i>	29
3.2 <i>Les différentes régions de la magnétosphère</i>	31
4. <i>Les indices d'activité magnétique</i>	35
4.1 <i>L'indice k_p</i>	35
4.2 <i>L'indice dst</i>	35
II. Une onde électromagnétique : le Continuum	37
1. <i>Caractéristiques du Continuum</i>	38
1.1 <i>Continuum normal</i>	41
1.2 <i>Continuum kilométrique</i>	43
2. <i>Les sources du Continuum</i>	45
3. <i>Les mécanismes de génération</i>	46
3.1 <i>Les observations</i>	47
3.2 <i>Les théories non linéaire</i>	47
3.3 <i>La théorie linéaire de Jones</i>	48
4. <i>Bilan</i>	53
4.1 <i>Le mécanisme de génération</i>	54
4.2 <i>La source</i>	54
4.3 <i>La propagation</i>	54
B. Moyens d'étude	57
I. La mission européenne Cluster	

1. <i>La mission Cluster</i>	57
1.1 <i>Concept de la mission</i>	57
1.2 <i>Orbite et séparation inter satellite</i>	58
1.3 <i>Les instruments à bord des satellites</i>	60
2. <i>L'instrument WHISPER</i>	61
2.1 <i>Principe de l'instrument</i>	61
2.2 <i>Présentation des mesures</i>	63
3. <i>Les autres instruments utilisés</i>	65
3.1 <i>L'instrument EDI</i>	65
3.2 <i>L'instrument FGM</i>	66
II. <i>Les autres satellites utilisés</i>	66
1. <i>La mission américaine IMAGE et l'instrument RPI</i>	66
1.1 <i>Description de la mission</i>	66
1.2 <i>L'instrument RPI</i>	66
2. <i>La mission américano-japonaise Geotail et l'instrument PWI</i>	67
2.1 <i>Description de la mission</i>	67
2.2 <i>L'instrument PWI</i>	67
III. <i>Outils d'analyse</i>	68
1. <i>Localisation des sources par triangulation</i>	68
1.1 <i>Principe</i>	68
1.2 <i>Application aux données de WHISPER</i>	73
2. <i>Etude de la proximité des sources et du niveau d'intensité du champ électrique mesuré</i>	76
2.1 <i>Présentation de la méthode</i>	76
2.2 <i>Limitation de la méthode</i>	77
3. <i>Positionnement des maxima d'intensité</i>	79
4. <i>Localisation des sources à partir du tracé de rayon</i>	80
<u>Partie II</u>	85
A. Localisation des sources du Continuum et caractérisation du faisceau	87
I. <i>Etude multi satellites du faisceau: exemples du 26 septembre 2003, du 8 novembre 2003 .et du 30 décembre 2003</i>	87
1. <i>Présentation des événements</i>	89

2. Utilisation de l'intensité du champ électrique pour l'étude du faisceau d'onde	90
2.1 Stabilité du phénomène	92
2.2 Répartition de l'intensité dans le faisceau	94
3. Bilan de l'étude des événements	97
4. Conclusion	98
II. Localisation des sources du Continuum pour une propagation directe : utilisation de la triangulation	99
1. L'exemple du 26 septembre 2003 : exemple de triangulation pour une petite séparation (200 km)	100
1.1 Présentation de l'événement	100
1.2 Localisation de la source dans le plan de spin	101
2. L'exemple du 22 novembre 2004 : exemple de triangulation pour une grande séparation (1000 km)	107
2.1 Présentation de l'événement	107
2.2 Utilisation de la triangulation	109
3. Conclusion	110
III. Localisation des sources du Continuum pour une propagation indirecte : utilisation du tracé de rayon	111
1. Présentation de l'événement	111
1.1 Les données de l'instrument WHISPER à bord des satellites Cluster	111
1.2 Les données de l'instrument RPI à bord du satellite IMAGE et de l'instrument PWI à bord du satellite Geotail	113
2. Localisation de la source à $t = 05:00$ et $f = 54$ kHz	115
2.1 Etude de la direction de propagation de l'onde : utilisation de la triangulation	116
2.2 Localisation de la source : utilisation du tracé de rayon	117
3. Conclusion	119
IV. Conclusion	119
B. Etude de la propagation du Continuum : étude statistique	121
I. Préliminaires	121
1. Classement des signatures spectrales en différentes catégories	121
1.1 Catégorie 1 : le piégé diffus	121
1.2 Catégorie 2 : les bandes	122

1. 3 Catégorie 3 : l'ellipsoïde	123
1. 4 Dernière catégorie	124
1.5 Comparaison avec le classement précédent	125
2. Définition d'un événement	125
3. Reconstruction de la répartition des événements dans la magnétosphère :	
introduction	126
3.1 Division de la magnétosphère en cellules	126
3.2 Traversée des cellules par le satellite et position des cellules par rapport à la magnétopause	129
II. Etude de la répartition des événements dans les régions traversées par les satellites	
Cluster	133
1. Répartition des événements dans le plan midi / minuit	133
2. Répartition des événements dans le plan équatorial	135
2.1 Entre 4 et 6 R_T	140
2.2 Entre 6 R_T et 8 R_T et entre 8 R_T et 11.4 R_T	142
2.3 Entre 11.4 R_T et 19.6 R_T	144
2.4 Bilan et discussion	146
III. Etude de la répartition des événements par catégorie	148
1. Etude de la répartition des événements situés entre 4 R_T et 6 R_T	149
2. Etude de la répartition des événements situés entre 6 R_T et 8 R_T et entre 8 R_T et 11.4 R_T	151
3. Etude de la répartition des événements situés entre 11.4 R_T et 19.6 R_T	154
4. Bilan et discussion	155
IV. Etude de l'évolution de la signature spectrales : la disparition des ellipsoïdes	155
1. Présentation de l'événement : le cas du 26 septembre 2003	158
2. La structure spectrale des ellipsoïdes	158
3. L'évolution des ellipsoïdes au cours de la propagation	160
4. Conclusion	161
V. Conclusion	162
C. Etude du mécanisme de génération	165
I. Test de la théorie de Jones : l'exemple du 26 septembre 2003	165
1. Présentation de l'événement	166
1.1 Les données de l'instrument WHISPER	166

1.2 Les données de l'instrument FGM	167
2. La configuration double faisceau de l'événement	167
3. Cas d'une source située à l'équateur magnétique et émettant dans un plan méridien	170
3.1 L'ouverture des faisceaux	170
3.2 Calcul de la valeur de l'angle α et recherche de la position de la source	170
4. Cas d'une source située à l'équateur magnétique	173
5. Cas d'une source située dans l'espace	176
6. Conclusion	177
II. Le rôle des fréquences propres : l'exemple du 30 décembre 2003	178
1. Présentation de l'événement	178
1.1 Les données de l'instrument WHISPER	178
1.2 Les données de l'instrument FGM	181
2. Etude de l'évolution en fréquence des maxima d'intensité du champ électrique : test de l'hypothèse $f = f_{UH} = (n + 1/2) f_{ce}$ à la source	181
2.1 Evolution en fréquence des maxima d'intensité du champ électrique	182
2.2 Etude de la relation entre la gyrofréquence et la fréquence du Continuum	183
3. Compatibilité des observations avec la théorie de Jones	188
3.1 Les simulations de Horne (1990) : étude du spectre de l'émission	188
3.2 Latitude magnétique de la première source « vue » par le satellite	191
4. Bilan	192
III. Conclusion	193
D. Etude de la plasmasphère comme surface d'émission	195
I. Le rôle des mouvements de la plasmasphère	195
1. Le cas du 14 août 2003 : un cas de bandes oscillantes	196
1.1 Présentation de l'événement	196
1.2 Les oscillations de la plasmasphère	198
1.3 Les oscillations des bandes du Continuum	200
1.4 Bilan	202
2. L'exemple du 2 janvier 2003 : un cas de bandes dont le fréquence augmente	202
2.1 Présentation de l'événement	202
2.2 Stabilité de l'émission	203
2.3 Mouvement de la surface émettrice	205

2.4 Bilan	207
3. Conclusion	207
II. Le rôle des structures de densité	208
1. Le cas des bandes larges : émission par une plasmasphère localement lisse	208
1.1 L'exemple du 30 décembre 2003	208
1.2 Étude statistique	212
2. Le cas des ellipsoïdes : émission par une plasmasphère déformée	213
2.1 L'exemple du 26 septembre 2003	213
2.2 Etude statistique	219
3. Conclusion	220
III. Conclusion	220
<u>Conclusion</u>	223
<u>Annexes</u>	229
Annexe 1 : Ondes dans un plasma	231
Annexe 2 : Systèmes de coordonnées	243
Annexe 3 : Calcul des variables de la théorie de Jones	245
Annexe 4 : Mesure de la directivité par modulation de spin	253
Annexe 5 : A Quantitative test of Jones beaming theory using Cluster constellation (Grimald et al., 2007)	259
Bibliographie	283

Introduction

Lorsque le vent solaire arrive au voisinage de la Terre, il est responsable de l'apparition d'une cavité dont la forme et l'extension dépendent du champ magnétique terrestre et du vent solaire : la magnétosphère. La magnétosphère se divise en plusieurs sous régions : la magnétogaine, la magnétopause, les cornets polaires, les lobes, la queue et la plasmasphère. Ces différentes sous régions sont caractérisées par des plasmas de compositions différentes, par des densités plus ou moins importantes, et par des champs magnétiques d'intensité variable, dipolaire ou non. Certaines frontières sont associées à des gradients de densité importants : la plasmopause et la magnétopause. Les gradients de densité sont le siège de processus énergétiques qui peuvent être responsables de l'apparition d'ondes électrostatiques et électromagnétiques. Deux ondes électromagnétiques principales se propagent dans la magnétosphère de la Terre à une fréquence supérieure à la fréquence plasma locale. La première est l'AKR (rayonnement kilométrique auroral, « Auroral Kilometric Radiation »), une onde sporadique et très intense générée dans les cavités de plasma présentes dans les zones aurorales. La seconde est le Continuum, une onde stable et de faible intensité émise dans les gradients de densité, et plus particulièrement à la plasmopause. L'étude de cette dernière onde apporte des informations sur la forme et la dynamique de sa région source et permet, indirectement, d'étudier la plasmasphère.

Le Continuum a été observé pour la première fois en 1973 sur les données du satellite Imp 6. Il a été par la suite observé dans les magnétosphères de toutes les planètes magnétisées, ce qui en fait un phénomène astronomique classique. Le Continuum doit son nom à l'aspect continu en fréquence de la signature spectrale que le phénomène présentait sur les spectrogrammes au moment de sa découverte. L'utilisation d'instruments ayant une meilleure résolution a finalement permis de montrer que cette onde présente en réalité un caractère discret en fréquence. Beaucoup de travaux ont été menés afin de déterminer les caractéristiques de l'onde et son mécanisme de génération. Des études statistiques faites sur la répartition de l'intensité de l'onde dans la magnétosphère ainsi que des études de directivité ont montré que les sources du Continuum étaient localisées à la plasmopause. En parallèle, des études sur le mode de propagation de l'onde ont permis d'identifier un mode ordinaire. Plusieurs théories ont également été développées pour déterminer le mécanisme de génération de cette onde. Aucun de ces mécanismes n'est aujourd'hui reconnu comme permettant effectivement

l'apparition de Continuum. De nombreuses études restent à faire pour bien comprendre le phénomène (localiser les sources du Continuum avec précision, identifier le lien existant entre la signature spectrale du Continuum et les ondes électrostatiques, comprendre le rôle que peuvent jouer les structures de densité existant à la surface de la plasmopause, examiner quel est le rôle de l'activité magnétique, déterminer le mécanisme de génération,...)

La mission Cluster est une mission novatrice. Elle est composée de quatre satellites identiques qui orbitent ensemble sous la forme d'un tétraèdre. La disposition tétraédrique des satellites permet pour la première fois une étude spatiale et temporelle des structures traversées et des phénomènes rencontrés. L'instrument WHISPER est dédié à l'étude des fréquences caractéristiques du plasma et à l'étude de la propagation et des caractéristiques des ondes naturelles. La résolution temporelle (un spectre toutes les 2.15 s) et fréquentielle (160Hz ou 320 Hz suivant le mode de fonctionnement) va permettre une étude des structures fines du Continuum. L'utilisation des mesures de quatre satellites, la configuration tétraédrique des satellites ainsi que la bonne résolution de l'instrument va permettre une étude spatiale et temporelle du faisceau de Continuum, ainsi que la localisation des sources par triangulation.

A partir des mesures de l'instrument WHISPER à bord des satellites Cluster, mais aussi à partir des mesures d'autres instruments à bord des satellites Cluster ou des satellites IMAGE et Geotail, nous allons étudier dans ce manuscrit l'émission et la propagation du Continuum terrestre.

La partie I présente d'abord l'environnement magnétique terrestre ainsi que le phénomène étudié, le Continuum (partie A). Elle présente ensuite en détail la mission multi satellites Cluster et plus rapidement la mission Geotail et la mission IMAGE. Elle présente enfin les outils d'analyse utilisés dans ce manuscrit (partie B).

La partie II de ce manuscrit est dédiée à la présentation des études expérimentales. Elle est divisée en quatre parties.

Dans la partie A, nous allons montrer, à partir des données des quatre satellites Cluster, comment déterminer les caractéristiques spatiales et temporelles du faisceau, puis comment déterminer la position de la source dans les cas d'une propagation directe et d'une propagation indirecte.

Dans la partie B, à partir d'une étude statistique, nous allons étudier la propagation du Continuum dans la magnétosphère et dans le vent solaire. Après avoir étudié comment le

Continuum « rempli » la magnétosphère, nous regarderons l'évolution de la signature spectrale au cours de la propagation.

Dans la partie C, nous étudierons les mécanismes de génération. Nous nous intéresserons plus particulièrement à la théorie de Jones (1980, 1982). Nous nous intéresserons également au lien existant entre les ondes électrostatiques et l'émission du Continuum.

Dans la partie D, nous nous intéresserons au lien existant entre la géométrie de la surface émettrice et la signature spectrale observée.

Partie I

A. Généralités

Cette thèse porte sur l'étude d'un phénomène observé dans l'environnement magnétique de la Terre. Dans la partie A, nous allons présenter en détail cet environnement, en partant des caractéristiques du champ magnétique de la Terre, et en regardant l'impact du vent solaire sur ce champ magnétique. Nous verrons ensuite en détail les caractéristiques du phénomène étudié, le Continuum.

I. L'environnement magnétique de la Terre

1. Le champ magnétique de la Terre

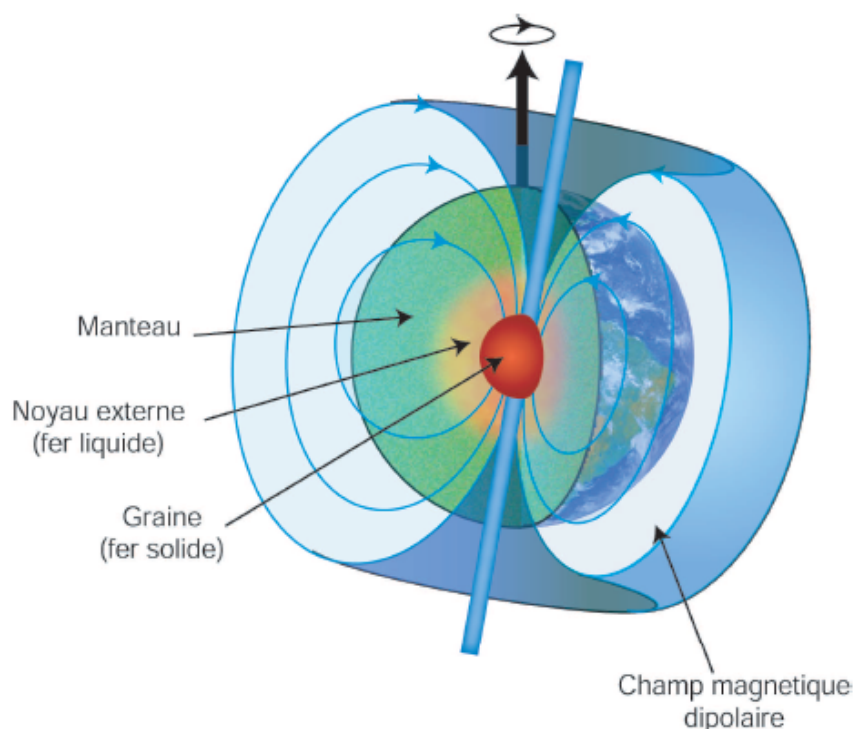


figure 1.1 schéma de la structure dipolaire du champ magnétique de la Terre.

Comme un aimant, la Terre possède un champ magnétique dipolaire. L'existence du champ magnétique terrestre était déjà connue des chinois au 8^{ème} siècle de notre ère. En 1839, Gauss établit que le champ magnétique terrestre est celui d'un dipôle dont l'axe est incliné d'une

dizaine de degrés par rapport à l'axe de rotation de la Terre. Il en déduit que l'origine du champ magnétique est interne. Les études de sismologie montrent que le centre de la Terre est composé d'une graine de fer solide entourée d'un noyau de fer et de nickel en fusion. La rotation différentielle entre le noyau et la graine est responsable de l'apparition d'un effet dynamo (Larmor, 1919) qui explique l'existence du champ magnétique de la Terre (figure 1.1).

L'axe du dipôle est actuellement incliné de 10.3° par rapport à l'axe des pôles géographiques (axe de rotation de la Terre) (Barker et al., 1986). Les pôles magnétiques sont donc légèrement décalés par rapport aux pôles géographiques. Les études de paléomagnétisme ont montré que, pour une raison encore inconnue, les pôles magnétiques s'inversaient régulièrement. Actuellement, le pôle nord magnétique se trouve à proximité du pôle sud géographique.

2. Le vent solaire



figure 1.2 queues de la comète Hale Bopp (www. astrosurf.com). La queue de poussière est parallèle à la trajectoire de la comète, la queue de plasma est dirigée dans la direction opposée à celle du Soleil.

Le vent solaire est un flux de plasma complètement ionisé provenant du Soleil. Ce plasma est en majorité composé de protons, d'électrons et d'ions He^{++} . Les premières hypothèses concernant l'existence de ce flux de plasma datent de la fin du 19^{ème} siècle : Fitzgerald (1892, 1900) puis Lodge (1900) émettent l'idée que de la matière s'échappe du Soleil. Chapman et Ferraro (1931) proposent une théorie décrivant l'expansion de la couronne solaire. Cette

théorie est reprise par Biermann (1951) pour expliquer un phénomène qui intrigue les astronomes depuis longtemps. Les comètes possèdent une longue queue de gaz et de poussière qui s'échappe du noyau (queue de poussière sur la figure 1.2). Cette queue est orientée parallèlement à la trajectoire de la comète. Une deuxième queue composée de gaz ionisés, apparaît dirigée dans la direction opposée à celle du Soleil (queue de plasma sur la figure 1.2). L'existence de cette deuxième queue restait inexplicée. Biermann (1951) propose l'existence d'un flux permanent de particules chargées provenant du soleil qui interagit avec les particules ionisées s'échappant des comètes. Il prédit ainsi l'existence du vent solaire. Celui-ci est observé pour la première fois sur les données de Imp 1 en 1963.

Le plasma composant le vent solaire provient de la couronne solaire (Parker, 1958). Dans cette région de l'atmosphère du Soleil, la température dépasse le million de degrés. La vitesse d'agitation thermique des particules est alors suffisamment importante pour permettre leur échappement vers le milieu interplanétaire. Tous les corps du système solaire sont donc plongés dans un plasma en mouvement provenant du Soleil et dont la vitesse et la densité dépendent de l'activité solaire. Au niveau de l'orbite de la Terre, la densité du vent solaire est d'environ 5 particules. cm^{-3} et sa vitesse est comprise entre 300 et 600 km. s^{-1} . Le mouvement de ce plasma est radial par rapport au Soleil.

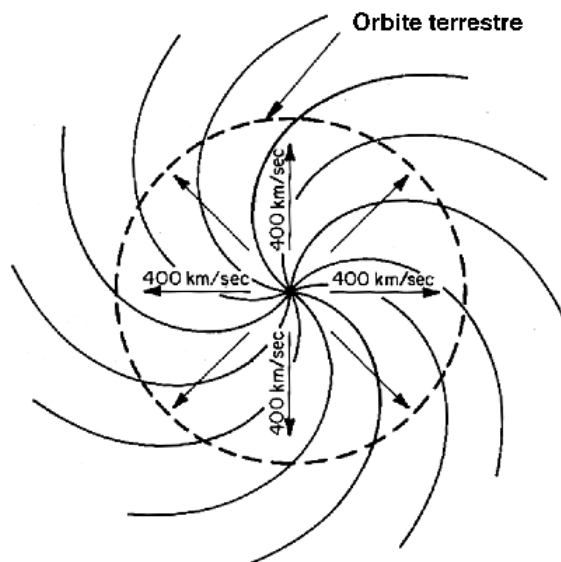


figure 1.3 spirale de Parker.

Le plasma du vent solaire est complètement ionisé, faiblement collisionnel et fortement conducteur. A partir des équations de la MHD (magnétohydrodynamique) on montre que, dans ce cas, le champ magnétique est gelé dans le plasma. Le champ magnétique solaire est

transporté par le plasma du vent solaire et forme ainsi le champ magnétique interplanétaire (IMF, « interplanetary magnetic field ») (Sonett, 1960). Du fait de la rotation du Soleil, ce champ magnétique a une forme de spirale (Parker, 1963). L'orientation et l'amplitude du champ magnétique interplanétaire sont donc variables (figure 1.3).

3. La magnétosphère de la Terre

Si un plasma en mouvement rencontre un corps magnétisé, le plasma confine le champ magnétique dans une région limitée autour du corps. Le corps magnétisé, de son côté tend à exclure le plasma qui ne peut donc pas pénétrer dans son champ magnétique. Il en résulte l'apparition d'une cavité à l'intérieur du plasma. La taille de cette cavité dépend de la densité et de la vitesse du plasma, ainsi que de l'intensité du champ magnétique. Lorsque le vent solaire rencontre le champ magnétique de la Terre, il est donc responsable de l'apparition d'une cavité, la magnétosphère (Gold, 1959), à l'intérieur de laquelle le champ magnétique terrestre domine.

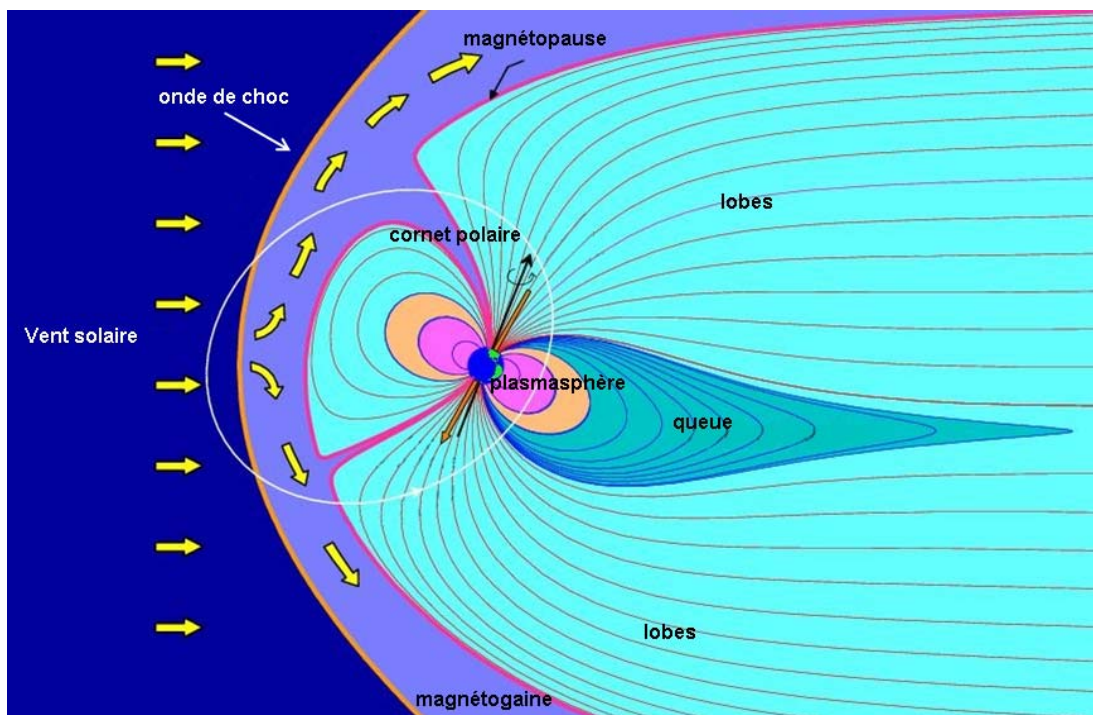


figure 1.4 magnétosphère de la Terre plongée dans le vent solaire.

Du fait de la pression magnétique et particulaire du vent solaire, le champ magnétique de la Terre est comprimé côté jour et étiré côté nuit (figure 1.4). La géométrie du champ magnétique terrestre est donc modifiée. Cette modification est particulièrement importante à

proximité de la frontière séparant le vent solaire de la magnétosphère (la magnétopause). Plus l'altitude diminue, donc, plus on se rapproche de la source du champ magnétique, plus la géométrie du champ magnétique se rapproche de celle du dipôle.

3.1 Convection et corotation des lignes de champ magnétique

En réalité, la cavité magnétosphérique n'est pas complètement étanche. Lorsque le champ magnétique terrestre et le champ magnétique interplanétaire (IMF) sont antiparallèles, le gel du champ magnétique est rompu. Dans ce cas, un mécanisme de reconnexion entre les lignes de champ magnétique est possible et le plasma du vent solaire peut pénétrer à l'intérieur de la magnétosphère. Dans le cas du champ magnétique terrestre, la reconnexion est possible lorsque l'IMF est dirigé vers le Sud.

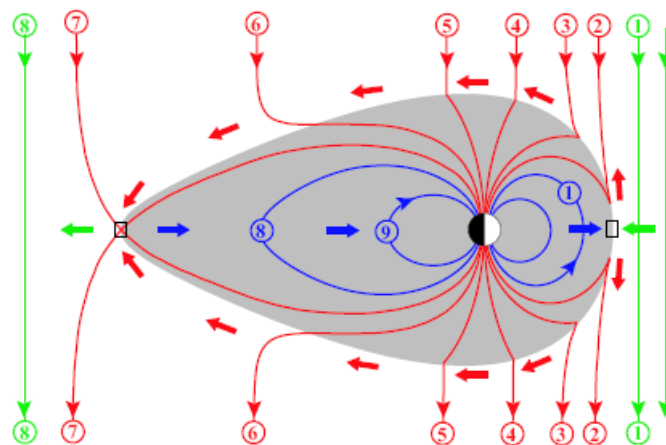


figure 1.5 reconnexion entre les lignes de champ magnétique terrestre (en bleu) et les lignes de champ magnétique interplanétaire (en vert), et convection des lignes de champ magnétique reconnectées (en rouge) (d'après Baumjohann et Treumann, 1997).

La figure 1.5 décrit le processus. Les lignes de champ magnétique interplanétaires (en vert) dirigées vers le Sud arrivent en contact avec le champ magnétique terrestre (en bleu). A l'endroit où les deux champ magnétique sont exactement opposés (dans le plan équatorial sur la figure), les deux lignes de champ magnétique (notées 1) s'ouvrent puis se connectent entre elles, donnant ainsi naissance à deux lignes de champ magnétique ouvertes (en rouge, notées 2). Une des extrémités de ces lignes de champ magnétique est connectée à la Terre, alors que la seconde est ouverte sur le milieu interplanétaire. Le vent solaire transporte ensuite ces lignes de champ magnétique au dessus de la calotte polaire puis dans la queue (en rouge, notées de 3 à 6). A une distance de 100 à 200 R_T (rayons terrestres, $R_T = 6371$ km), les deux

lignes de champ magnétique se rencontrent (en rouge, notées 7). La direction de leur champ magnétique étant opposé, ces deux lignes de champ magnétique se reconnectent, créant une ligne de champ magnétique terrestre (en bleu, notée 8) et une ligne de champ magnétique interplanétaire (en vert, notée 8). Après s'être reconnectée à l'arrière de la magnétosphère, la ligne de champ magnétique de l'IMF (en vert, n° 8) s'éloigne dans le milieu interplanétaire, alors que la ligne de champ magnétique terrestre (en bleu, n° 8 et 9) se dirige vers la Terre. Le transport des lignes de champ magnétique dû au vent solaire présenté ici est un mouvement de convection. Lorsque la ligne de champ magnétique terrestre se rapproche de la Terre, l'influence du vent solaire diminue, et la ligne de champ magnétique est alors entraînée par la Terre dans sa rotation sur elle-même. Ce mouvement est un mouvement de corotation. Elle peut ainsi être transportée sur la face avant de la magnétosphère et se reconnecter à nouveau.

Le mouvement des lignes de champ magnétique est responsable de l'apparition d'un champ électrique dont les équipotentielles sont représentées sur les figures 1.6 a et b. Celles-ci correspondent approximativement à la trajectoire des lignes de champ magnétique. Deux types d'équipotentielles apparaissent sur ces figures : des équipotentielles ouvertes, qui correspondent aux régions dans lesquelles la convection domine et des équipotentielles fermées qui correspondent aux régions dans lesquelles la corotation domine.

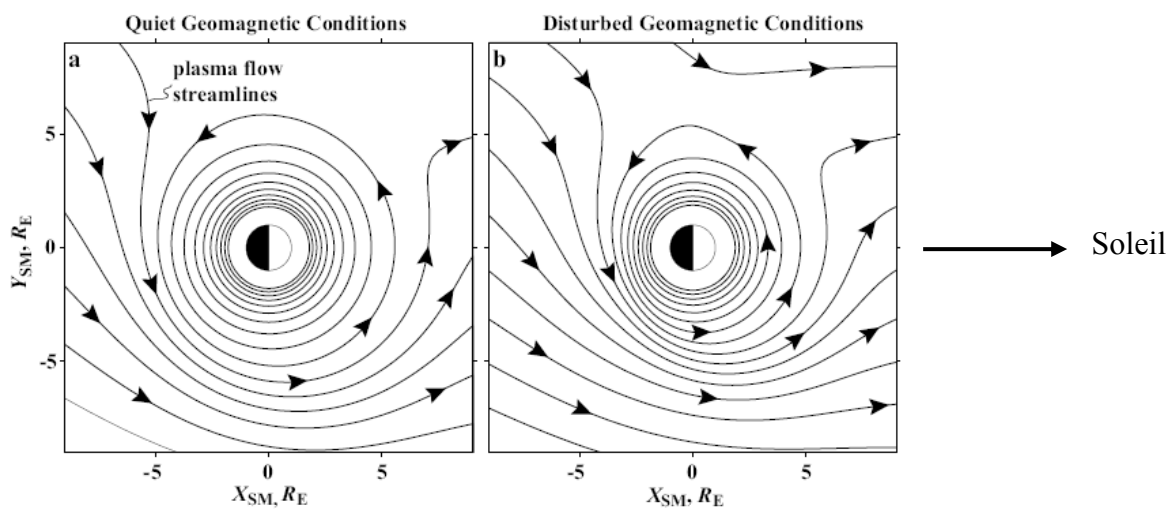


figure 1.6 équipotentielles du champ électrique tracées dans le plan de l'équateur magnétique pour deux niveaux différents de l'activité magnétique : faible activité magnétique ($k_p = 2$) (figure a) et forte activité magnétique ($k_p = 7$) (figure b) (Spasojevic, 2003).

La reconnexion permet l'entrée dans la magnétosphère du plasma énergétique du vent solaire. Ce processus perturbe donc l'équilibre de la magnétosphère et est responsable de l'apparition

d'une activité magnétique plus ou moins importante (Murayama, 1982). Lorsque la vitesse du vent solaire est importante ($> 500 \text{ km.s}^{-1}$), les effets de la reconnexion sont accentués. La figure 1.6 présente les équipotentielles du champ électrique pour deux niveaux différents d'activité magnétique : la figure 1.6 a présente les équipotentielles tracées pour une période de faible activité magnétique et la figure 1.6 b présente les équipotentielles tracées pour une période de forte activité magnétique. Pendant une période de faible activité magnétique, la corotation domine jusqu'à environ $5 R_T$. Durant une période d'activité magnétique importante, la convection domine sur une région beaucoup plus étendue, et la région dans laquelle la corotation domine devient relativement étroite. Comme on va le voir par la suite, ce phénomène a des conséquences sur la dynamique de la magnétosphère interne.

3.2 Les différentes régions de la magnétosphère

La magnétosphère de la Terre est divisée en plusieurs régions caractérisées par l'étirement des lignes de champ magnétique, la densité et l'énergie des populations de particules. Ces différentes régions (lobes, magnétogaine, plasmasphère,...) sont localisées sur la figure 1.4.

3.2 a Les régions frontières : l'onde de choc, la magnétopause et la magnétogaine

La vitesse du vent solaire au niveau de l'orbite de la Terre atteint une vitesse supersonique (sa vitesse est supérieure à la vitesse d'Alfvén et à la vitesse du son). Lorsque le vent solaire rencontre le champ magnétique de la Terre, sa vitesse devient brutalement subsonique. Il se crée alors une onde de choc en amont de la magnétosphère (Axford et Hines, 1961, Kellogg, 1962). Le vent solaire s'écoule ensuite autour de la magnétosphère dans la magnétogaine. Dans cette région la densité du plasma varie : elle est plus importante en amont du choc que sur les flancs.

La magnétopause est définie pour la première fois par Chapman et Ferraro (1931). Elle constitue la frontière entre le vent solaire et la magnétosphère. À l'extérieur de la frontière, la pression du vent solaire domine, à l'intérieur de la frontière, la pression du champ magnétique terrestre domine. La magnétopause est définie comme la surface à laquelle les deux pressions s'équilibrent. Il s'agit d'une frontière relativement étanche à travers laquelle le vent solaire pénètre difficilement. Plusieurs phénomènes permettent cependant la pénétration du plasma du vent solaire à travers la magnétopause, comme par exemple la reconnexion magnétique (Dungey, 1961, Lee, 1995). La magnétopause est une surface en mouvement permanent. Sa

position dépend de l'activité solaire : elle se trouve à $13 R_T$ en période de faible activité solaire et peut atteindre $6 R_T$ lors d'événement solaire important.

3.2 b Les cornets polaires

Les cornets polaires sont deux régions de forme conique qui correspondent à la partie de la magnétosphère qui sépare les lignes de champ magnétique fermées situées côté jour des lignes de champ magnétique ouvertes situées côté nuit. Au niveau des flancs, les cornets polaires séparent les lignes de champ magnétique fermées situées côté crépuscule des lignes de champ magnétique fermées situées côté aube. Les lignes de champ magnétique des cornets polaires sont des lignes de champ magnétique récemment reconnectées qui ont une extrémité connectée aux hautes latitudes terrestres et une extrémité ouverte sur le milieu interplanétaire.

3.2 c Les lobes et la queue

Les lobes et la queue sont situés côté nuit. Dans les lobes, les lignes de champ magnétique sont ouvertes. Les pieds de ces lignes de champ magnétique sont rattachés à l'ionosphère dans la calotte polaire. Dans cette région, la densité est très faible (0.001 particules. cm^{-3}).

La queue est une région composée de ligne de champ magnétique fermées et étirées. La densité y est supérieure à celle des lobes (0.01 à 0.1 particules. cm^{-3}).

3.2 d La plasmasphère

La plasmasphère est une région toroïdale située approximativement dans la région dipolaire, là où les équipotentielles sont fermées (figure 1.6), et qui se trouve juste au dessus de l'ionosphère (figure 1.7). C'est une région dense (10^3 particules. cm^{-3}) essentiellement peuplée d'électrons et de protons échappés de l'ionosphère et circulant le long des lignes de champ magnétique.

La frontière extérieure de la plasmasphère, ou plasmopause, a été découverte au début des années 1960 à partir d'observations au sol d'ondes de sifflements (ou whisler) (Carpenter, 1963). En même temps, Gringauz (1963) la découvrait à partir de mesures in situ du plasma. La plasmopause est caractérisée par une chute de densité qui peut atteindre plusieurs ordres de grandeur, et se trouve approximativement localisée le long de la dernière équipotentielle fermée. En dessous de la plasmopause la corotation domine, au dessus de la plasmopause la

convection domine (Parks, 1991, Wolf, 1995). La plasmasphère correspond donc à la région dans laquelle la corotation domine c'est-à-dire qu'elle est entraînée par la Terre dans sa rotation sur elle-même.

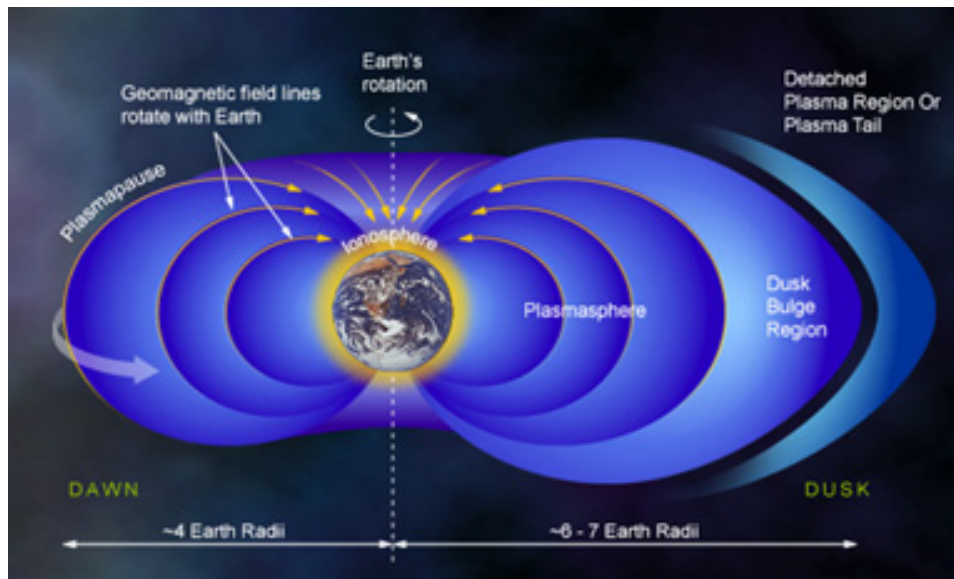


Figure 1.7 schéma représentant la plasmasphère. Celle-ci est plus étendue côté crépuscule que côté aube et est entraînée par la Terre dans sa rotation ([www. Windows.ucar.edu](http://www.Windows.ucar.edu)).

Comme on peut le voir sur la figure 1.6, la dernière équipotentielle fermée dans le plan équatorial est localisée à des distances géocentriques différentes en fonction de la longitude. La position de la plasmopause ainsi que l'extension de la plasmasphère dépendent donc de la longitude. Il existe en particulier un renflement plasmasphérique (ou « bulge » en anglais) situé entre 16h MLT et 20h MLT (Carpenter, 1966, Chappell et al., 1970) (voir annexe 2 pour la définition des différents systèmes de coordonnées).

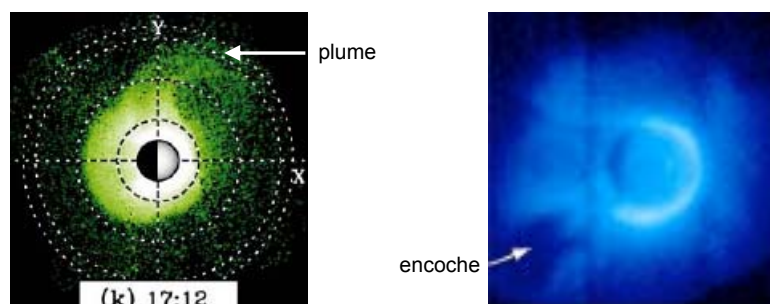


figure 1.8 exemples de structures plasmasphériques : plume (à gauche) et encoche (à droite).

La plasmopause n'est pas une surface statique. L'augmentation de l'activité magnétique entraîne une modification de la taille et de la forme de la plasmasphère. En période de faible activité magnétique, la plasmasphère s'étend jusqu'à environ 7 R_T . En période d'activité

magnétique importante, la plasmopause se rapproche de la Terre. Son altitude peut descendre jusqu'à $2 R_T$. Des travaux expérimentaux ont montré que la compression de la plasmasphère avait lieu côté nuit. Chappell et al. (1970) ont, en particulier, montré que la position de la plasmopause côté nuit était liée à l'intensité moyenne de l'activité magnétique dans une période de 2 à 6h précédent l'observation. La déformation se déplace ensuite autour de la Terre grâce à la corotation. La plasmopause côté jour ne réagit donc pas tout de suite à l'augmentation de l'activité magnétique. La position de la plasmopause côté jour dépend de l'intensité de l'activité magnétique pendant la période durant laquelle cette partie de la plasmopause était située côté nuit. Un orage magnétique isolé n'est donc pas suffisant pour comprimer globalement la plasmasphère. Carpenter et al. (1972) montrent qu'une activité magnétique conséquente d'une durée d'au moins 10h est nécessaire.

Les variations de l'activité magnétique sont responsables d'une augmentation de la vitesse de convection dans le secteur après midi. Le plasma situé dans les couches externes, de la plasmasphère et initialement en corotation est alors déséquilibré. Ce phénomène est responsable de l'apparition de nombreuses structures, comme, par exemple, les plumes (ou panaches) ou les encoches (instabilité d'interchange, voir Lemaire, 1974, 1975, 2001) (figure 1.8). Ces structures peuvent perdurer plusieurs heures après l'augmentation de la vitesse de convection.

3.2 e Densités et gradients de densité dans la magnétosphère

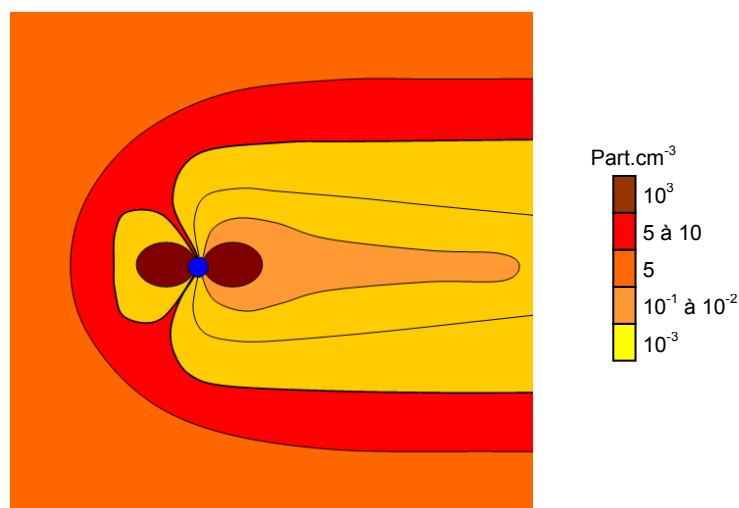


figure 1.9 répartition de la densité dans la magnétosphère (les régions les plus denses sont représentées avec les couleurs les plus sombres).

La répartition de la densité dans les différentes régions de la magnétosphère et dans le vent solaire n'est pas uniforme. Sur la figure 1.9, les régions les plus denses sont représentées avec les couleurs les plus foncées.

région	densité
plasmasphère	10^3 particules. cm^{-3}
queue	10^{-1} à 10^{-2} particules. cm^{-3}
lobes	10^{-3} particules. cm^{-3}
Gaine et cornets	5 à 10 particules. cm^{-3}
Vent solaire	5 particules. cm^{-3}

tableau 1.1 densité dans les régions de la magnétosphère.

Les régions les plus denses sur la figure 1.9 sont la plasmasphère, la magnétogaine et les cornets polaires, et le vent solaire. Les régions les moins denses sont la queue et les lobes. Le tableau 1.1 donne la densité dans les différentes régions (voir Escoubet et al., 1997). Les régions de forte densité sont donc séparées par des régions de densité plus faible, ce qui est responsable de l'existence de gradients de densité plus ou moins importants. Comme on peut le voir le saut de densité entre deux régions consécutives est très variable. Il est particulièrement important lorsqu'on passe de la plasmasphère à la queue, c'est-à-dire en traversant la plasmopause, et lorsqu'on passe des lobes à la magnétogaine, c'est-à-dire en traversant la magnétopause. Ces deux régions frontières, plasmopause et magnétopause, constituent les gradients les plus importants de la magnétosphère.

4. Les indices d'activité magnétique

Le champ magnétique mesuré à la surface de la Terre est la somme du champ magnétique terrestre d'origine interne, et de variations transitoires dont les sources se trouvent dans l'environnement ionisé de la Terre. Les variations transitoires résultent des courants circulant dans l'ionosphère, dans la magnétosphère et sous la surface de la Terre. Il est alors possible de visualiser les variations de l'activité magnétique à partir de mesures effectuées à la surface de la Terre et de définir des indices d'activité magnétique. Un certain nombre d'indices

magnétiques ont ainsi été définis (Mayaud, 1980, Rangarajan, 1989, Berthelier, 1993). Seuls l'indice k_p et l'indice dst seront utilisés dans ce manuscrit.

4.1 L'indice k_p

L'indice k_p exprime une moyenne, au niveau planétaire, de l'activité magnétosphérique (Bartels et al., 1939). L'indice k_p est calculé depuis 1932. Il est calculé à partir de la valeur moyenne des deux composantes horizontales du champ magnétique mesurées par treize stations, onze situées dans l'hémisphère nord et deux situées dans l'hémisphère sud. L'indice k_p est calculé toutes les 3h et va de 0 à 9.

4.2 L'indice dst

La courbure des lignes de champ magnétique et le gradient de champ magnétique sont responsables de l'apparition d'un mouvement de dérive des particules chargées (Baumjohann et Treumann, 1996). Ce mouvement de dérive, dirigé vers l'Ouest pour les électrons et vers l'Est pour les ions, a pour conséquence l'apparition d'un anneau de courant de forme toroïdale centré sur l'équateur magnétique, et situé entre $2 R_T$ et $9 R_T$. Pendant les orages et les sous orages magnétiques, des particules énergétiques viennent renforcer l'anneau de courant. Les perturbations de l'anneau de courant ont un impact direct sur le champ magnétique à la surface de la Terre, et sont détectées par les quatre stations situées aux basses latitudes. L'indice dst est calculé à partir des mesures de ces stations. Cet indice, calculé toutes les heures, permet d'estimer l'activité du courant annulaire lors des phases d'orage. Il devient en particulier fortement et brutalement négatif lorsqu'un orage violent se produit.

5. Pulsations magnétique

Les oscillations magnétiques sont dues à des ondes très basses fréquences provoquant des oscillations des lignes de champ magnétique et du plasma (Dungey, 1954 a et b). Les oscillations des lignes de champ magnétique sont observables au sol, ce qui a permis leur identification en 1861 (Stewart, 1861).

Les ondes responsables des pulsations magnétiques sont classées en deux groupes :

- Les P_c , ou pulsations continues, qui correspondent à des ondes quasi sinusoïdales possédant un pic en fréquence bien défini
- Les P_i , ou pulsations irrégulières, qui possèdent plusieurs pics en fréquence

Chaque groupe est divisé en sous groupes définis à partir de la période de l'onde (voir tableau 1.2).

	Pc-1	Pc-2	Pc-3	Pc-4	Pc-5	Pi-1	Pi-2
T (s)	0.2-5	5-10	10-45	45-150	150-600	1-40	40-150
f	0.2-5 Hz	0.1-0.2 Hz	22-100 mHz	7-22 mHz	2-7 mHz	0.025-1 Hz	2-25 mHz

Tableau 2.1 périodes et fréquences des différentes classes de pulsations

Dans ce manuscrit, seule les Pc-5 seront utilisées. Il s'agit d'ondes observées sur des durées comprises entre quelques minutes et quelques heures. Elles ne sont jamais observées en période de faible ou de forte activité magnétique, mais apparaissent en général pendant la période de recouvrement des perturbations magnétiques modérées. Ces ondes se propagent suivant deux modes (Dungey, 1963, 1968) :

- Toroïdal : mode non compressionnel. Dans ce cas, le plasma oscille perpendiculairement au plan méridien magnétique
- Poloïdal : mode compressionnel. Dans ce cas, le plasma oscille parallèlement au plan méridien magnétique

Ces ondes provoquent une oscillation de toute la ligne de champ magnétique. Dans la région dipolaire, ces lignes sont fermées, elles se comportent alors comme des cordes attachées aux deux bouts et des résonances apparaissent. La fréquence du fondamental est inversement proportionnelle à la longueur de la ligne de champ magnétique (plus la ligne de champ magnétique se trouve proche de la Terre, et plus la fréquence du fondamental est élevée).

II. Une onde électromagnétique : le Continuum

Deux ondes électromagnétiques principales se propagent dans le magnétosphère de la Terre à une fréquence supérieure à la fréquence plasma locale : la première est appelée radiation kilométrique aurorale ou AKR (Auroral Kilometric radiation en Anglais), la seconde est appelée Continuum (figure 2.1).

L'AKR est une onde qui se propage dans le mode extraordinaire (ou mode X) (voir annexe 1 pour la définition des mode de propagation). Elle est générée dans les zones aurorales et elle est associée à l'observation d'aurores (Kurth et al., 1975). L'AKR est une émission sporadique et très intense (Gurnett, 1974). Le Continuum se propage dans le mode ordinaire

(ou mode O) et sa polarisation est circulaire (Gurnett, 1988). Il est généré dans les gradients de densité. C'est une émission de faible intensité, stable sur des échelles de temps de l'ordre de plusieurs heures (Gurnett, 1975).

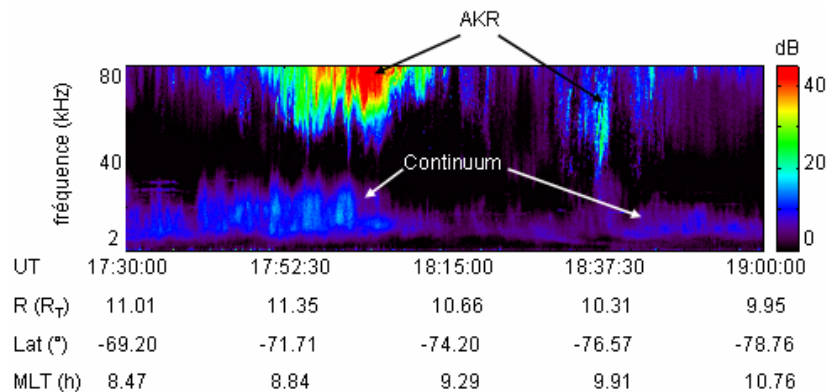


figure 2.1 spectrogramme de l'instrument WHISPER à bord de C3 (Cluster 3) le 3 juin 2003. On y voit les signatures spectrales du Continuum et de l'AKR qui sont les deux ondes électromagnétiques principales se propageant dans la magnétosphère de la Terre à $f > f_{pe}$.

Le Continuum est l'onde étudiée dans ce manuscrit. A partir des travaux antérieurs, nous allons à présent la caractériser en détail, nous verrons où sont localisées ses sources, ainsi que les mécanismes de génération existants.

1. Caractéristiques du Continuum

Le Continuum a été observé pour la première fois en 1973 dans la magnétosphère de la Terre sur les données du satellite Imp 6 (Brown, 1973). Le Continuum doit son nom à l'aspect continu en fréquence qu'il présentait sur les spectrogrammes de Imp 6.

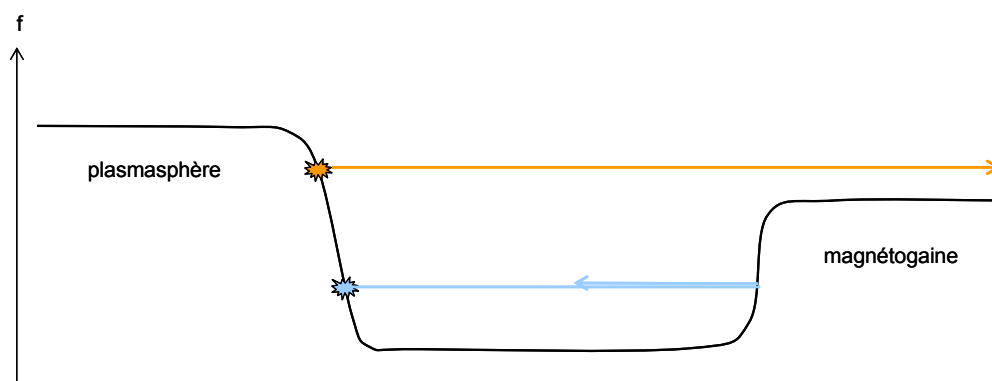


figure 2.2 schéma représentant le Continuum s'échappant (en orange) et restant piégé (en bleu) dans la magnétosphère. La courbe noire donne l'évolution de la fréquence plasma.

Des bandes sont parfois vues sur les données de Imp 6 par Gurnett et Shaw (1973). Celles-ci sont définitivement mises en évidence par Kurth et al. (1981) grâce à la meilleure résolution de l'instrument embarqué à bord de ISEE 1. Du fait du caractère finalement discret de l'onde, différents auteurs ont proposé de modifier le nom donné à l'émission. Tenant compte de la signature spectrale de l'onde, Kurth (1982) propose de l'appeler « radiation terrestre en bandes étroites » (narrowband terrestrial radiation). Tenant plutôt compte de la longueur d'onde de la radiation, Jones (1980) décide de l'appeler « radiation myriamétrique terrestre » (terrestrial myriametric radiation). Finalement, c'est le nom de « Continuum » qui reste utilisé, mais les deux autres noms peuvent être trouvés dans certains articles.

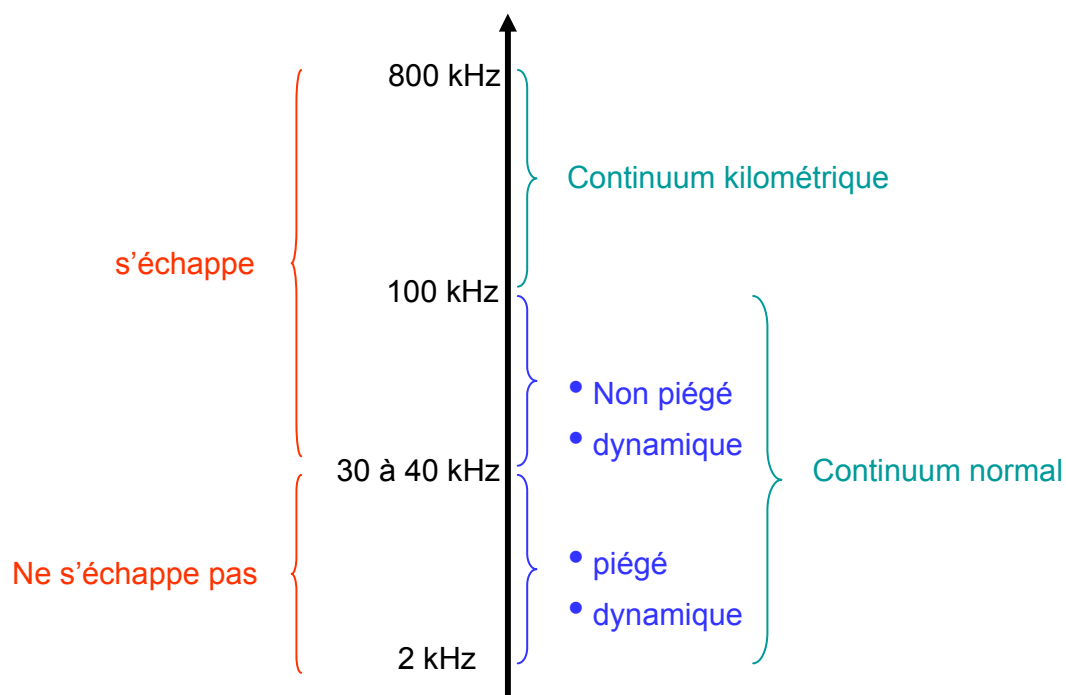


figure 2.3 présentation des deux types de Continuum terrestre existant. Le Continuum kilométrique est observé entre 100 et 800 kHz, alors que le Continuum normal est observé entre 2 kHz et 100 kHz. Ce dernier est divisé en plusieurs classes : le Continuum piégé, le Continuum non piégé et le Continuum dynamique.

Le Continuum a également été observé dans les magnétosphères de toutes les planètes magnétisées (Kurth, 1992). Il est détecté dans les magnétosphères des planètes géantes par les sondes Voyager 1 et 2. Le Continuum vu dans les magnétosphères de ces planètes, dont la taille est plus importante que celle de la magnétosphère terrestre, est plus intense et a une extension en fréquence plus importante que le Continuum observé dans la magnétosphère de la Terre (Kurth, 1992). Dans le cas de chaque magnétosphère, la signature spectrale du

Continuum apparaît sous forme de spectre continu ou sous forme de bandes (Gurnett et al., 1983). Le Continuum est donc une onde pouvant être générée dans des magnétosphères très différentes et dans des plasmas très différents en conservant des caractéristiques spectrales similaires.

Le Continuum terrestre est observé sur une échelle de fréquences comprises entre 2 kHz et 800 kHz. L'onde se propage dans le mode ordinaire (Gurnett et al., 1988). La fréquence de coupure de l'onde est donc la fréquence plasma (f_{pe}) (voir le diagramme CMA, annexe 1). Ceci signifie que si l'onde arrive dans une région dans laquelle la fréquence plasma est supérieure ou égale à sa fréquence de propagation, elle ne pourra plus se propager et sera réfléchi. L'onde est émise dans le gradient de densité de la plasmopause, là où la fréquence plasma du milieu est égale à la fréquence de l'onde. La figure 2.2 montre deux ondes émises chacune à une fréquence donnée qui se propagent dans le mode O à l'intérieur de la magnétosphère. Considérons l'onde émise à la fréquence la plus élevée dans la plasmopause (en orange). Elle se propage à une fréquence supérieure à la fréquence plasma maximale de la magnétogaine. Cette onde peut s'échapper. L'onde émise à la fréquence la plus basse dans la plasmopause (en bleu) se propage à une fréquence inférieure à la fréquence plasma maximale de la magnétogaine. Cette onde est réfléchi lorsqu'elle rencontre le point où la fréquence plasma du milieu et sa fréquence de propagation sont égales. Il en sera de même, lorsque, après avoir été réfléchi à la magnétogaine, elle rencontrera à nouveau la plasmopause. Cette onde est piégée à l'intérieur de la magnétosphère. Il y a donc deux sortes de Continuum : celui qui s'échappe de la magnétosphère, et celui qui reste piégé à l'intérieur de la magnétosphère. Cette classification simple est la première classification qui a été établie pour cette onde (Gurnett et Shaw, 1973).

La figure 2.3 présente la classification utilisée après la découverte du Continuum (à gauche, en rouge), et la classification utilisée aujourd'hui (à droite). Comme on le voit sur cette figure, la classification s'est complexifiée. Le Continuum est aujourd'hui divisé en deux types : le Continuum normal, observé entre 2 kHz et 100 kHz, et le Continuum kilométrique, observé au-dessus de 100 kHz (Hashimoto et al., 1999). Le Continuum normal est lui-même divisé en trois classes. Les deux premières correspondent aux deux sortes de Continuum définies dans la première classification : le Continuum piégé, observé au dessous de 40 kHz et le Continuum non piégé, observé entre 40 kHz et 100 kHz. Une troisième classe de Continuum composant le type Continuum normal est le Continuum dynamique (ou 'Continuum

enhancement' en anglais). Cette classe de Continuum décrite pour la première fois par Gough (1982) a une signature spectrale très particulière et est liée aux orages magnétiques.

Nous allons à présent regarder les caractéristiques spectrales des différentes sortes de Continuum définies ici.

1.1 Continuum normal

Le Continuum normal ($f < 100$ kHz) est observé depuis 1973 sur les données de tous les satellites orbitant dans la magnétosphère de la Terre. Comme on l'a vu, ce type de Continuum est divisé en plusieurs classes : le Continuum piégé ('trapped Continuum' en anglais), le Continuum non piégé ('escaping Continuum' en anglais) et le Continuum dynamique ('Continuum enhancement' en anglais).

1.1 a Le Continuum non piégé

Le Continuum entrant dans la classe Continuum non piégé, typiquement observé entre 40 kHz et 100 kHz (figure 2.3), s'échappe de la magnétosphère. Sa signature spectrale est visible sur le spectrogramme de la figure 2.4 et se présente sous forme de bandes fines. La figure de droite montre la trajectoire de la radiation s'échappant de la magnétosphère. Dans ce cas, la magnétogaine joue le rôle d'une paroi poreuse la laissant s'échapper.

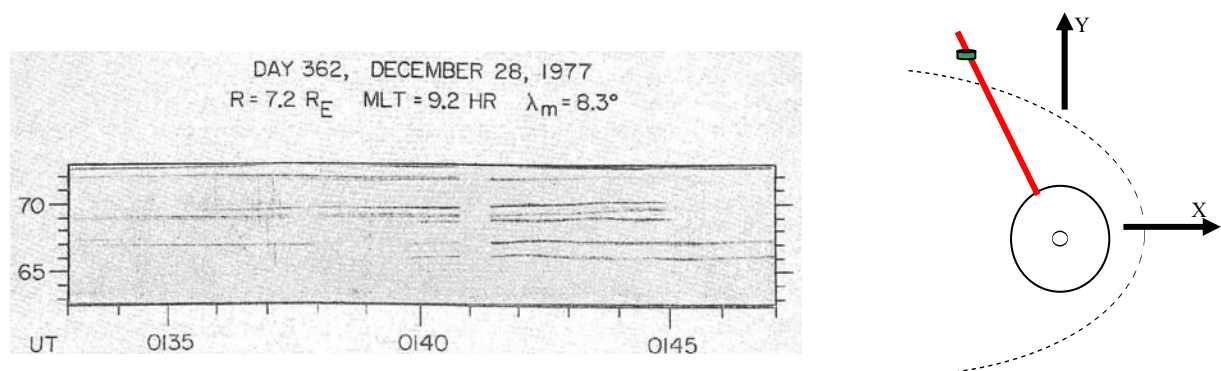


figure 2.4 données du 28 décembre 1977 du satellite ISEE 1 (à gauche) (d'après Kurth et al., 1981). A droite, schéma décrivant la trajectoire des rayons pour une onde s'échappant de la magnétosphère.

1.1 b Le Continuum piégé

Le Continuum entrant dans la classe Continuum piégé est typiquement observé au dessous de 40 kHz (figure 2.5) et reste, comme son nom l'indique, piégé à l'intérieur de la cavité magnétosphérique. Dans ce cas, la magnétogaine joue le rôle d'un miroir qui réfléchit la radiation (figure 2.5 b). Grâce à de multiples réflexions, le Continuum piégé remplit la cavité magnétosphérique (Gurnett, 1975, Kurth et al., 1981).

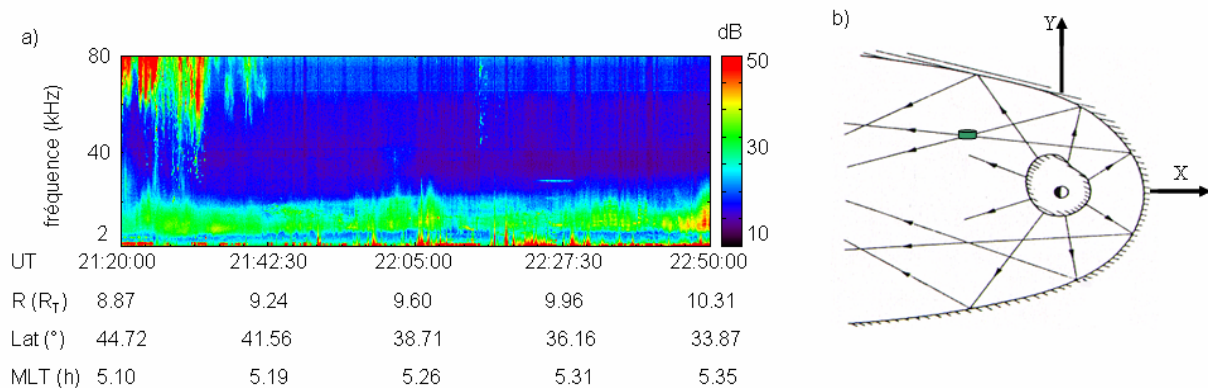


figure 2.5 spectrogramme de l'instrument WHISPER à bord de Cluster 3 le 20 juin 2003 (a). Le Continuum piégé apparaît entre 2 et 30 kHz. A droite (b), schéma décrivant la trajectoire des rayons pour une onde piégée dans la magnétosphère (d'après Gurnett, 1975).

La signature spectrale du Continuum piégé est visible entre 2 et 30 kHz sur le spectrogramme de la figure 2.5. Contrairement à la signature spectrale du Continuum non piégé, la signature spectrale du Continuum piégé apparaît continue sur toute l'échelle de fréquence dans laquelle il est observé. Deux théories ont été développées pour expliquer le caractère diffus du Continuum piégé. La première est développée par Gurnett (1975) et est présentée sur la figure 2.5 b. Le satellite, situé à l'intérieur de la magnétosphère, se trouve à l'intersection de plusieurs rayons ayant été émis à des endroits différents de la plasmopause, et ayant été réfléchis à l'intérieur de la magnétogaine. Ces rayons, provenant d'endroits différents de la plasmopause, ont des fréquences différentes, ce qui provoque un brouillage du spectre. La deuxième théorie est développée par Barbosa (1981). Le Continuum se propage dans la magnétosphère. S'il se propage à une fréquence suffisamment basse, il se réfléchit sur les murs de la cavité (plasmopause et magnétopause). Le mouvement des murs de la cavité est alors responsable de l'élargissement en fréquence des bandes de Continuum. Après un grand nombre de réflexions, les bandes sont tellement élargies qu'elles se superposent, ce qui provoque le brouillage du spectre.

A partir des données de ISEE 1, Kurth et al. (1981) ont montré que le Continuum piégé apparaissant à une fréquence inférieure à 40 kHz pouvait également apparaître sous forme de bandes fines. Malgré ces observations, le Continuum apparaissant sous une forme continue sur les spectrogrammes est couramment considéré comme étant piégé, et le Continuum apparaissant sous une forme de bandes sur les spectrogrammes est couramment considéré comme étant non piégé.

1.1 c Le Continuum dynamique

Il existe une dernière classe de Continuum normal appelée Continuum dynamique ('Continuum enhancement' en anglais). Cette classe de Continuum apparaît sur les spectrogrammes en période de forte activité magnétique. Elle apparaît typiquement au dessus de 2 kHz (figure 2.3) sous forme de bandes et est caractérisée par une évolution rapide de son intensité et de sa fréquence (figure 2.6) (voir Gough, 1982, Kasaba et al., 1998, Filbert et Kellogg, 1989). Cette classe de Continuum est visible sur les spectrogrammes de Cluster (Décréau et al., 2004) mais ne sera pas étudiée dans ce manuscrit.

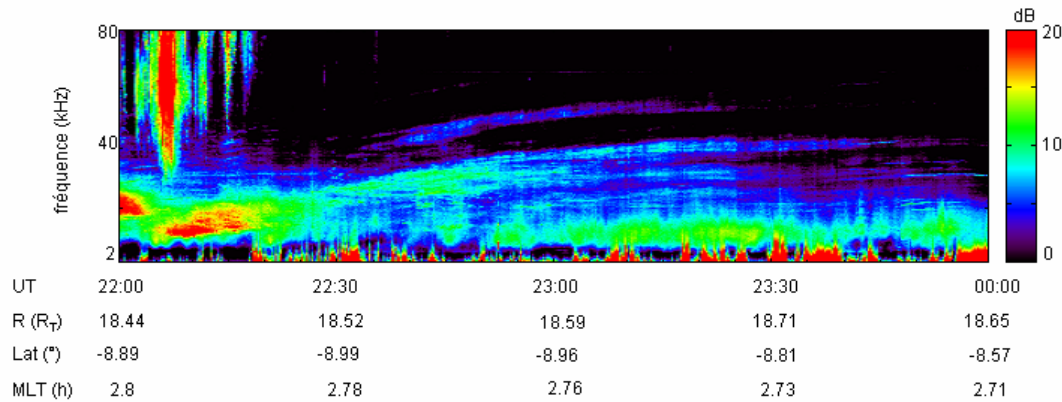


figure 2.6 spectrogramme de l'instrument WHISPER à bord de Cluster 1 le 25 juillet 2002. Le Continuum dynamique apparaît entre 2 et 70 kHz.

1.2 Continuum kilométrique

Le Continuum kilométrique est observé entre 100 et 800 kHz et avec une intensité similaire à celle du Continuum normal. Il est observé sur les spectrogrammes de ISEE 1 (Kurth et al., 1981...), mais il est défini comme une classe de continuum spécifique par Hashimoto et al. (1999) qui l'observent sur les données de Geotail (figure 2.7). Le Continuum kilométrique est

observé à toutes les longitudes. Les observations faites à partir des satellites IMAGE et Geotail ont montré que ce type de Continuum était observé entre -15° et $+15^\circ$ de latitude magnétique (Hashimoto et al., 1999, Green et al., 2004).

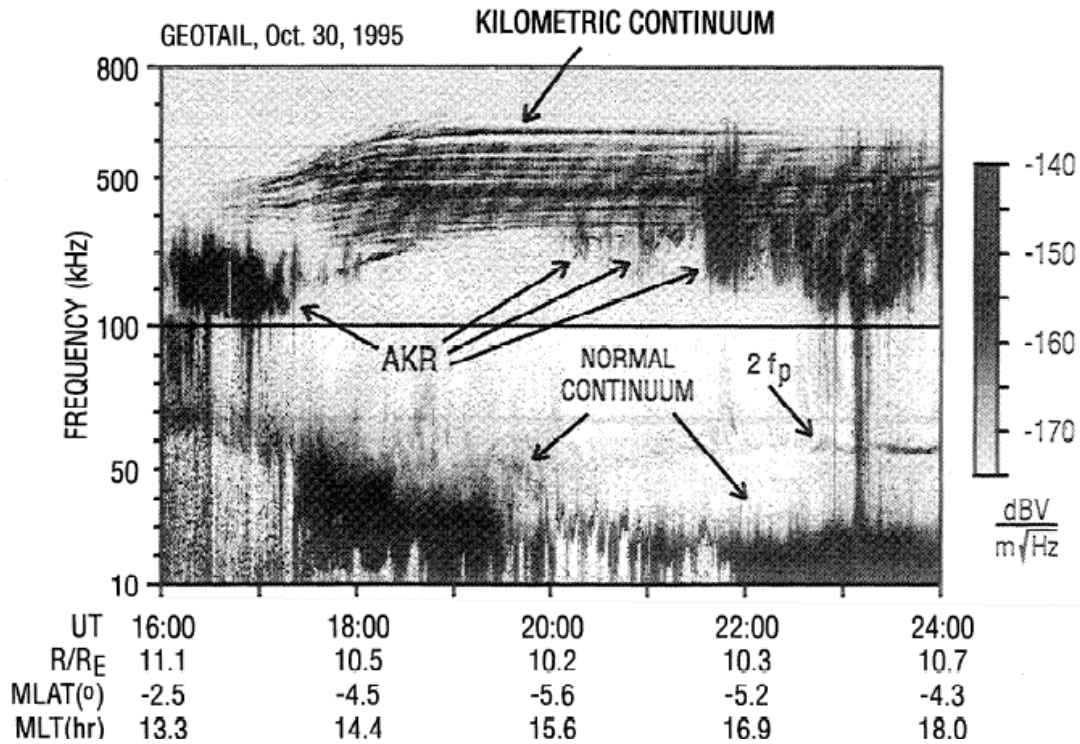


figure 2.7 spectrogramme de Geotail le 30 octobre 2003 (Hashimoto et al., 1999). Le Continuum dynamique apparaît sous forme de bandes au-dessus de 100 kHz.

Comme le Continuum non piégé, le Continuum kilométrique se présente sous forme de bandes (figure 2.7) plus espacées que celle du Continuum normal (environ 27 kHz sur la figure 2.7). Le Continuum kilométrique est observé à des fréquences supérieures à 100 kHz, ce qui correspond à une valeur de f_{pe} observable à l'intérieur de la plasmasphère. Pour cette raison, les sources du Continuum kilométrique ont d'abord été supposées se trouver à l'intérieur de la plasmasphère et non dans le gradient de densité de la plasmopause (Hashimoto et al., 1999). Carpenter et al. (2000) suggèrent que ce type de Continuum pourrait venir de cavités creusées à l'intérieur de la plasmasphère. Cette hypothèse permet de rencontrer des densités (donc des fréquences plasma) plus élevées. Green et al. (2004) reprennent l'hypothèse de Carpenter. A partir d'une étude statistique faite sur la base des données d'IMAGE et de Geotail, ils montrent que, dans 94% des cas, l'observation de Continuum kilométrique est liée à l'observation de structures à la surface de la plasmasphère et plus particulièrement de déplétions de densité et d'encoches. Ils montrent ainsi que l'existence de déplétions de densité et d'encoches, est une condition favorable à l'apparition

de Continuum kilométrique. La gamme de fréquence de l'instrument WHISPER à bord des satellites Cluster ne s'étendant pas au-delà de 80 kHz, ce type de Continuum n'est pas visible sur les spectrogrammes fait à partir des données de cet instrument et ne sera pas étudié dans ce manuscrit.

2. Les sources du Continuum

Les premières études ayant pour but de localiser les sources du Continuum sont des études statistiques (Gurnett 1974, 1975) faites sur les valeurs de l'intensité. L'étude statistique faite par Gurnett (1975) à partir de trois ans de données du satellite Imp 6 montre que les valeurs maximales de l'intensité du Continuum non piégé sont obtenues entre $3.98 R_T$ et $7.94 R_T$ et entre 4h et 14h MLT (temps magnétique local, voir annexe 2) (figure 2.8 pour $f = 56.2$ kHz). Les sources du Continuum se trouvent donc à la plasmopause et dans un domaine de longitudes précis.

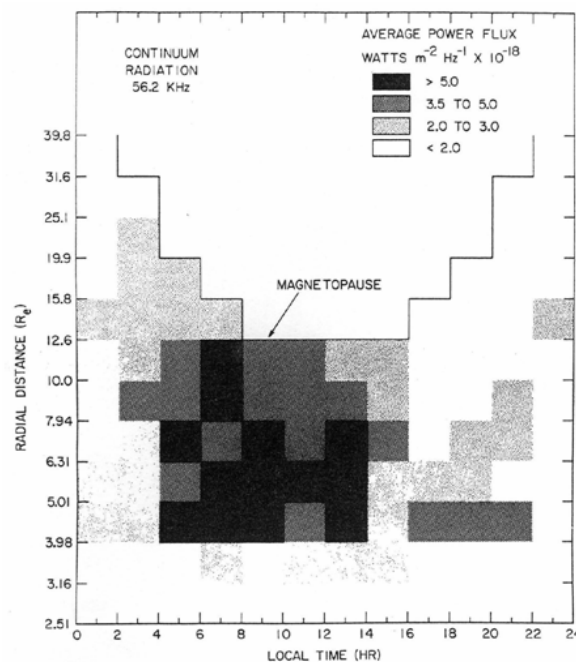


figure 2.8 répartition de l'intensité du Continuum se propageant à 56.2 kHz (Gurnett, 1975).

Une nouvelle étude statistique a été faite par Kurth et al. (1981) sur la base d'une analyse de un an de données de ISEE 1. Cette étude, qui s'intéresse à la direction de propagation de l'onde, indique que la région émettrice se trouve plutôt entre 0h et 7h MLT. Aucune étude n'étant venue confirmer ou infirmer l'un ou l'autre des résultats, on dit que le Continuum est émis côté matin. Une étude plus récente faite par Green et Boardsen (1999) qui s'intéresse

aux valeurs de l'intensité mesurée par le satellite Hawkeye dans le plan (y_{SM} , z_{SM}) (voir annexe 2) confirme ce résultat.

Par ailleurs, Gurnett (1975) montre que de fortes valeurs de l'intensité peuvent également être observées au-delà de $8 R_T$ et jusqu'à $20 R_T$. Il analyse la direction de propagation de l'onde sur chacun des cas présentant de fortes valeurs d'intensité à de grandes distances. Cette étude montre que ces événements semblent être générés à la magnétopause.

L'observation conjointe d'un événement par ISEE 1 et GEOS, situé à des endroits différents de la magnétosphère contient la même information : des sources pourraient être situées à la magnétopause (Jones et al., 1987). Aucune étude in situ n'a clairement mis en évidence l'existence de sources à la magnétopause. Nous supposons par la suite que les sources se trouvent de préférence à la plasmopause.

Très peu d'études ont été faites sur la taille des sources du Continuum. Cependant, les bandes fines observées sur les spectrogrammes ont une largeur spectrale inférieure au kHz. Ceci implique que la région d'émission est très localisée, donc que la source est très peu étendue le long du gradient de densité (Etcheto et al., 1982).

3. Les mécanismes de génération

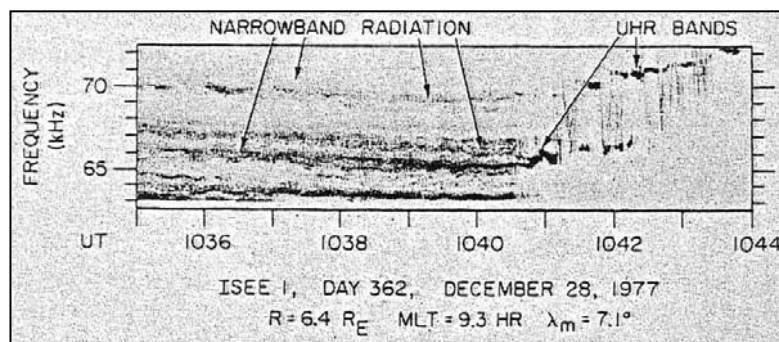


figure 2.9 d'après Kurth, 1982. Le Continuum (Narrowband radiation) apparaît dans la continuité des ondes électrostatiques (UHR bands).

Différentes théories ont été développées pour expliquer la génération du Continuum. Le Continuum observé près de ses sources est souvent associé à des ondes électrostatiques. Il apparaît alors dans la continuité des ondes électrostatiques (figure 2.9. D'après Kurth, 1982) (Gurnett, 1975, Kurth et al., 1981). La plupart des théories de génération partent donc de l'existence d'une onde électrostatique. Celle-ci va ensuite se convertir directement ou

indirectement en une onde électromagnétique de mode O, c'est-à-dire en Continuum. On définit alors la source du Continuum comme la région dans laquelle le mode O apparaît. Parmi les théories développées, la plupart sont des théories non linéaires. Une théorie linéaire a été développée par Jones dans les années 80. Cette théorie est la plus développée des théories existantes. Contrairement aux théories non linéaires, elle prédit le comportement de l'onde après son émission et plusieurs tests ont pu être effectués sur les données expérimentales (Jones et al., 1987, Gurnett et al., 1988).

Nous allons à présent faire une revue rapide des observations, des principales théories non linéaires existantes, puis nous regarderons en détail la théorie de Jones qui sera étudiée dans ce travail (partie C).

3.1 Les observations

L'observation conjointe de Continuum et d'ondes électrostatiques intenses à $(n + \frac{1}{2}) f_{ce}$ est remarquée pour la première fois par Gurnett (1975). Cette observation est confirmée par Kurth et al., (1979) puis par Kurth et al. (1981) et Kurth (1982). Ces derniers présentent une étude de cas qui montre une transition abrupte des émissions électrostatiques à $f_{UH} \approx (n + \frac{1}{2}) f_{ce}$ au Continuum. Kurth et al. (1981) montrent que les régions d'émission du Continuum correspondent à celles d'existence de ces émissions électrostatiques intenses. Dans son article de 1975, Gurnett propose que les émissions électrostatiques observées à $f \approx (n + \frac{1}{2}) f_{ce}$ pourraient être les sources du Continuum. Dans ce cas, l'écart en fréquence entre deux bandes de Continuum doit être la valeur de f_{ce} là où l'onde est émise. Des ondes électrostatiques intenses à $f \approx (n + \frac{1}{2}) f_{ce}$ étant observées à proximité de l'équateur magnétique (Gough et al., 1979), les sources du Continuum sont réputées être localisées à l'équateur magnétique.

3.2 Les théories non linéaires

A partir de ces observations, Melrose (1981), Rönnmark (1983) et Christiansen et al. (1984) décrivent un processus d'interaction à trois ondes. D'après cette théorie, une onde

électrostatique basse fréquence (BF) se couplerait avec une onde électrostatique à $f = f_{UH}$ pour donner une onde électromagnétique de mode O (mécanisme appelé coalescence) vérifiant :

$$\begin{aligned}\omega_O &= \omega_{UH} + \omega_{BF} \\ k_O &= k_{UH} + k_{BF}\end{aligned}$$

où ω est la pulsation de l'onde et k son vecteur d'onde. L'onde basse fréquence nécessaire au mécanisme de conversion peut être une onde acoustique ionique, une onde cyclotronique ionique ou un mode de Bernstein ionique haute harmonique. Afin de tenir compte de la structure en bandes du Continuum, Christiansen et al. (1984) supposent que le mécanisme de génération implique des ondes électrostatiques intenses très localisées, ce qui est en accord avec l'hypothèse d'Etcheto et al. (1982).

En parallèle, Rönmark (1985) reprend la théorie et la modifie. Il considère en effet que le mécanisme de Melrose (1981) ne peut pas en lui-même prédire l'apparition d'émissions en bandes fines. Il décrit cette fois-ci la décroissance d'un mode de Bernstein à $f_q \approx f_{UH}$ en une onde électrostatique basse fréquence (BF) et en un mode O. Cette décroissance vérifie :

$$\begin{aligned}\omega_O + \omega_{BF} &= \omega_q \\ k_O + k_{BF} &= k_q\end{aligned}$$

Ce mécanisme de génération permet l'existence de sources peu étendues, donc l'apparition de bandes très fines sur les spectrogrammes tout en restant aussi efficace que la coalescence.

D'autres mécanismes de génération ont été développés, comme, par exemple, le transfert de l'énergie d'une onde électrostatique en énergie du mode O par effet tunnel (Okuda et al., 1982) ou encore la génération de Continuum par radiation gyrosynchrotron générée par des électrons énergétiques injectés dans les ceintures de radiation pendant les orages (Frankel, 1973). Il a également été montré que le mode ordinaire pouvait être généré directement à partir des f_q (Oya, 1971) et des f_{UH} (Ashour-Abdalla).

3.3 La théorie linéaire de Jones

La théorie linéaire développée par Jones (1981, 1982, 1983, 1986) et Jones et Leblanc (1986) utilise la théorie de la fenêtre radio développée par Ellis (1956, 1962) et Budden (1980). Cette théorie explique l'apparition de mode Z à partir de la conversion du mode O lorsque celui-ci atteint sa fréquence de coupure (Ellis, 1956, 1962). Ce mode de conversion étant réversible, il permet également d'expliquer l'apparition de mode O à partir de la conversion du mode Z (Budden, 1980). Le terme fenêtre radio désigne alors la région de l'espace dans laquelle la

conversion a lieu. Nous allons tout d'abord regarder rapidement les caractéristiques de la fenêtre radio, puis nous verrons en détail le mécanisme de Jones.

3.3 a La fenêtre radio

La fenêtre radio correspond à la région du diagramme CMA dans laquelle le mode O et le mode Z cohabitent (flèche violette sur la partie haute de la figure 2.10). Elle peut également être représentée dans le repère des indices. Une représentation de deux fenêtres radio dans ce repère est donnée sur la figure 2.11 (d'après Jones, 1980). Ces fenêtres radio sont situées de chaque côté de l'équateur magnétique (point W et W¹). Sur cette figure, le champ magnétique est vertical, le gradient de densité est horizontal et les courbes représentent les surfaces d'iso densité, notées iso n. Ces surfaces sont à symétrie de révolution autour de la direction du champ magnétique. On peut voir à gauche les surfaces iso n du mode Z, et à droite celles du mode O.

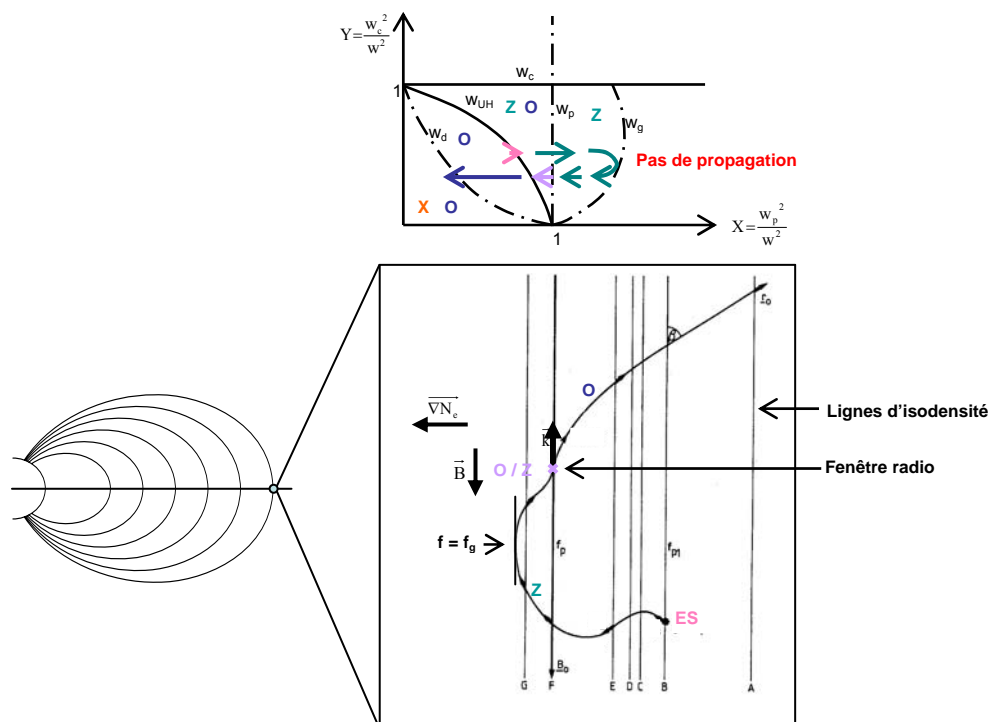


figure 2.10 d'après Jones et Leblanc, 1986. Différentes étapes menant à l'apparition du Continuum. En haut, diagramme CMA, en bas, trajectoire du rayon. L'onde électrostatique existe entre les droites B et E, le mode O émerge lorsque le rayon coupe la droite F. Sur chaque figure, la fenêtre radio est représentée en violet.

La valeur de n en un point dépend de ω_{pe} , ω_{ce} et de ω (voir annexe 1). Les iso n des modes Z et O peuvent donc être proches ou éloignés. Budden (1980) montre que, pour que la fenêtre radio existe, les iso n du mode Z et ceux du mode O doivent être proches. Lorsque les iso n se coupent, la totalité de l'énergie du mode Z peut se convertir en mode O. On se trouve alors au centre de la fenêtre radio. Plus on s'éloigne du centre de la fenêtre et plus la distance entre les iso n du mode Z et du mode O augmente. Plus cette distance est importante et plus la quantité d'énergie convertie est faible. S'ils sont trop éloignés, la conversion ne peut pas avoir lieu. On peut donc parler de taille de la fenêtre radio. Celle-ci est de l'ordre de quelques degrés en longitude magnétique et en latitude magnétique (Jones, 1982). Il s'agit donc d'une région très localisée dans l'espace (croix violette sur la partie basse de la figure 2.9).

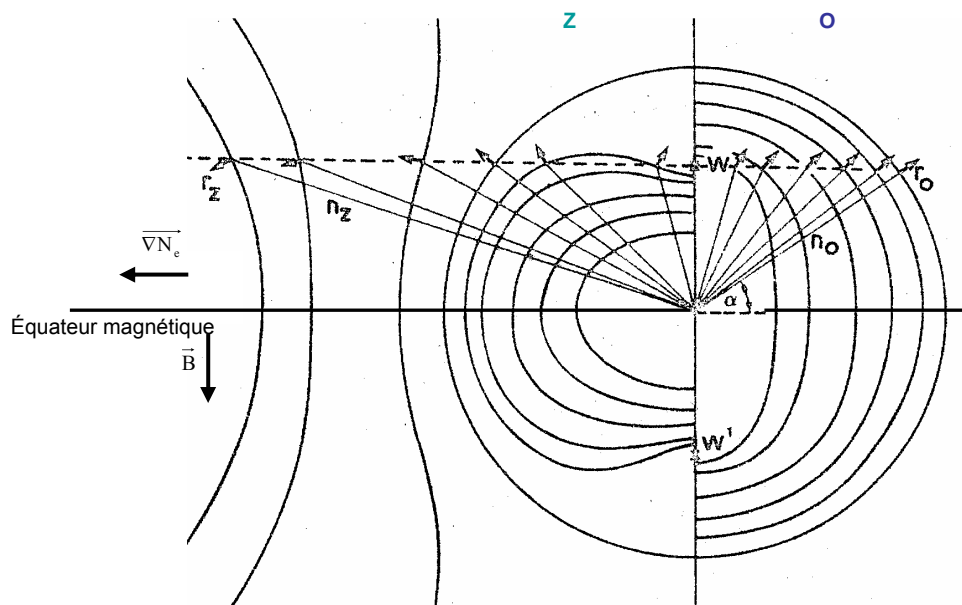


figure 2.10 d'après Budden (1980). Représentation des surfaces iso n du mode Z et du mode O. La droite en pointillé donne le lieu des points représentatifs du rayon dans ce repère. Les flèches donnent la direction du vecteur de Poynting.

3.3 b Le mécanisme de Jones

Les théories d'Ellis et de Budden décrivent la fenêtre radio. Jones applique ces théories dans la région de la plasmopause en se plaçant à proximité de l'équateur magnétique. Il montre ainsi qu'une radiation électromagnétique se propageant dans la gamme de fréquence du Continuum peut s'échapper de cette région. Jones décrit alors la trajectoire du rayon de l'apparition du mode Z à l'échappement du mode O en passant par la fenêtre radio. Afin

d'expliquer en détail la théorie de Jones, nous allons à présent regarder les différentes étapes menant de l'apparition du mode Z à l'apparition du mode O. Celles-ci sont représentées figure 2.10 (d'après Jones et Leblanc, 1986). Sur cette figure, on peut voir la trajectoire du point représentatif de l'onde dans le diagramme CMA (en haut) et la trajectoire du rayon dans l'espace (en bas). Sur la figure du bas, les droites verticales représentent les droites d'isodensité. Elles sont repérées par des lettres de A à G et serviront de repère dans la description.

1^{ère} étape (B à E) : apparition du mode Z

L'apparition du mode Z nécessite l'apparition d'ondes électrostatiques intenses à f_{UH} (fréquence hybride haute : en rose sur la figure 2.10). Ces ondes étant plus intenses à l'équateur magnétique, le mode Z apparaît préférentiellement à l'équateur magnétique. Pour que les ondes électrostatiques puissent se convertir en mode Z avant d'être absorbées, il faut que la direction de leur vecteur d'onde \vec{k} soit proche de la perpendiculaire à la direction du champ magnétique local, il est donc nécessaire que le gradient de densité $\vec{\nabla}N_e$ soit perpendiculaire au champ magnétique \vec{B} (Jones et Leblanc, 1986).

2^{ième} étape (E, F, G, F) : propagation du mode Z

Le mode Z se propage dans le diagramme CMA. Il apparaît à f_{UH} , il ne peut donc se propager que vers les X croissants (en vert sur la figure 2.10). La fréquence de l'onde restant constante pendant la propagation, le mode Z se propage donc vers des régions de densité plus élevée, c'est à dire en direction de la Terre. Il se propage jusqu'au point de l'espace où se trouve sa fréquence de coupure (figure 2.10 : $f = f_g$) où il est réfléchi. Il s'éloigne alors de la Terre avant de rencontrer la fenêtre radio (en violet sur la droite F). Le rayon parcourt une certaine distance avant d'atteindre la fenêtre. L'intensité de l'onde décroît avec la distance parcourue. Pour que le maximum d'énergie puisse atteindre la fenêtre radio, il est nécessaire que cette distance soit la plus petite possible, donc que les points où $f = f_{UH}$ et $f = f_{pe}$ soient proches. Pour cela, le diagramme CMA montre qu'il est nécessaire que X varie rapidement, et que $f_{pe} \approx f_{UH}$. La conversion doit alors avoir lieu dans un gradient de densité et dans une région où $\frac{f_{ce}}{f}$ est petite (Budden et Jones, 1987).

3^{ème} étape (F) : conversion

La conversion de mode a lieu au point de l'espace où $f = f_{pe}$ (sur la droite F au niveau de la croix en violet sur la figure 2.10). La droite en pointillé sur la figure 2.11 donne un exemple de position des points représentatifs de l'onde et les vecteurs donnent la direction du vecteur de Poynting. Ceux-ci sont normaux aux iso n (voir annexe 1). Le rayon rencontre la fenêtre radio au point W, là où les surfaces iso n du mode O et du mode Z sont proches. A cet endroit, la surface des indices du mode Z est perpendiculaire à la direction du champ magnétique. Lorsque le rayon rencontre la fenêtre radio, le vecteur \vec{k} est donc parallèle au champ magnétique.

La figure 2.11 montre également que les iso n sont symétriques par rapport à l'équateur magnétique. Il existe donc une deuxième fenêtre radio notée W^1 sur la figure.

4^{ème} étape (F à A) : propagation du mode O

Au point fenêtre, la surface iso n du mode O est, comme celle du mode Z, perpendiculaire à la direction du champ magnétique. Le vecteur \vec{k} du rayon émergent de la fenêtre radio est donc lui aussi parallèle à la direction du champ magnétique. Le rayon émis se propage ensuite dans le diagramme CMA vers les X décroissants (figure 2.10 : en bleu), donc en s'éloignant de la Terre. La fréquence de propagation de l'onde étant proche de la f_{pe} locale, la trajectoire du rayon est d'abord courbée (entre F et B). A partir de la droite B, l'onde se propage librement dans l'espace. Le vecteur d'onde garde alors une direction parallèle (figure 2.11), et l'onde se propage en ligne droite. La direction de propagation de l'onde fait alors un angle $\alpha = \text{atan} \frac{f_{pe}}{f_{ce}}$ avec l'équateur magnétique (voir annexe 3). Dans cette expression, les valeurs de f_{pe}

et de f_{ce} sont prises à la position de la fenêtre radio. On peut également montrer en utilisant la relation d'Appleton-Hartree que le mode O se propage dans le plan méridien magnétique (plan contenant \vec{B} et $\vec{\nabla N_e}$) dans lequel il est émis.

Comme on l'a vu plus haut, les différentes étapes ont lieu dans un espace extrêmement étroit. On peut donc considérer que le point W se trouve à l'équateur magnétique. Son point symétrique W^1 se trouve lui aussi à l'équateur magnétique. La fenêtre radio correspondante va émettre un faisceau similaire, symétrique au premier par rapport à l'équateur magnétique. Les deux points fenêtre sont presque confondus et on ne parlera pas de deux fenêtres radio émettant chacune un faisceau, mais d'une fenêtre radio émettant deux faisceaux symétriques par rapport à l'équateur magnétique.

La théorie de Jones est la plus développée des théories existantes. On en a vu ici une description détaillée. En résumé, la théorie de Jones nous dit que :

- Le mode O provient de la conversion du mode Z à travers une fenêtre radio.
- Afin de permettre à une quantité suffisante d'énergie d'atteindre la fenêtre, la conversion se fait dans un gradient de densité et dans un espace très petit.
- La conversion se fait à proximité de l'équateur magnétique.
- Deux faisceaux symétriques par rapport à l'équateur magnétique sont émis.
- Ces deux faisceaux font un angle $\alpha = a \tan \frac{f_{pe}}{f_{ce}}$ avec l'équateur magnétique.
- La propagation du mode O se fait dans le plan méridien magnétique (plan contenant \vec{B} et $\vec{\nabla N_e}$).

Le principal reproche qui a été fait à cette théorie est le manque d'efficacité de son mécanisme de génération. La fenêtre radio est petite. Le mode Z peut alors facilement passer à côté. Melrose (1981) et Barbosa (1982) montrent que l'occurrence de Continuum est trop importante comparée à la probabilité qu'a le mode Z d'atteindre la fenêtre radio. Rönnmark (1989) montre que le mécanisme n'est pas assez efficace de trois ordres de grandeur. Cependant, ces différentes études sont faites à partir de calculs qui ne prennent pas en compte les effets du gradient de densité ni ceux du gradient de champ magnétique. Budden et Jones et al. (1987) répondent à Melrose (1981) et Barbosa (1982) en montrant que l'efficacité du mécanisme de génération augmente fortement avec le gradient de densité et l'intensité de l'onde électrostatique mère.

4. Bilan

L'étude du Continuum comporte deux volets (figure 2.11) :

- L'étude du mécanisme de génération
- L'étude de la propagation de l'onde après son émission

Ces deux volets ont été abordés au cours des études précédentes et seront abordés par la suite dans ce manuscrit. La source correspond alors au point de passage entre le mécanisme de génération et la propagation. Nous allons voir ici un bilan de ce qui était connu au début de cette thèse pour chacun des deux volets.

4.1 Le mécanisme de génération

Il existe plusieurs mécanismes de génération : des mécanismes non linéaire et un mécanisme linéaire. Dans tous les cas, une injection de particules est responsable de l'apparition d'ondes électrostatique (figure 2.11). Celles-ci existent entre $n f_{ce}$ et f_{qn} et vont ensuite se convertir en une onde électromagnétique. Le mode O apparaît directement à partir de l'onde électrostatique dans le cas des mécanismes non linéaires, alors que dans le cas du mécanisme linéaire, il existe une onde électromagnétique intermédiaire, le mode Z.

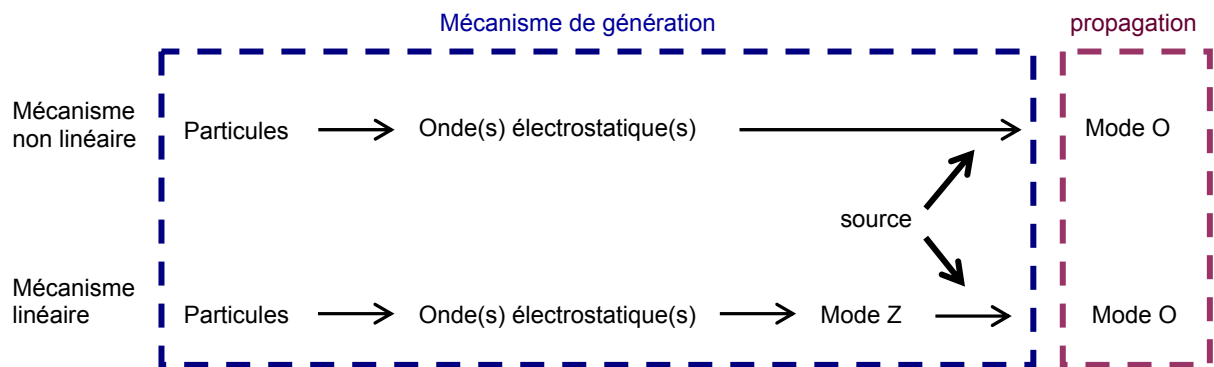


figure 2.11 différents volets de l'étude du Continuum.

Le mécanisme de génération responsable de l'apparition du Continuum n'est, à ce jour, pas déterminé.

4.2 La source

La source correspond au point d'apparition du mode O. Elle se trouve à $f \approx (n + \frac{1}{2}) f_{ce}$, f_{UH} , f_{qn} (mécanismes non linéaire) ou f_{pe} (mécanisme linéaire). Elle se trouve principalement à l'équateur magnétique, à la plasmopause, et côté aube. Il est possible que certaines sources se trouvent à la magnétopause, mais cela n'a pas encore été confirmé. La source émet du Continuum sous forme de bandes séparées en fréquence. L'ordre de grandeur de sa durée de vie ou de son extension spatiale n'est pas encore déterminé.

4.3 La propagation

Le Continuum se propage vers l'extérieur de la magnétosphère. Il est observé sous deux formes :

- Le Continuum non piégé, qui apparaît sous forme de bandes séparées en fréquence et qui s'échappe de la magnétosphère
- Le Continuum piégé, qui apparaît sous une forme continue en fréquence et qui reste piégé à l'intérieur de la magnétosphère

L'extension spatiale du faisceau ainsi que sa stabilité (temps et fréquence) reste à déterminer.

B. Moyens d'étude

Dans cette partie, nous allons présenter les différentes missions dont les données ont été utilisées au cours de cette thèse, ainsi que les instruments utilisés. Nous verrons ensuite les outils d'analyse existants au début de ce travail et utilisés dans ce manuscrit.

I. La mission européenne Cluster

La mission multi satellites Cluster est un projet de l'agence spatiale européenne (ESA). Proposée en novembre 1982, elle est acceptée en février 1986 dans le cadre du programme d'étude du Soleil et de la Terre (STSP). L'appel d'offres a lieu en 1987. Les satellites sont lancés le 4 juin 1996 à bord du lanceur Ariane V. Le lancement est un échec : après quelques minutes, la fusée explose, les satellites sont détruits. Devant l'originalité de la mission, il est décidé de la reconstruire. Le projet Cluster II est né. Les satellites sont reconstruits à l'identique et lancés (avec succès cette fois) par deux fusées Soyouz les 16 juillet et 9 août 2000. La mission débute en février 2001 après une phase de mise en route de six mois.

1. La mission Cluster

1.1 Concept de la mission

Le but de la mission Cluster est l'étude multipoints de différentes régions de la magnétosphère. Celles-ci ont toutes été explorées précédemment, certaines par de nombreuses missions. Ces missions comportaient pour la plupart un seul satellite (Geotail, FAST, Imp8, polar,...), quelques unes comportaient une paire de satellites (ISEE, CRRES, DE,...). La mission Cluster est composée de quatre satellites identiques qui orbitent ensemble sous la forme d'un tétraèdre. L'utilisation de quatre satellites sous cette configuration permet pour la première fois une étude spatiale et temporelle des structures traversées. En effet, si plusieurs satellites se trouvent dans la même structure, ou observent le même phénomène en même

temps, ils se trouvent alors à des points différents de l'espace. La comparaison des mesures de chaque satellite permet dans ce cas d'étudier la structure ou le phénomène dans l'espace. Si par contre les satellites rencontrent la structure ou le phénomène à des instants différents, la comparaison des mesures des différents satellites permet d'étudier l'évolution de la structure ou du phénomène dans le temps.

1.2 Orbite et séparation inter satellite

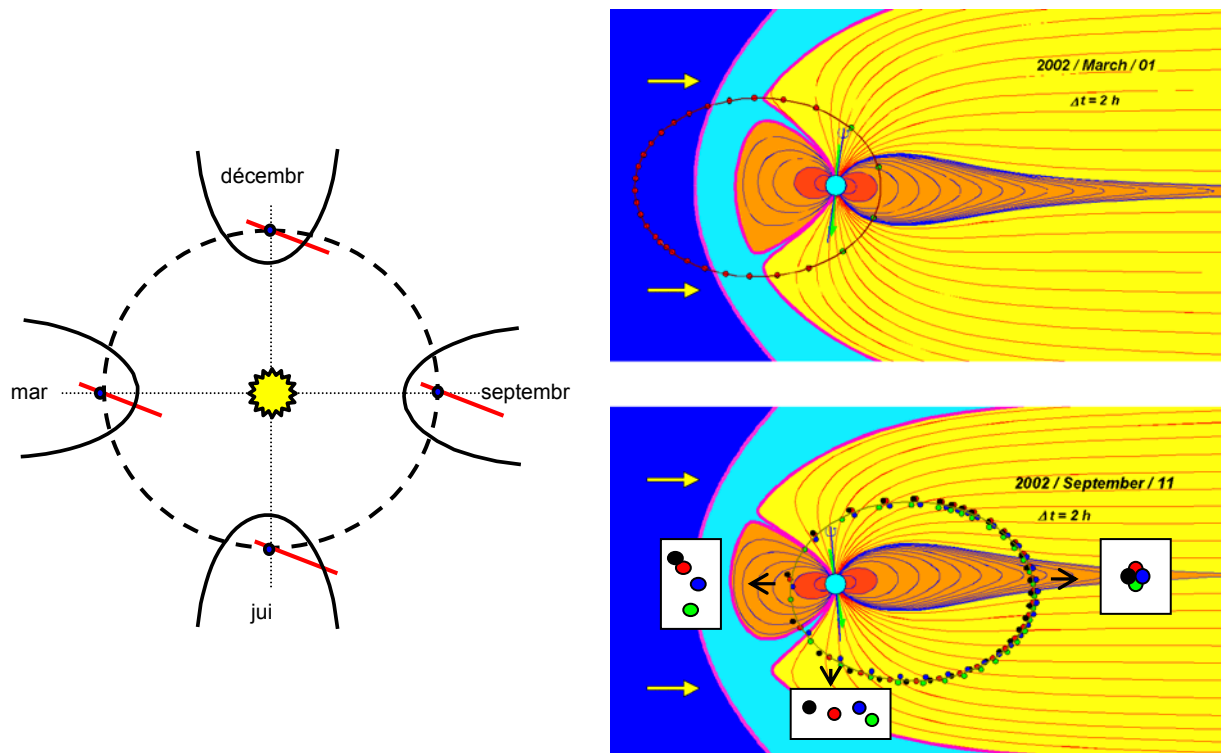


figure 1.1 à gauche, orientation vue de dessus de l'orbite des satellites Cluster (trait rouge) dans la magnétosphère (trait plein noir) en fonction de la position de la Terre (rond bleu) sur son orbite (pointillé noir).

à droite, orbites des satellites Cluster les 1^{er} mars et 11 septembre 2002 alors qu'ils sont dans le plan midi/minuit (vue de côté). Séparation : 100 km et 5000 km respectivement (Décréau et al., 2005).

Les quatre satellites Cluster, notés C1, C2, C3 et C4, circulent sur une orbite polaire qu'ils parcourent en 57h environ. C'est une orbite elliptique dont le périégée est à environ $4 R_T$ (à proximité de la plasmopause) et l'apogée à $19.6 R_T$. Les satellites évoluent dans un plan immobile dans le référentiel de Copernic (origine : le centre de masse du Soleil. Les directions des axes sont définies à partir de trois étoiles fixes) par rapport à la Terre, plan qui

est entraîné par celle-ci dans sa rotation autour du Soleil. Par ailleurs, la magnétosphère est comprimée côté jour par le vent solaire. Le nez de la magnétosphère est donc toujours dirigé vers le Soleil. Comme on peut le voir sur la partie gauche de la figure 1.1, l'orientation de l'orbite dans la magnétosphère change donc au cours de l'année. Ainsi, début mars, le périhélie se trouve côté nuit, autour de 0h MLT, alors que mi septembre, il se trouve côté jour autour de 12h MLT (figure 1.1 à droite). Cette particularité de l'orbite permet aux satellites de couvrir toutes les longitudes lors de leur passage au périhélie, et de traverser toutes les régions de la magnétosphère ainsi que le vent solaire. Il est alors possible d'étudier la propagation et les caractéristiques des ondes depuis les régions d'émission jusque dans le vent solaire.

Distance (km)	Période	Temps local apogée
600	Janv.- juin 2001	Jour
2000	Juin 2001 – déc. 2002	Nuit
100	Janv. – mai 2002	Jour
5000	Juin 2002 - juin 2003	Tous
200	Juin 2003 – juin 2004	Tous
1000	Juin 2004 - juin 2005	Tous
Multi-échelle (10 000 et 1000)	Juin 2005 – dec 2005	Nuit
10 000	Janv 2006 – juin 2006	Jour
Multi-échelle (10 000 et 1000)	Juin 2006	Tous

Tableau 1.1 séparation inter satellites au cours de la mission.

Les régions traversées sont de tailles très différentes, les plasmas qui les composent ont tous des propriétés qui leur sont propres. De même, les phénomènes étudiés sont de taille et de durée différentes. La taille et la géométrie du tétraèdre sont donc modifiables en fonction des objectifs. La distance entre les satellites est modifiée lors de manœuvres de séparation qui ont lieu tous les six mois ou une fois par an (tableau 1.1). Il faut également noter que la forme du tétraèdre change au cours de l'orbite. Les ronds rouges, verts, bleus et noirs visibles sur les orbites du plan midi / minuit (figure 1.1 à droite) donnent la position des satellites toutes les 2h. Le tétraèdre est particulièrement bien visible sur la figure du bas. On voit ici très clairement l'évolution de la forme du tétraèdre: il est très étendu en latitude lors du passage au périhélie, alors que les satellites sont proches les uns des autres lors du passage à l'apogée.

1. 3 Les instruments à bord des satellites

instrument	fonction	PI
ASPOC	Régulation de la charge du satellite	K. Torkar (IWF, Autriche)
CIS	Mesure du flux d'ions de moyenne et basse énergie	H. Rème (CESR, France)
EDI	Mesure du champ électrique à partir de la dérive de faisceaux d'électrons	G. Paschmann (MPE, Allemagne), R. Torbert (UNH, USA) depuis 2005
FGM	Mesure du champ magnétique	A. Balogh, E. Lucek depuis 2005 (IC, Grande Bretagne)
PEACE	Mesure du flux d'électrons de moyenne et basse énergie	A. Fazakerley (MSSL, Grande Bretagne)
RAPID	Mesure des particules de hautes énergies	P. Daly (MPS, Allemagne)
DWP	Coordination des mesures du consortium WEC	H. Alleyne (Sheffield University, Grande Bretagne)
EFW	Mesure du champ électrique	M. André (IRFU, Suède)
STAFF	Mesures des fluctuations rapides du champ magnétique pour l'étude des ondes	N. Cornilleau-Wehrin (CETP, France)
WBD	Mesure haute résolution du champ électrique et du champ magnétique	D. Gurnett, J. Pickett depuis 2005 (Université d'Iowa, USA)
WHISPER	Mesure de l'activité naturelle des ondes hautes fréquences et mesure des paramètres du plasma	P. Décréau (LPCE, France)

Tableau I.2 instruments à bord des satellites Cluster et PI associés.

Les quatre satellites Cluster sont composés à l'identique. Chaque satellite est équipé de onze instruments qui sont présentés dans le tableau 1.2. Ces onze instruments permettent une mesure simultanée du champ électrique et du champ magnétique de grande échelle, et des paramètres du plasma et des ondes. Chaque instrument a été construit et est suivi par une équipe rattachée à un laboratoire et dirigée par un PI (« investigateur principal »). La mission Cluster regroupe donc de nombreux laboratoires situés en Europe et aux Etats-Unis.

L'utilisation de l'ensemble des données étant indispensable pour une première reconnaissance des événements intéressants, l'ESA a mis en place le CSDS (Cluster Science Data System) qui permet de rendre facilement et rapidement accessible à tous un ensemble de données physiques de base (70 paramètres à une résolution de 4s). L'analyse approfondie des phénomènes se fait sur la base de données complètes, à haute résolution. Les données utilisées dans ce manuscrit proviennent principalement de l'instrument WHISPER. Les données d'autres instruments comme EDI ou FGM seront aussi utilisés.

2. L'instrument WHISPER

2.1 Principe de l'instrument

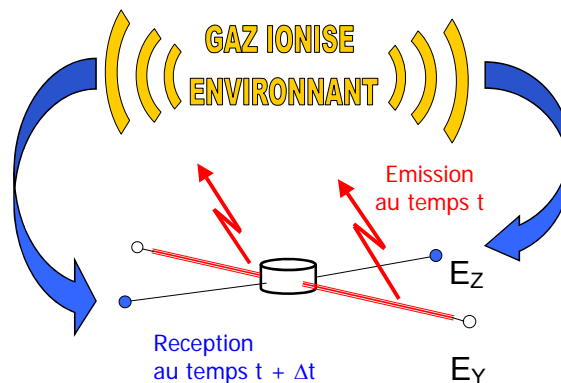


figure 1.2 principe de fonctionnement de WHISPER. L'instrument utilise les deux antennes perpendiculaires de EFW. La gaine de l'antenne E_Y transmet au milieu le signal élaboré par l'émetteur de WHISPER, les doubles sphères situées aux bouts des antennes E_Y et E_Z captent le signal apparu ou présent naturellement dans le milieu en fonction du mode de fonctionnement de l'instrument.

L'instrument WHISPER (Waves of High Frequency and Sounder for Probing of Electron density by Relaxation) a été construit au LPCE (Laboratoire de Physique et Chimie de l'Environnement) à Orléans. C'est également au LPCE que sont développés les logiciels permettant de traiter les données de l'instrument.

WHISPER a deux fonctions principales :

- L'étude des fréquences caractéristiques du plasma.
- L'étude de la propagation et des caractéristiques des ondes naturelles.

Pour cela, l'instrument fonctionne suivant deux modes différents : le mode actif, ou mode sondeur, et le mode passif, ou mode naturel, qui permet d'étudier les ondes naturelles.

WHISPER (Décrou et al., 1997) utilise les deux antennes perpendiculaires de l'instrument EFW (Gustafsson et al., 1997). Les antennes sont longues de 88 m. Elles sont terminées par deux sphères de 8 cm de diamètre. La mesure du champ électrique se fait en mesurant la différence de potentiel entre deux sphères situées aux deux bouts d'une même antenne. Chaque satellite tourne entraînant les antennes avec lui. Il fait un tour en 4 s. L'axe de rotation du satellite (axe de spin) est à peu près parallèle à l'axe z_{GSE} (perpendiculaire au plan de l'écliptique. Pour le repère GSE, voir annexe 2). Les antennes tournent donc dans le plan (x_{GSE}, y_{GSE}) (plan de l'écliptique), dit plan de spin.

WHISPER utilise les antennes pour l'émission et la réception du signal électronique (figure 1.2). L'antenne émettrice est constituée de la gaine de l'antenne E_Y (en rouge sur la figure 1.2). Une seule antenne fonctionne en réception à la fois. Les deux sphères situées aux deux bouts de l'antenne utilisée comme antenne réceptrice captent le signal électrique qui est transmis au récepteur situé sur le corps du satellite. L'émetteur n'est activé que lorsque l'instrument fonctionne en mode actif, alors que le récepteur est utilisé dans les deux modes. En mode actif, l'instrument agit comme un radar. Pendant une période active assez courte, l'émetteur envoie un train d'ondes à une fréquence donnée. Cette émission excite les modes propres du plasma environnant autour de la fréquence d'émission. Le récepteur est activé après l'émission et écoute la réponse du plasma autour de la fréquence d'émission. La fréquence est ensuite modifiée et le processus recommence jusqu'à ce toute la gamme de fréquences ait été couverte. Le mode actif fonctionne entre 4 et 83 kHz et compte, dans son modèle opératoire standard, 52 pas en fréquence effectués en environ 1.4 s. Lorsque l'instrument ne fonctionne pas en mode actif, il fonctionne en mode passif. Dans ce cas, l'émetteur est coupé et l'instrument écoute les ondes naturelles entre 2 et 80 kHz. Le récepteur effectue alors une mesure toutes les 13.33 ms, ce qui correspond à environ trois cents mesures par rotation.

Le signal, capté puis amplifié par la chaîne de réception, est ensuite transmis à l'analyseur de spectre de WHISPER qui va effectuer un premier traitement à bord. L'analyse du signal est faite par un processus vectoriel ou VSP (Vector Signal Processor) qui va effectuer l'analyse de spectre elle-même (Vassiljevic, 1990). Le VSP fait une transformée de Fourier du signal à 256 ou 512 points, ce qui permet une résolution en fréquence de 160 ou 320 Hz. On obtient en

sortie le module du champ électrique pour chaque fréquence de la gamme. Le résultat de la transformée de Fourier est ensuite transmis à l'instrument DWP qui compresse et transmet les données au sol (Woolliscroft et al., 1997). La télémétrie ne permettant pas de transmettre les trois cents spectres produits par rotation, la compression comprend notamment l'accumulation de séries de spectres successifs. La résolution temporelle est de 2.14 s, et le pouvoir de séparation en fréquence de 960 Hz pour le mode opératoire standard.

2.2 Présentation des mesures

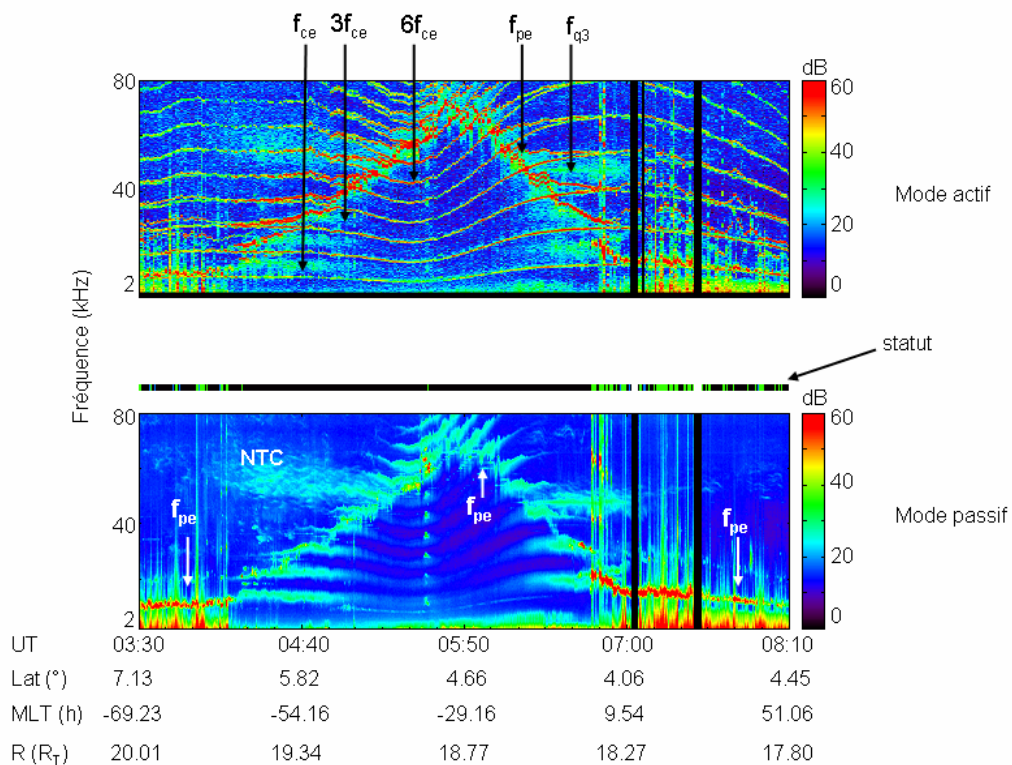


figure 1.3 spectrogramme du mode actif (en haut) et du mode passif (en bas) pour l'événement du 30 mai 2003 et un des satellites Cluster (C1).

Les mesures de WHISPER sont généralement présentées sous forme de spectrogrammes temps / fréquence. Sur la figure 1.3, on a représenté un spectrogramme pour le mode actif (en haut) et un spectrogramme pour le mode passif (en bas). Ces spectrogrammes sont faits à partir des mesures de C1 (satellite Cluster 1) du 30 mai 2003. Le temps, ainsi que les paramètres orbitaux, sont portés en abscisse. Dans le cas de la figure 1.3, et pour l'ensemble du manuscrit, les paramètres orbitaux correspondent aux coordonnées SM (définies en annexe 2) La couleur donne l'intensité du champ électrique mesurée par l'instrument suivant l'échelle

présentée à droite de chaque spectrogramme. La valeur du champ électrique est donnée en dB, la valeur de référence étant $10^{-7} V_{\text{rms}} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$. Cette valeur de référence est utilisée dans tout le manuscrit.

Sur le spectrogramme du mode actif, la fréquence plasma (f_{pe}), les harmoniques de la gyrofréquence (f_{ce}) et les fréquences des modes de Bernstein (f_q) sont nettement visibles. On voit très bien l'augmentation et la diminution de la fréquence plasma (donc de la densité) caractéristiques de la traversée de la plasmasphère. On remarque également le minimum de la fréquence cyclotron (donc du champ magnétique) qui est la signature de la traversée de l'équateur magnétique.

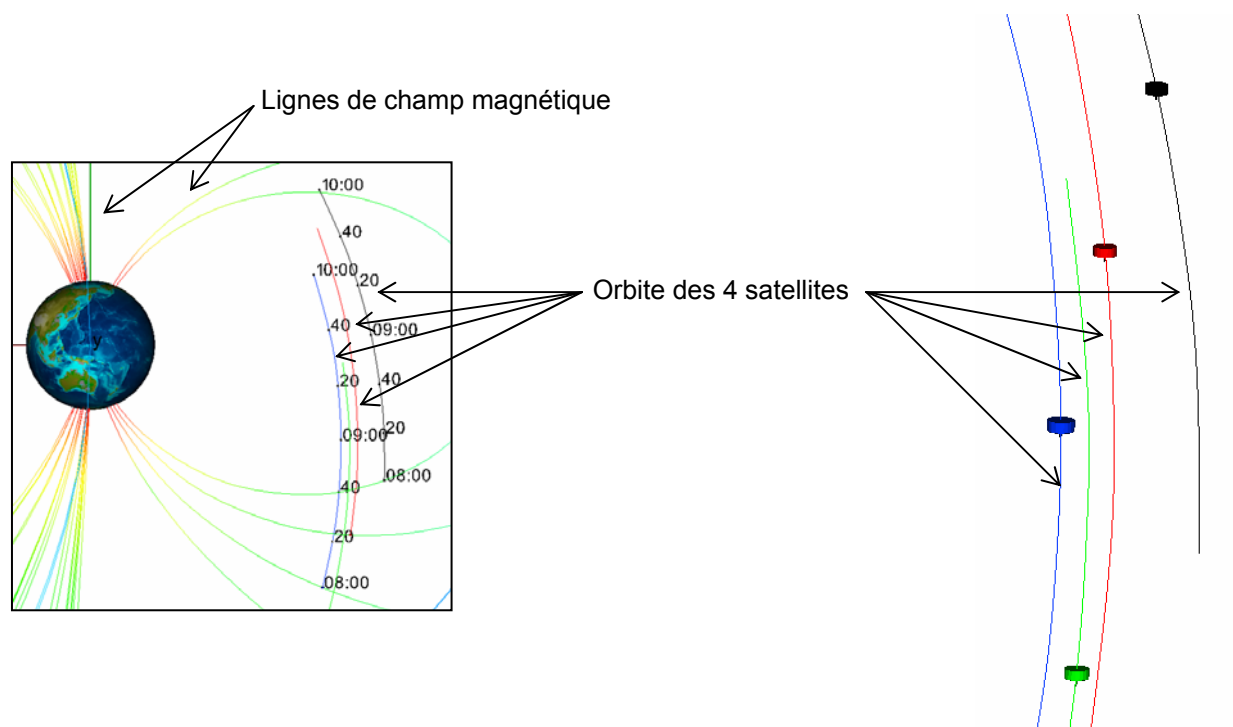


figure 1.4 orbites des satellites (à gauche) et configuration du tétraèdre (à droite) pour la traversée du périgée du 29 mars 2003. C1 (Cluster 1) est représenté en noir, C2 (Cluster 2) en rouge, C3 (Cluster 3) en vert, C4 (Cluster 4) en bleu. Ces figures sont faites à partir du logiciel ovt (<http://ovt.irfu.se>).

Sur le spectrogramme du mode passif, on retrouve l'évolution de la fréquence plasma identifiée ici par la présence de bruit thermique. On peut également voir la signature spectrale des ondes électromagnétiques, le Continuum (NTC) sur cet exemple. Signalons enfin les ondes électrostatiques apparaissant sous forme de taches périodiques observées sous la fréquence plasma locale un peu avant 05:50 TU. Si on compare le spectrogramme du mode passif avec le spectrogramme du mode actif, on peut voir que ces émissions apparaissent en

proche du minimum de la fréquence cyclotron. Ces émissions ont été observées pour la 1^{ère} fois dans les données de OGO 5 (Kennel et al., 1970) et se trouvent en général autour de $(n+1/2) f_{ce}$. Leur présence sur les spectrogrammes du mode passif signale la traversée de l'équateur magnétique par le satellite. Des émissions électrostatiques d'intensité élevées sont visibles à proximité de $f = f_{pe}$. Parfois, ces émissions ont une intensité tellement élevée qu'elle provoque la saturation du récepteur. La barre au dessus du spectrogramme du mode passif indique les instants de saturation de l'appareil, repérés à l'aide de la couleur verte. Le noir signifie que l'appareil ne sature pas. Le blanc signifie qu'il n'y a pas de donnée. La saturation de l'appareil est souvent responsable de l'apparition de répliques parasites comme celles visibles à 06:48 TU sur le spectrogramme du bas.

Afin de localiser les événements observés, il est utile d'associer aux spectrogrammes de WHISPER des figures donnant la position des satellites et la configuration du tétraèdre. C'est ce qui est présenté sur la figure 1.4 pour la traversée du périégée du 29 mars 2003. La figure de gauche montre l'orbite des 4 satellites Cluster dans le plan (y_{SM}, z_{SM}) . L'orbite de C1 est représentée en noir, celle de C2 en rouge, celle de C3 en vert et celle de C4 en bleu. Ce code couleur sera utilisé dans tout le manuscrit. Durant cette traversée, les quatre satellites partent du cornet polaire sud et traversent la région dipolaire. La figure de droite est une vue de la configuration du tétraèdre à 09:20 TU. Les quatre satellites sont représentés ainsi qu'une partie de leur orbite. Ces figures sont faites à partir du logiciel ovt (<http://ovt.irfu.se>).

3. Les autres instruments utilisés

3.1 L'instrument EDI

L'instrument EDI (Electron Drift Instrument) est fondé sur les propriétés de dérive des électrons dans un milieu magnétisé soumis à un champ électrique ou à un gradient de champ magnétique. Deux faisceaux d'électrons sont émis perpendiculairement au champ magnétique et dans des directions opposées. Après une giration, les électrons viennent taper sur un détecteur situé à proximité immédiate du point d'émission. L'écart entre les points d'impact des faisceaux reçus et / ou la différence de temps de parcours entre les deux faisceaux permet de calculer la vitesse de dérive des électrons. L'instrument EDI fonctionne sur les satellites 1, 2 et 3. Pour plus de détails sur cet instrument, voir Paschmann et al., 1997.

3.2 L'instrument FGM

L'instrument FGM (Fluxgate magnetometer) est composé d'un magnétomètre triaxial de type « fluxgate » couplé à une unité de traitement de données. Deux des axes du magnétomètre se trouvent dans le plan de spin et le troisième est parallèle à l'axe de spin. L'instrument mesure les trois composantes du champ magnétique avec une résolution en fréquence de 22.4 ou de 67 Hz en fonction du mode de fonctionnement et de 0.1 nT. Pour plus de détails, voir Balogh et al., 2001.

II. Les autres satellites utilisés

1. La mission américaine IMAGE et l'instrument RPI

1.1 Description de la mission

La mission IMAGE (Imager for Magnetosphere to Aurora Global Exploration) est la première mission spatiale dédiée à l'imagerie de la magnétosphère (Burch et al., 2000). Le but de cette mission de la NASA est de répondre à la question : comment la magnétosphère répond-elle globalement aux changements de conditions du vent solaire ? Pour répondre à cette question, IMAGE dispose d'instruments qui fournissent des images des différentes régions clés de la magnétosphère : de la magnétopause, des cornets polaires, des zones aurorales, de la queue, de l'anneau de courant, des ceintures de radiation et de la plasmasphère. A partir de ces données, il est possible :

- De déterminer la structure globale de la magnétosphère.
- D'identifier les réponses de ces différentes régions aux variations du vent solaire.
- De caractériser la connexion entre ces régions.

Le satellite IMAGE a été lancé le 25 mars 2000. Il circule sur une orbite polaire qu'il parcourt en 14h12. Il a cessé d'émettre en novembre 2005.

1.2 L'instrument RPI

L'instrument RPI (Radio Plasma Imager) est un instrument qui sonde et écoute le milieu (Reinisch et al., 2000). Il est équipé de trois doubles antennes orthogonales : une double antenne de 20 m parallèle à l'axe de spin et deux doubles antennes perpendiculaires à l'axe de

spin, chaque double antenne formant un dipôle. Ces deux dernières doubles antennes mesuraient 500 m à l'origine. L'une d'elles a été réduite à 325 m après une collision avec un météore.

L'instrument RPI fonctionne entre 3 kHz et 3 MHz. Il a deux modes de fonctionnement : un mode actif et un mode passif. En mode actif, l'instrument fonctionne comme un radar. Il « illumine » l'espace avec des pulses de signaux radio et écoute les échos provenant des différentes directions ainsi que la réponse du plasma environnant. L'analyse des échos permet de déterminer les caractéristiques du plasma de la surface ayant réfléchi le signal, celle de la réponse du plasma permet d'identifier les modes propres du plasma environnant. En mode passif, l'instrument n'émet aucune onde et se contente d'écouter le milieu, ce qui permet d'identifier les ondes naturelles. Le mode passif fonctionne toutes les 2, 4 ou 8 minutes.

2. La mission américano-japonaise Geotail et l'instrument PWI

2.1 Description de la mission

La mission Geotail est un projet de la NASA et de l'ISAS (Institute of Space and Aeronautical Science) qui est devenue en 2003 la division de recherche spatiale de l'agence japonaise JAXA (Japan Aerospace eXploration Agency). L'objectif principal de cette mission est d'étudier la structure et la dynamique de la queue de la magnétosphère. Comme la mission Cluster, Geotail est une mission de l'ISTP.

2.2 L'instrument PWI

L'instrument PWI (Plasma Wave Instrument) est dédié à l'étude des ondes (Matsumoto et al., 1994). L'instrument PWI mesure la composante champ électrique et la composante champ magnétique des ondes. Pour cela, l'instrument est formé de deux antennes dipolaires perpendiculaires situées dans le plan de spin pour la mesure du champ électrique, et de deux bobines triaxiales pour la mesure du champ magnétique. Trois blocs sont ensuite destinés à l'analyse du signal reçu : SFA (Sweep Frequency Analyser), MCA (Multi Channel Analyser) et WFC (Wave Form Analyser). Les deux premiers blocs sont destinés à la mesure du spectre de l'onde, le troisième bloc est destiné à la capture de la forme d'onde des deux composantes perpendiculaires à l'axe de spin du champ électrique et des trois composantes du champ

magnétique. Les mesures sont faites entre 5.62 Hz et 800 kHz pour le champ électrique, 5.62 Hz et 12.5 kHz pour le champ magnétique et 10 Hz et 4 kHz pour la forme d'onde.

III. Outils d'analyse

1. Localisation des sources par triangulation

1.1 Principe

Les satellites Cluster mesurent le champ électrique avec deux antennes perpendiculaires qui tournent dans le plan (x_{GSE}, y_{GSE}) , plan parallèle au plan de l'écliptique. Le champ électrique mesuré ne correspond donc pas au champ électrique de l'onde mais à sa projection \vec{E}_{xy} dans le plan de spin. Nous allons décrire ici la méthode utilisée pour localiser les sources du Continuum. Cette description se fera en deux étapes : afin de décrire la méthode utilisée de façon simple, nous allons tout d'abord montrer comment on détermine la direction de propagation dans le cas d'un champ électrique polarisé linéairement ; nous regarderons ensuite le cas plus réaliste d'un champ électrique de polarisation quelconque.

1.1 a Cas d'un champ électrique orienté suivant une direction fixe

L'antenne fait un angle θ avec l'axe x_{GSE} à l'instant t . Chaque mesure de spectre $E_a(t)$ correspond à la valeur efficace du signal accumulé entre $t - \frac{\delta t}{2}$ et $t + \frac{\delta t}{2}$ (δt vaut typiquement 200 ms).

Soit $\vec{E}_{xy} = \vec{E}_M \cos(\omega t + \varphi)$ où E_M est la valeur maximale que peut prendre le champ électrique. Le champ électrique de l'onde, et également \vec{E}_{xy} , varie périodiquement avec une fréquence de 10^4 Hz, ce qui correspond à une période de 10^{-4} s. L'antenne fait un tour en 4s. \vec{E}_{xy} a donc parcouru plusieurs périodes avant que l'antenne ne se soit déplacée de façon significative. On fait ici l'hypothèse que \vec{E}_{xy} est stable dans le temps et dans l'espace pendant plusieurs périodes de spin (soit environ 30 spectres consécutifs).

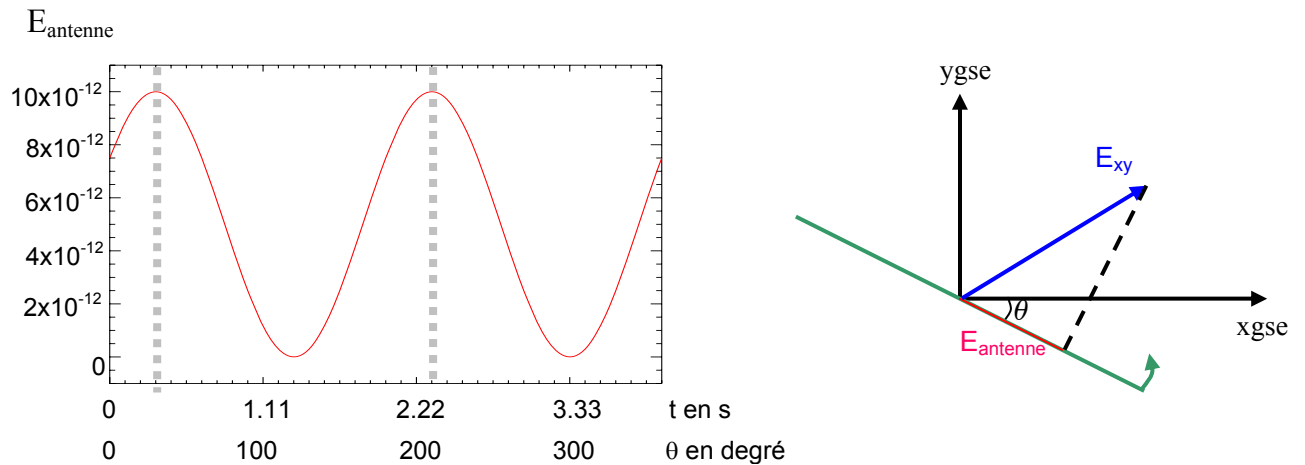


figure 3.1 à droite : principe de la mesure du champ électrique par l'antenne réceptrice de WHISPER.

à gauche : résultat obtenu sur une durée de 4s en fonction du temps et de la position de l'antenne par rapport à x_{GSE} .

L'antenne mesure E_{antenne} , norme de la projection de \vec{E}_{xy} sur l'antenne. Celle-ci tourne dans le plan de spin et fait un tour en 4s. E_{antenne} évolue donc de 0 à la norme de \vec{E}_{xy} , ceci sur une période de 2s (partie gauche de la figure 3.1). C'est la modulation de spin. Lorsque E_{antenne} est maximale, cela signifie que l'antenne est parallèle à \vec{E}_{xy} . Lorsque E_{antenne} est minimale, cela signifie que l'antenne est perpendiculaire à \vec{E}_{xy} . Plus l'écart entre la valeur minimale et la valeur maximale mesurées est important, et plus la modulation du signal est proche de 100%. L'angle θ représente l'angle que fait l'antenne réceptrice par rapport à l'axe x_{GSE} . L'antenne tourne à une vitesse angulaire constante. A chaque instant t , on peut alors assigner une valeur de l'angle θ . On peut donc tracer l'évolution de E_{antenne} en fonction de sa position par rapport à l'axe x_{GSE} . E_{antenne} a une période temporelle de 2s. Si on regarde l'évolution de l'intensité en fonction de θ , celle-ci aura une période de 180° . Dans le cas de la figure 3.1, E_{antenne} est maximale quand $\theta = 30^\circ$ et $\theta = 210^\circ$. On a ici, à π près, la direction de \vec{E}_{xy} par rapport à l'axe x_{GSE} .

1.1 b Cas d'un champ électrique de polarisation quelconque

Les ondes planes se propageant dans l'espace libre ont un champ électrique alternatif (en rouge sur la figure 3.2) qui tourne dans un plan (en jaune sur la figure 3.2), son extrémité

décrivant une ellipse (en bleu sur la figure 3.2). Cette ellipse peut être plus ou moins allongée. Le vecteur \vec{k} donnant la direction de propagation de l'onde peut être perpendiculaire à ce plan (mode O) ou contenu dans ce plan (mode X).

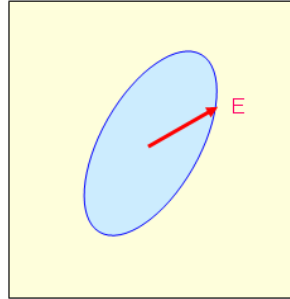


figure 3.2 mouvement du champ électrique d'une onde plane. Le champ électrique tourne dans un plan, son extrémité décrivant une ellipse.

Le satellite mesure \vec{E}_{xy} , projection du champ électrique de l'onde dans le plan de spin. \vec{E}_{xy} décrit également une ellipse, projection de l'ellipse parcourue par le champ électrique de l'onde dans le plan de spin. Les coordonnées de \vec{E}_{xy} dans le plan (x_{GSE} , y_{GSE}) s'écrivent alors :

$$\vec{E}_{xy} = \begin{cases} A \cos(\omega_0 t - a) \\ B \cos(\omega_0 t - b) \end{cases} \quad (1)$$

En fonction des valeurs prises par A, B, a et b, la forme de l'ellipse change. Dans les cas extrême, elle prend la forme d'une droite ou d'un cercle. On parle de polarisation linéaire (cas traité en 1.1 a), circulaire ou elliptique (figure 3.3).

Comme dans le cas du champ électrique orienté suivant une direction fixe, le champ mesuré à une position donnée de l'antenne est une valeur moyennée sur un grand nombre de périodes du signal \vec{E}_{xy} (équation (1)). Dans ce cas, le signal est modulé. Comme on peut le voir sur la figure 3.3 la période de la modulation est égale à la moitié de celle du spin. En fonction de la polarisation de \vec{E}_{xy} , la modulation sera plus ou moins forte :

- Si la polarisation du champ électrique projeté est linéaire (figure 3.3 à gauche), la valeur mesurée par l'antenne sera nulle lorsque celle-ci sera perpendiculaire à \vec{E}_{xy} et maximale lorsqu'elle sera parallèle à \vec{E}_{xy} . Dans ce cas, l'amplitude entre les valeurs mesurées minimale et maximale sera importante et la modulation égale à 100%.
- Si la polarisation du champ électrique projeté est circulaire (figure 3.3 au centre), la

valeur mesurée par l'antenne sera constante. L'amplitude entre les valeurs mesurées maximale et minimale sera nulle et la modulation égale à 0%.

- Si enfin la polarisation du champ électrique projeté est elliptique (figure 3.3 à droite), la valeur minimale mesurée sera non nulle. L'amplitude entre la valeur minimale et la valeur maximale mesurée sera d'autant plus grande que l'ellipse sera allongée. Le signal sera alors très modulé (modulation proche de 100%) si la polarisation est proche d'une polarisation linéaire, et peu modulé (modulation proche de 0%) si la polarisation est proche d'une polarisation circulaire.

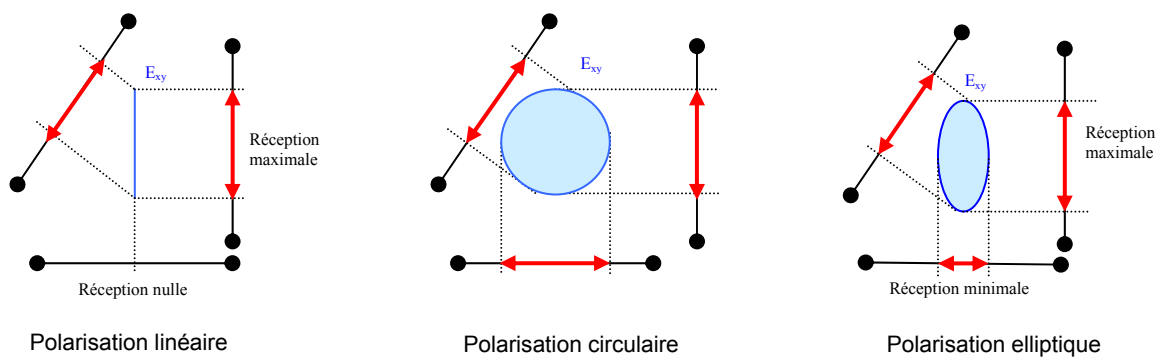


figure 3.3 mesure de E_{xy} pour différentes positions de l'antenne et pour chacune des polarisations.

On n'étudiera dans ce manuscrit que des ondes se propageant dans le mode O gauche et de polarisation circulaire. Nous allons à présent regarder comment déterminer la direction de propagation dans ce cas particulier. On peut cependant remarquer que dans le cas d'une polarisation elliptique ou dans le cas d'une polarisation linéaire, il n'est possible de déterminer la direction de propagation que si le plan d'onde est proche de la perpendiculaire au plan de spin.

On considère ici le cas d'une source ponctuelle et immobile.

Si l'onde se propage dans le mode O, le plan d'onde est perpendiculaire au vecteur d'onde (voir annexe 1). Si la polarisation du champ électrique de l'onde est circulaire, la polarisation de \vec{E}_{xy} est linéaire dans le cas d'un plan d'onde perpendiculaire au plan de spin, circulaire dans le cas d'un plan d'onde parallèle au plan de spin, et elliptique dans les autres cas.

Prenons d'abord le cas d'une polarisation linéaire de \vec{E}_{xy} . Dans ce cas, lorsque E_{antenne} est

maximale, l'antenne est parallèle à \vec{E}_{xy} , lorsque E_{antenne} est minimale (nulle), l'antenne est perpendiculaire à \vec{E}_{xy} . \vec{k} étant perpendiculaire au plan d'onde, l'antenne est alors parallèle au vecteur d'onde. On obtient ainsi la projection de la direction de propagation dans le plan de spin. Si au moins deux satellites observent la radiation émise par une source donnée en même temps, donc à des positions différentes, deux directions différentes sont obtenues et deux droites, dites droites de directivité, peuvent être tracées. Les mesures sont faites dans le plan de spin de chaque satellite. Afin de travailler dans un plan unique, on projette les droites de directivités dans le plan $(x_{\text{GSE}}, y_{\text{GSE}})$. La source de l'onde projetée dans le plan $(x_{\text{GSE}}, y_{\text{GSE}})$ se trouve alors au point d'intersection de ces deux droites. La source elle-même est située sur une droite perpendiculaire à ce plan, donc parallèle à l'axe z_{GSE} , et qui passe par le point obtenu. Dans la pratique un troisième satellite est nécessaire pour s'assurer de la fiabilité du résultat. On obtient ainsi la position de la source en utilisant une méthode appelée triangulation.

Prenons à présent le cas d'une polarisation circulaire de \vec{E}_{xy} . Dans ce cas, $\langle E_{\text{antenne}} \rangle$ reste constante et il est impossible de déterminer la direction de propagation.

Prenons enfin le cas d'une polarisation elliptique de \vec{E}_{xy} . Dans ce cas, le grand axe de l'ellipse est parallèle à la droite formée par l'intersection du plan d'onde et du plan de spin et sa longueur correspond au rayon du cercle. Le petit axe est perpendiculaire à la droite formée par l'intersection du plan d'onde et du plan de spin et sa longueur dépend de l'inclinaison du plan d'onde par rapport au plan de spin. Lorsque E_{antenne} est maximale, l'antenne est parallèle au grand axe de l'ellipse, lorsque E_{antenne} est minimale, l'antenne est parallèle au petit axe de l'ellipse. \vec{k} étant perpendiculaire au plan d'onde, il est perpendiculaire à la droite d'intersection formée par l'intersection des deux plans, donc au grand axe de l'ellipse. On peut alors appliquer la même méthode que celle présentée dans le cas d'une polarisation linéaire. Il faut cependant remarquer que cette méthode ne reste utilisable que si la différence entre le champ électrique minimum mesuré et le champ électrique maximum mesuré reste suffisamment grande. Il faut alors que le plan d'onde reste proche de la perpendiculaire au plan de spin, donc que le vecteur d'onde reste proche du plan de spin. Dans ce cas, la polarisation de \vec{E}_{xy} est linéaire. La modulation est alors proche de 100%.

1.2 Application aux données de WHISPER

1.2 a Méthode appliquée

E_{antenne} peut être modélisée par l'expression (voir annexe 4):

$$E_{\text{antenne modélisée}}^2 = E_0^2 (1 + \alpha^2 \cos(2 \omega t - \phi)) \quad (1)$$

où α est la modulation et ϕ représente l'angle parcouru par l'antenne entre le début de la mesure et le moment où elle mesure le maximum d'intensité (voir annexe 4 pour le détail des calculs). La direction de propagation est alors donnée par la relation

$$ak = \phi + \varphi_0 + \frac{\pi}{2}$$

où ak est l'angle que fait l'antenne avec l'axe x_{GSE} quand on voit un minimum d'intensité, et φ_0 est l'angle que fait l'antenne avec l'axe x_{GSE} au début de la mesure.

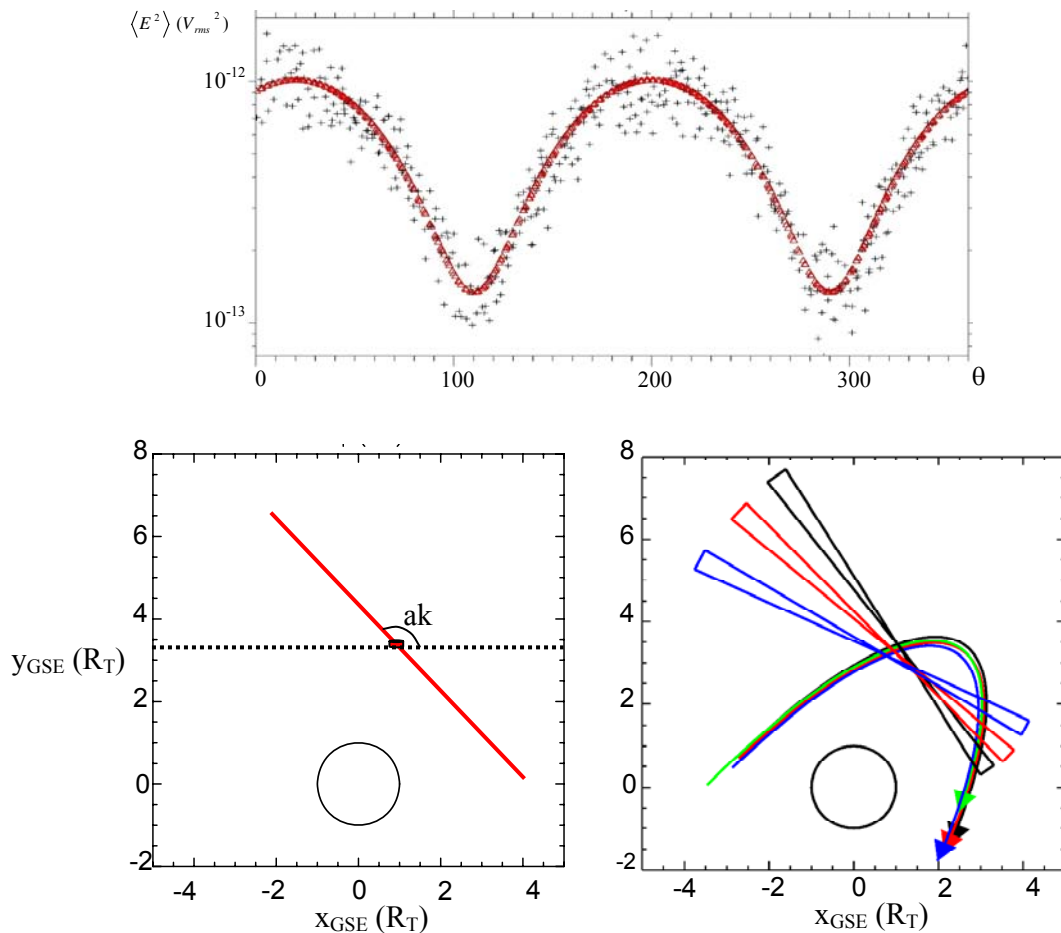


figure 3.4 différentes étapes de la méthode utilisée pour localiser les sources de l'événement du 9 juillet 2001. Le niveau de bruit (limite de sensibilité de l'instrument) se trouve à $4 \times 10^{-14} V_{rms}^2$.

Afin de déterminer la direction de propagation de l'onde, on ajuste les paramètres libres de la relation (1) pour que les points passent au plus près des points expérimentaux. La variance caractérise la dispersion des points expérimentaux par rapport à la relation obtenue par le calcul. En minimisant la variance, on obtient donc E_0 , α , et ϕ (voir annexe 4).

La figure 3.4 présente les différentes étapes de la méthode utilisée pour localiser les sources. La partie haute de la figure présente la position des points expérimentaux dans un diagramme $\langle E^2 \rangle / \theta$ (θ : position de l'antenne par rapport à l'axe x_{GSE}), la partie basse présente l'étude de directivité et la triangulation dans le plan (x_{GSE} , y_{GSE}). Sur la partie haute de la figure, les points expérimentaux obtenus à partir de l'instrument WHISPER ont été représentés par des croix, et la courbe obtenue à partir de la relation (1) est représentée en rouge. On peut voir sur cette figure que les points expérimentaux se répartissent bien autour de la courbe théorique, mais qu'il y a une certaine dispersion. On peut également constater que le signal est bien modulé ($\alpha = 88\%$) et que le minimum d'intensité est obtenu pour $\theta = 110^\circ$. Connaissant la valeur de ϕ_0 , il est alors possible de calculer la valeur de l'angle ak et de tracer la droite de directivité pour le satellite concerné. Pour cela, on trace la direction de l'axe x_{GSE} à partir de la position du satellite, puis on reporte la valeur de ak (en bas, à gauche). En répétant la même opération pour les autres satellites, on obtient différentes droites de directivité qui ont été reportées sur la partie en bas à droite de la figure 3.4 (C1 : noir, C2 : rouge, C3 : vert, C4 : bleu). La dispersion des points expérimentaux autour de la courbe théorique est responsable d'une erreur de quelques degrés sur la valeur de l'angle ak (ici environ 3°) qu'on a également reporté sur ce cadran. Si le signal n'est pas assez modulé, si le rapport signal / bruit est trop important ou si le nombre de points de mesure n'est pas suffisant, l'erreur sur la valeur de ak est trop importante pour qu'on puisse tracer la droite de directivité. C'est la raison pour laquelle il n'y a pas de droite de directivité représentée pour C3. Sur ce cadran, la projection de la trajectoire des satellites est représentée par quatre courbes de couleurs différentes terminées par des flèches. On a utilisé le même code couleur que pour les droites de directivité. L'intersection des droites de directivité d'une couleur donnée avec la courbe de même couleur donne la position du satellite à l'instant de l'étude. Les droites de directivité se coupent dans une région peu étendue comprise entre $x = 1.4 R_T$ et $1.7 R_T$ et $y = 2.6 R_T$ et $2.9 R_T$. On a ainsi localisé la source, aux erreurs près dues aux conditions de mesures. On peut constater ici que, si la source et les satellites sont proches, l'erreur due à la répartition des points de mesure autour de la courbe a peu d'impact sur la position de la source. Si les

satellites se trouvent à une distance importante de la source, la triangulation ne donnera un résultat valable que si la séparation entre les satellites est suffisamment importante.

Pour résumer la méthode utilisée ici :

- On ajuste les paramètres libres de la relation (1) de sorte que la courbe représentative passe au plus près des points expérimentaux. En minimisant la variance entre les valeurs obtenues par le calcul et celles obtenues par la mesure, on obtient E_0 , α , et ϕ . On en déduit ak .
- On trace la direction de l'axe x_{GSE} à partir de la position du satellite, puis on reporte la valeur de ak (en bas, à gauche). On obtient ainsi une droite de directivité. La même opération est effectuée pour les quatre satellites.
- L'intersection des droites de directivité donne la position de la source, aux erreurs près dues aux conditions de mesure.

1.2 b Limitations de la méthode

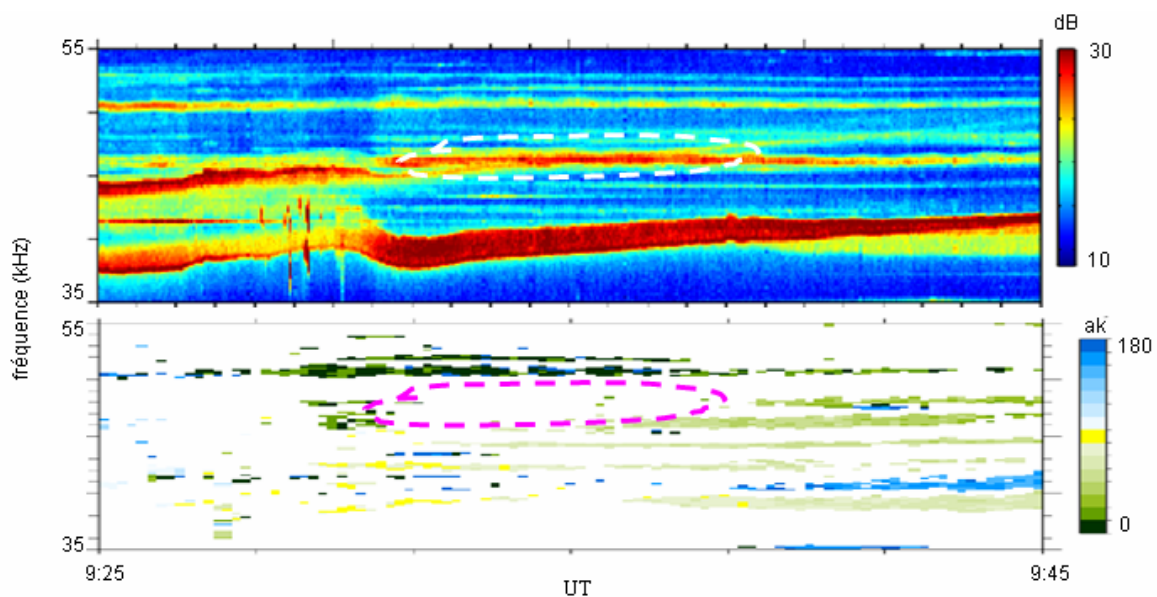


Figure 3.5 spectrogrammes temps / fréquence donnant l'intensité du champ électrique (en haut) et la valeur de l'angle ak (en bas) pour l'événement du 23 octobre 2002. La bande entourée en blanc sur le spectrogramme du haut a disparu sur celui du bas (région entourée en violet).

Afin que l'on puisse déterminer sa direction de propagation, une raie (bande) ne doit pas être contaminée par une autre émission, susceptible de provenir d'une autre direction ou de

correspondre à un mode de propagation différent. Si des ondes provenant de plusieurs sources sont observées en même temps, les ondes s'additionnent. Dans ce cas, la polarisation dans le plan de spin et la direction de propagation de l'onde sont modifiées. La figure 3.5 présente deux spectrogrammes temps / fréquence. Dans le cas de la figure du haut, la couleur donne l'intensité du champ électrique. Dans le cas de la figure du bas, la couleur donne la valeur de l'angle α_k . Cette figure illustre le cas où deux raies, d'intensité comparable mais présentant un minimum de réception en quadrature de phase, coexistent à la même fréquence. L'écart entre l'amplitude minimale et l'amplitude maximale mesurées devient alors trop faible pour que le calcul de l'angle de propagation puisse se faire. On voit bien ici que la bande entourée en blanc sur le spectrogramme du haut a disparu sur celui du bas (région entourée en violet).

Le cas présenté sur la figure 3.5 est un cas extrême. Souvent, les ondes s'additionnent mais le calcul de l'angle de propagation peut se faire. La valeur obtenue n'est alors pas significative. Il faut cependant remarquer que, lorsque deux ondes s'additionnent, la polarisation dans le plan de spin n'est en général plus linéaire. Dans ce cas, la valeur de la modulation diminue. La polarisation dans le plan de spin est également modifiée si la source est en mouvement ou si elle est étendue.

2. Etude de la proximité des sources et du niveau d'intensité du champ électrique mesuré

2.1 Présentation de la méthode

Lorsqu'on utilise plusieurs satellites, il est intéressant de pouvoir comparer leurs mesures. Le but de la comparaison des mesures prises à un même instant donné est, par exemple, de vérifier que les satellites observent le même phénomène.

Pour comparer l'intensité du champ électrique mesurée simultanément par les quatre satellites, on trace l'intensité en fonction de la fréquence à un instant t . C'est ce qui est représenté sur la figure 3.4. Afin de faciliter la comparaison, les mesures des quatre satellites sont reportées sur le même graphe (C1 en noir, C2 en rouge, C3 en vert et C4 en bleu).

Des pics d'intensité apparaissent sur la figure 3.4. Les mesures prises par chaque satellite peuvent être bruitées. Ce bruit peut déformer les pics d'intensité observés et gêner la comparaison. Afin de lisser les courbes, on effectue une moyenne sur les valeurs de l'intensité

mesurées autour de l'instant choisi. Pour cela, on sélectionne un écart de temps dt et on effectue la moyenne entre $t - \frac{dt}{2}$ et $t + \frac{dt}{2}$. La figure 3.4 présente le résultat pour $dt = 90s$. Il apparaît nettement sur cette figure que les pics d'intensité vus par les quatre satellites ont la même forme et sont observés à la même fréquence. Les quatre satellites observent donc à cet instant les mêmes phénomènes.

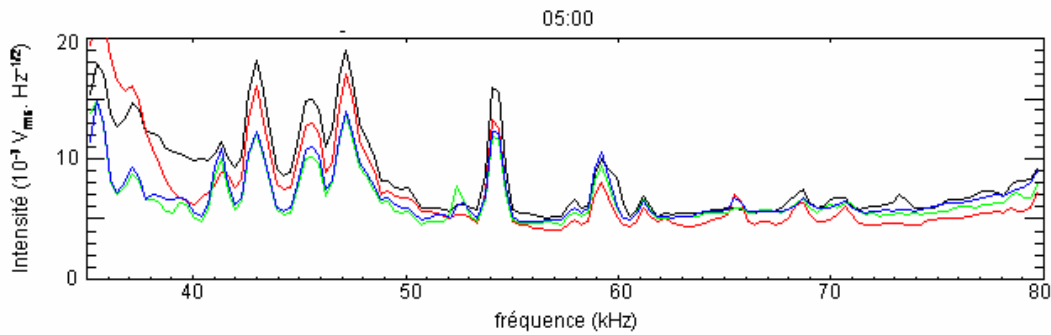


figure 3.4 intensité en fonction de la fréquence (événement du 16 juillet 2005)). Les mesures des quatre satellites sont représentées (C1 : noir, C2 : rouge, C3 : bleu, C4 : bleu). $dt = 90 s$. La forme des pics d'intensité est la même pour les quatre satellites. Ils observent donc le même phénomène.

2.2 Limitations de la méthode

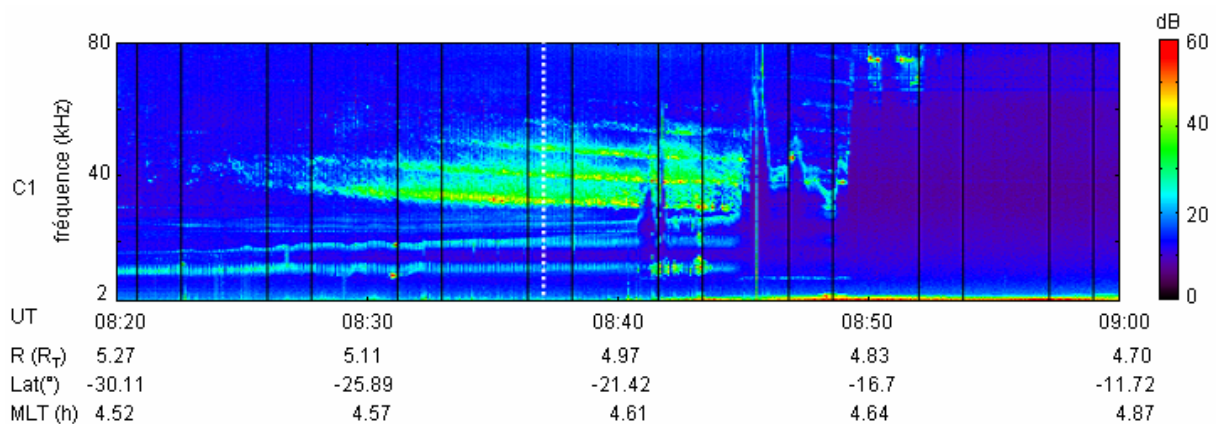


figure 3.5 spectrogramme obtenu à partir des données de C1 le 30 décembre 2003. Une onde électromagnétique dont la signature spectrale se divise en quatre éléments est visible entre 08h20 et 08h43 et entre 30 et 70 kHz. Les quatre éléments observés évoluent en fréquence dans le temps.

La figure 3.5 présente un spectrogramme obtenu à partir des mesures de C1 le 30 décembre 2003. On peut y voir l'apparition d'une onde électromagnétique entre 08:20 TU et 08:43 TU et entre 30 et 70 kHz. La signature spectrale de cette onde électromagnétique se divise en quatre éléments qui évoluent en fréquence dans le temps.

La droite en pointillé sur le spectrogramme (figure 3.5) montre l'instant choisi (08:37:45) pour comparer l'intensité mesurée simultanément par les quatre satellites. Le résultat est présenté sur le graphe du haut de la figure 3.6. Le dt choisi est de 90s. Comme dans le cas de la figure 3.4, les mesures des quatre satellites ont été représentées. Des pics d'intensité apparaissent sur cette figure. Contrairement au cas de la figure 3.4, ces pics ne sont pas vus à la même fréquence par les quatre satellites. Il semblerait donc que les satellites observent des phénomènes différents. Pourtant, la forme des pics reste la même et l'on peut également montrer que les maxima d'intensité sont vus dans l'ordre de passage des satellites : on montrera par la suite avec une méthode différente, qu'en réalité les satellites observent bien le même phénomène. Cette méthode ne permet donc pas toujours de conclure.

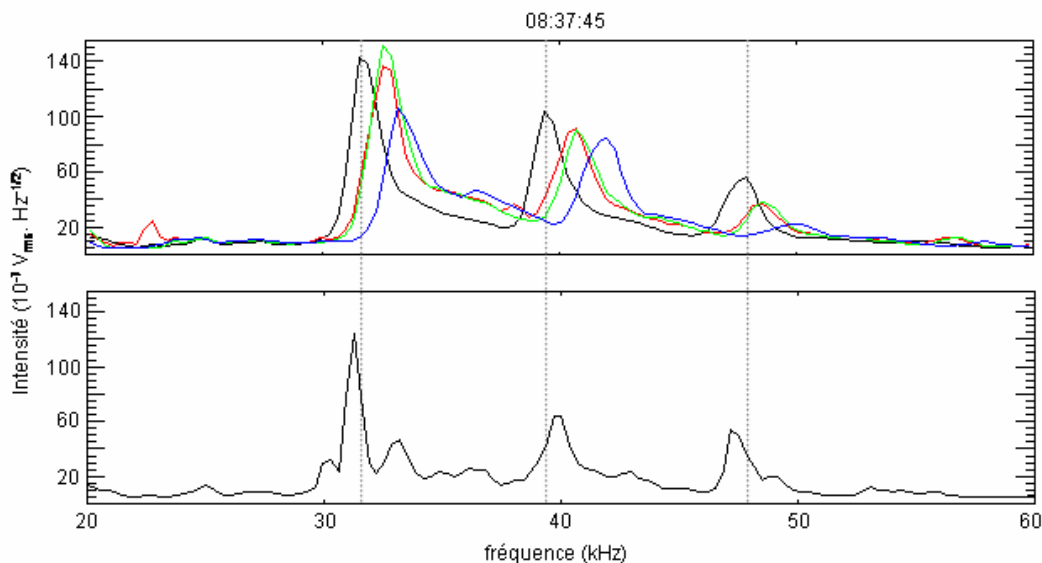


figure 3.6 graphe du haut : spectres fait à partir des mesures des quatre satellites avec $dt = 90s$. En bas : spectre fait à partir des mesures de C1 à 08:37:45 TU. On peut voir sur cette figure les modifications du spectre induites par l'utilisation de la moyenne.

Le graphe du bas de la figure 3.6 est un spectre fait à partir des mesures de C1 à l'instant choisi (08:37:45). Cette figure donne les mesures exactes de C1 à cet instant. En comparant les deux spectres tracés pour C1, plusieurs différences apparaissent :

1. Les valeurs des maxima d'intensité ne sont pas les mêmes. Pour le premier pic, on trouve $140 V_{\text{rms}} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$ sur le graphe du haut, alors que le satellite mesure $125 V_{\text{rms}} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$.
2. Les largeurs à mi-hauteur ne sont pas les mêmes. Pour le premier pic, on trouve 2.9 kHz sur le graphe du haut, alors que les mesures du satellites donnent 1.7 kHz.
3. Les positions des maxima d'intensité ne sont pas les mêmes. Celles-ci sont données pour les trois premiers pics par les droites en pointillé. Pour le premier pic, on trouve 35.5 kHz sur le graphe du haut, alors que le satellite mesure 34.4 kHz.

Ces différences entre les deux spectres sont dues au fait que, pour tracer le spectre de la figure du haut, on utilise une moyenne. Il faut donc faire attention lorsqu'on utilise cette méthode sur des événements qui varient dans le temps.

3. Positionnement des maxima d'intensité

Pour étudier certains phénomènes, il peut être intéressant de pouvoir localiser en temps et en fréquence les maxima d'intensité.

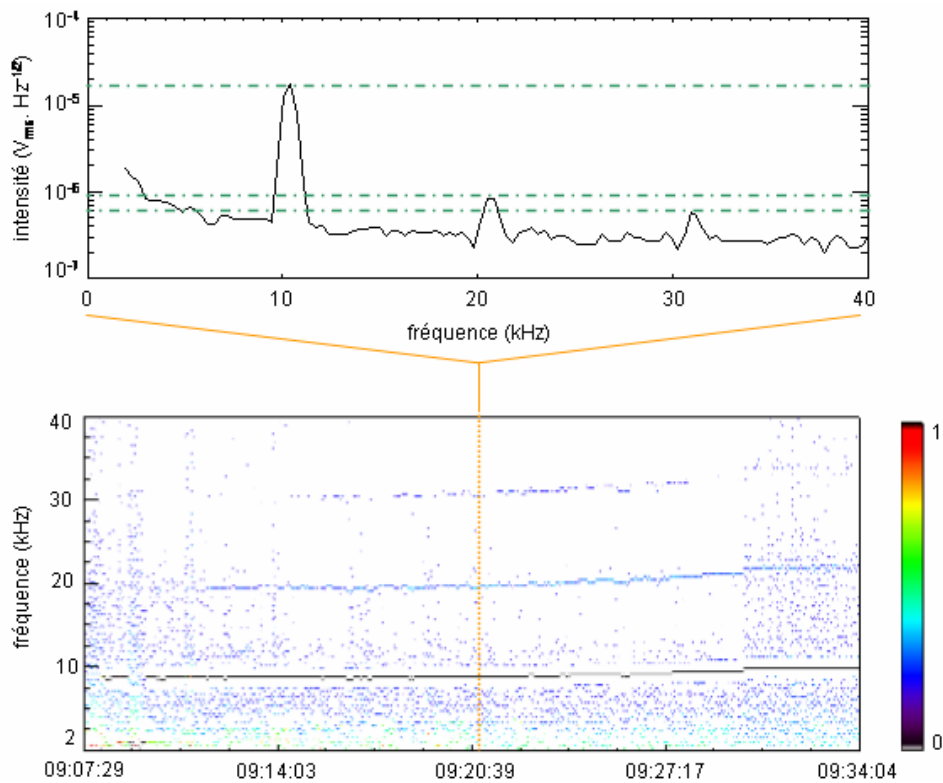


figure 3.7 méthode utilisée pour localiser les maxima d'intensité

Afin de trouver les maxima d'intensité, on regarde un par un les spectres sur un intervalle de temps choisi (un exemple de spectre est présenté sur la partie haute de la figure 3.7). Sur chaque spectre, on recherche les maxima d'intensité (repérés par les droites en pointillé vert sur le spectre de la figure 3.7). Lorsqu'un maximum d'intensité est détecté, on positionne un point à l'instant et à la fréquence concernés sur un spectrogramme temps / fréquence (partie basse de la figure 3.7. La droite en pointillé orange donne l'instant choisi. Les points correspondants aux maxima d'intensité détectés se trouveront donc sur cette droite). La couleur assignée au point donne la valeur de l'intensité mesurée normalisée par la dynamique (valeur maximale – valeur minimal) de l'intensité mesurée sur tout le spectre (suivant l'échelle de couleur présentée à droite du spectrogramme temps / fréquence sur la figure 3.7).

4. Localisation des sources à partir du tracé de rayon

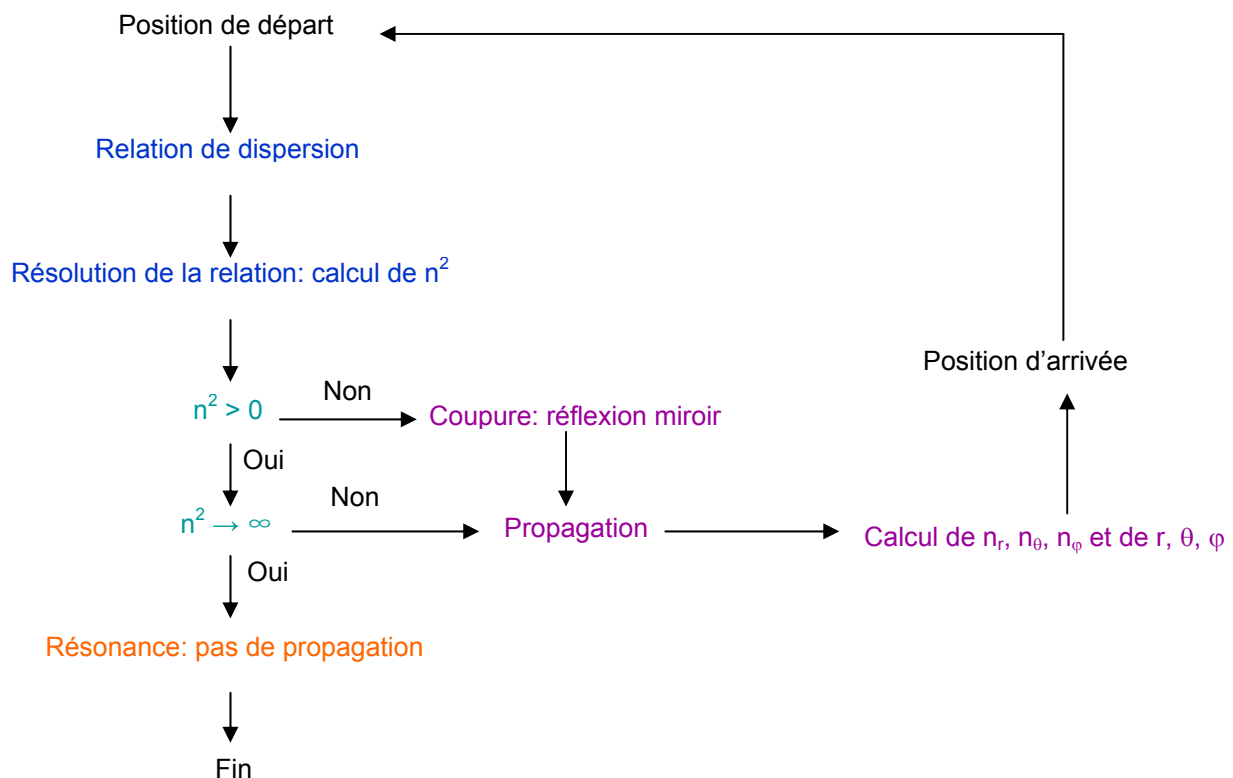


Figure 3.8 méthode utilisée pour le tracé de rayon. Celui-ci se fait dans un repère (r, θ, φ) , en coordonnées sphériques. n représente l'indice de réfraction, n_r , n_θ et n_φ sa valeur suivant les directions parallèles au repère choisi.

A la suite d'une visite au Goddard en mars 2006, j'ai pu utiliser le programme de tracé de rayon développé par J. Green et S. Boardsen. Ce programme de tracé de rayon a, en particulier, été utilisé dans une étude sur la propagation du Continuum piégé à différentes fréquences (Green et Boardsen, 1999).

Le rayon est, par définition, la courbe tangente à la vitesse de groupe de l'onde. Tracer le rayon permet donc de tracer la trajectoire de l'onde. Le tracé de rayon est une méthode qui permet de tracer cette trajectoire en tenant compte des paramètres du plasma. Cette méthode permet de tenir compte de l'anisotropie du milieu, ce qui n'est pas le cas de la triangulation.

Le principe du tracé de rayon est présenté sur la figure 3.8. Supposons l'existence en un point donné de l'espace (position de départ sur la figure 3.8) d'une onde de fréquence f et de polarisation P donnée. Afin de savoir si cette onde peut se propager à partir de ce point, il est nécessaire de calculer l'indice de réfraction, c'est-à-dire de résoudre la relation de dispersion (Stix, 1992). La relation de dispersion s'écrit à partir des caractéristiques de l'onde et des paramètres du plasma (voir annexe 1). Pour déterminer les paramètres du plasma, différents modèles sont utilisés ici :

- Un modèle dipolaire pour le champ magnétique
- Un modèle de densité construit à partir du profil de densité ionique mesuré par différents satellites pour la plasmasphère (Hargreaves, 1979).
- Le modèle de Roelof et Sibeck (1993) pour la position de la magnétopause
- Le modèle de Spreiter et Stahara (1980) pour la densité à la magnétopause

Si un indice de réfraction infini est obtenu en résolvant la relation de dispersion, l'onde résonne avec le milieu (en orange sur la figure 3.8) et la propagation est impossible. La trajectoire de l'onde s'arrête au point considéré. Si l'indice de réfraction est positif, l'onde se propage. Si l'indice de réfraction est imaginaire, l'onde a atteint sa fréquence de coupure. Dans ce cas, elle est réfléchié suivant les lois de Snell-Descartes, puis elle se propage normalement. Dans le cas d'une onde qui se propage (en violet sur la figure 3.8), l'onde se déplace perpendiculairement à la surface des indices. Afin de déterminer la surface des indices au point considéré, et de calculer les coordonnées du point d'arrivée (position d'arrivée sur la figure 3.8), les équations différentielles d'Haselgrove (Haselgrove, 1955, Haselgrove et Haselgrove, 1960) sont utilisées. Le point d'arrivée obtenu sert alors de position de départ pour une nouvelle itération.

Pour que cette méthode soit utilisable, il est nécessaire que les paramètres varient sur des échelles de distance grande devant la longueur d'onde de l'onde étudiée et sur des échelles de temps grandes devant sa période.

Partie II

A. Localisation des sources du Continuum et caractérisation du faisceau

Dans la partie II. A, nous allons présenter les méthodes mises en place au cours de cette thèse pour étudier le Continuum à partir des données de quatre satellites. Les études précédentes ont toutes été faites à partir des données d'un seul satellite. Pour la première fois, on peut utiliser les données de quatre satellites orbitant ensemble. Ceci permet d'étudier le Continuum sous un angle différent. L'utilisation conjointe des données de plusieurs satellites permet l'élaboration de nouvelles méthodes d'analyse dont nous allons présenter quelques exemples ici. A partir de l'étude de plusieurs événements, nous allons montrer comment déterminer les caractéristiques spatiales et temporelles du faisceau à partir de l'étude de l'évolution de l'intensité du champ électrique, puis comment déterminer la position de la source dans les cas d'une propagation directe de la source au satellite et d'une propagation indirecte de la source au satellite.

I. Etude multi satellites du faisceau: exemples du 26 septembre 2003, du 8 novembre 2003 et du 30 décembre 2003

Le fait que les études précédentes aient toutes été faites à partir des mesures d'un seul satellite a pour conséquence qu'on ne disposait de la mesure de l'intensité du champ électrique que sur la trajectoire du satellite. L'étude du faisceau ne pouvait alors se faire que le long de cette trajectoire. Avec la mission Cluster, on dispose des mesures de l'intensité du champ électrique sur 4 trajectoires différentes. Il est donc possible pour la première fois de faire une étude du faisceau d'ondes dans l'espace et dans le temps. C'est ce que nous allons présenter ici à partir de trois événements différents : le 26 septembre 2003, le 8 novembre 2003 et le 30 décembre 2003.

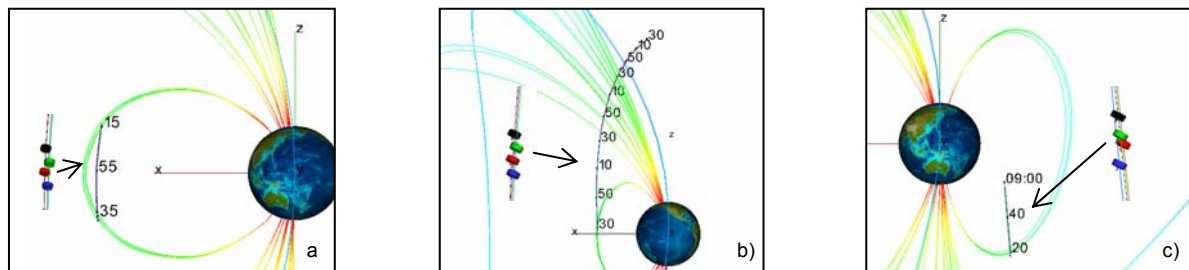
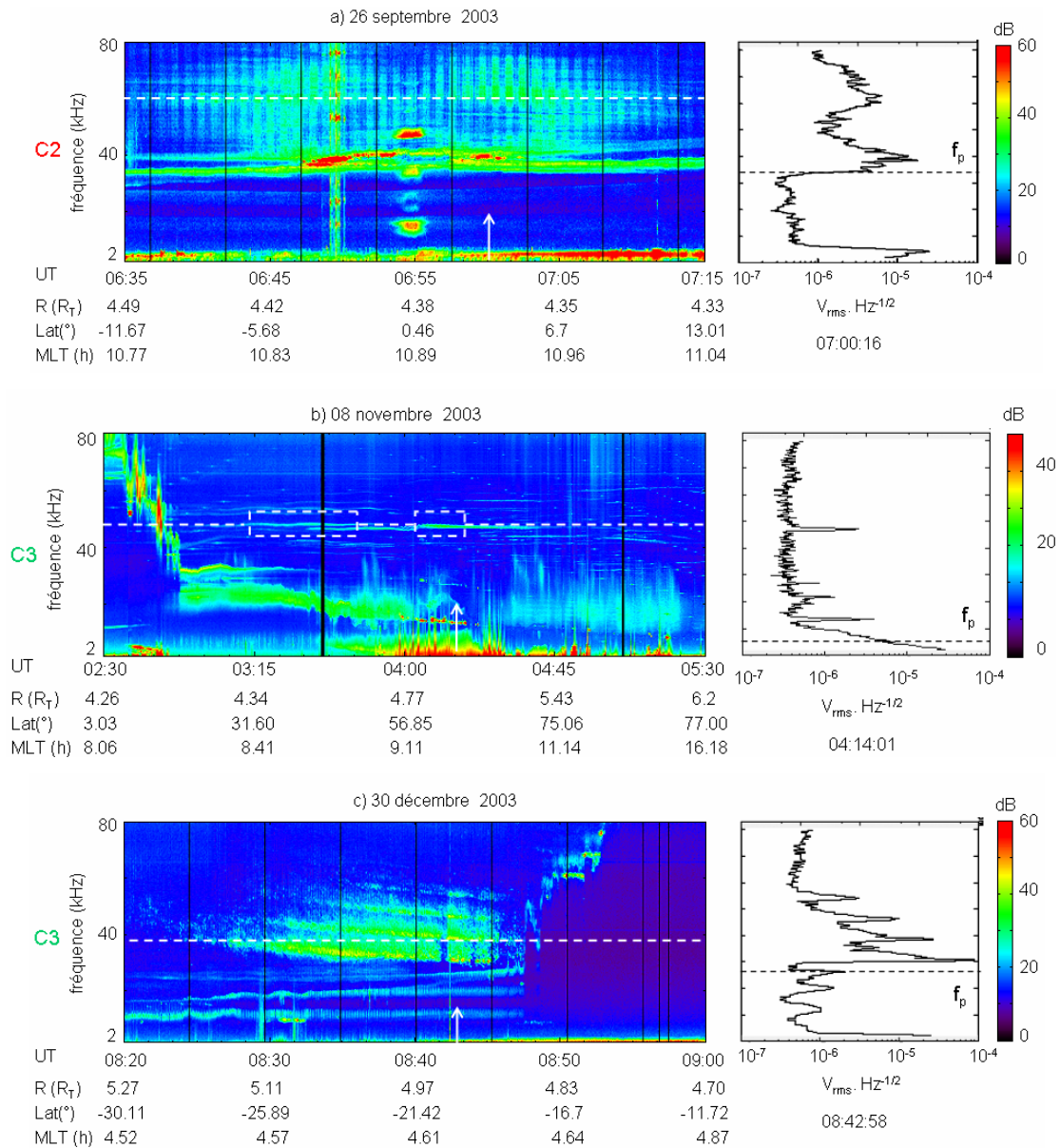


figure 1.1 spectrogramme et spectre pour chacun des trois événements sélectionnés. La flèche sur chaque spectrogramme indique l'instant choisis pour tracer le spectre. les droites horizontales se trouvent à 70 kHz (a), 48 kHz (b) et 39.5 kHz (c). En bas, orbite et configuration des satellites (code couleur: noir pour C1, rouge pour C2, vert pour C3 et bleu pour C4) pour chacun des trois exemples choisis.

1. Présentation des événements

Les trois événements choisis sont présentés figure 1.1. On peut y voir à gauche les spectrogrammes temps / fréquence faits à partir des données de C2 pour l'événement du 26 septembre 2003 (figure a), et de C3 pour les événements du 8 novembre (figure b) et du 30 décembre 2003 (figure c). Les satellites étant séparés de seulement 200 km les spectrogrammes des trois autres satellites sont à peu près identiques et ne sont pas présentés ici. A droite de chaque spectrogramme, un spectre intensité / fréquence pris à un instant donné repéré par une flèche blanche sur le spectrogramme correspondant a été tracé. Ils permettent de visualiser en détail les variations de l'intensité du champ électrique en fonction de la fréquence. Les orbites parcourues par chacun des quatre satellites Cluster pendant l'intervalle de temps correspondant à chaque événement se trouvent en bas de la figure.

En regardant les trois spectrogrammes, on peut constater que les événements ont des durées et des signatures spectrales très différentes. L'événement du 26 septembre et celui du 30 décembre sont observés pendant environ 40 et 30 minutes respectivement, alors que l'événement du 8 novembre est observé pendant environ 2h. Dans les deux premiers cas, les satellites se trouvent dans la région dipolaire pendant toute la durée de l'événement, alors que le dernier événement est observé depuis la région dipolaire jusque dans le cornet polaire nord. L'événement du 26 septembre apparaît sur une large bande de fréquence située entre 40 et 80 kHz. Le spectre situé à droite du spectrogramme montre que l'événement présente dans le détail une structure complexe avec des variations d'intensité du champ électrique. Ce type d'événement a en réalité une structure spectrale particulière qui sera présentée plus en détail dans la partie B. Les événements du 8 novembre et du 30 décembre apparaissent sur les spectrogrammes sous forme de bandes de fréquences. Dans le cas du 8 novembre, le spectrogramme montre plusieurs bandes étroites d'intensité du champ électrique variable. Le spectre situé à droite du spectrogramme montre un pic d'intensité du champ électrique isolé à environ 46 kHz. Ce pic d'intensité correspond à la bande de Continuum la plus intense du spectrogramme. On voit clairement ici que cette bande a une largeur spectrale d'environ 1 kHz, ce qui correspond à la résolution de l'instrument pour cet événement. Dans le cas du 30 décembre, le spectrogramme présente plusieurs bandes parallèles, de fréquences décroissantes dans le temps. Le spectre tracé à droite montre clairement les quatre pics d'intensité du champ électrique entre 30 et 60 kHz. Dans ce cas là, les pics ont une largeur d'environ 3 kHz. On peut également constater sur le spectre que plus la valeur de la fréquence est élevée, plus

l'intensité diminue. La similarité de l'évolution en fréquence des trois bandes de Continuum plaide pour une origine commune de ces bandes. On montrera dans la partie C que les maxima d'intensité sont harmoniques, ce qui nous permettra de discuter des mécanismes de génération.

Le Continuum est un mode ordinaire émis par une source localisée dans le gradient de densité de la plasmopause (partie I. A. II). La source émet à une fréquence égale à la fréquence plasma locale. Une source ponctuelle émettra donc un faisceau d'ondes à une fréquence donnée. Une source étendue est une région dans laquelle la fréquence plasma varie spatialement et qui émet dans son ensemble sur la même échelle de temps. On peut considérer qu'une source étendue est composée d'une multitude de sources ponctuelles, chaque source émettant à une fréquence donnée. L'étude du phénomène à partir des différentes fréquences qui le composent doit alors nous renseigner sur les caractéristiques du ou des faisceaux. Le spectrogramme est idéal pour visualiser le phénomène dans son ensemble. On voit l'ensemble des fréquences, l'évolution temporelle, mais on n'a qu'une vague idée du comportement de l'intensité du champ électrique. Nous allons donc maintenant choisir une fréquence pour chacun des trois événements et regarder l'évolution de l'intensité du champ électrique vue par chaque satellite pendant l'observation du phénomène (figure 1.2). Les fréquences choisies sont repérées par les droites en pointillé sur les spectrogrammes de la figure 1.1.

2. Utilisation de l'intensité du champ électrique pour l'étude du faisceau d'ondes

La partie gauche de la figure 1.2 donne les variations de l'intensité du champ électrique en fonction du temps, la partie droite donne les variations de l'intensité du champ électrique en fonction de la position des satellites en latitude magnétique. On différencie sur ces graphes les observations de chacun des satellites à partir des couleurs attribuées aux courbes : noir pour C1, rouge pour C2, vert pour C3 et bleu pour C4.

Dans le cas du 26 septembre, on observe d'abord une augmentation de l'intensité mesurée. Celle-ci atteint une valeur maximale puis diminue. Après être passée par un minimum, l'intensité mesurée augmente à nouveau pour arriver à un deuxième maximum d'intensité du champ électrique. Elle décroît enfin pour se trouver au niveau de bruit (figure 1.2 a). Si on compare l'évolution de la courbe de mesure de C3 (vert) avec le spectrogramme de la figure 1.1 a, on peut voir que, le long de la droite en pointillé, le phénomène apparaît deux fois : une

première fois entre 06:35 TU et 06:55 TU et une deuxième fois entre 06:55 TU et 07:15 TU. On observe donc bien une première variation de l'intensité du champ électrique (avec croissance, maximum et décroissance) lorsque la droite rencontre le phénomène pour la première fois et une deuxième variation de l'intensité lorsque la droite traverse le phénomène pour la deuxième fois. Entre 06:47 TU et 06:50 TU, une émission de forte intensité est visible à 38 kHz sur le spectrogramme. L'intensité du champ électrique de cette émission est suffisamment importante pour provoquer la saturation de l'appareil. On voit donc apparaître des répliques parasites intenses sur le spectrogramme qui polluent notamment le signal présenté sur la figure 1.2 a. La saturation conduit donc au fait que la valeur de l'intensité du champ électrique est bien plus importante pour C2 et C3 que pour C1 et C4. Elle n'est alors pas représentative.

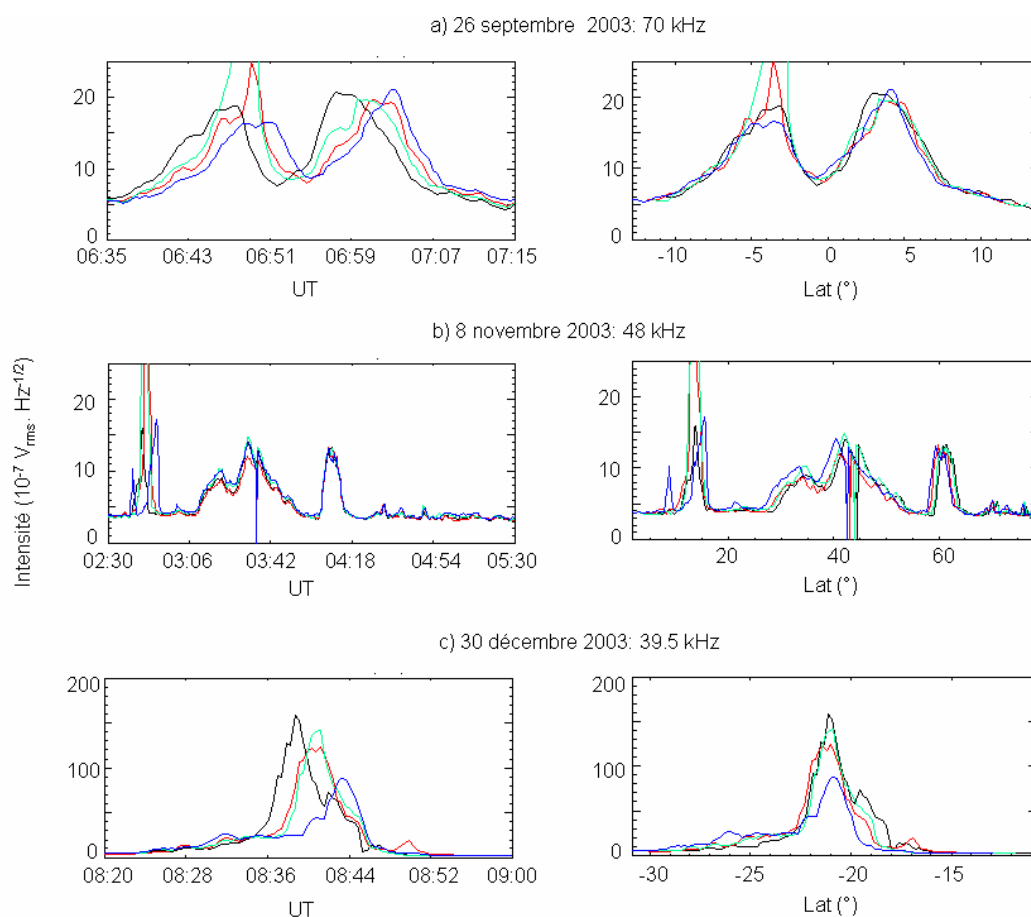


figure 1.2 intensité du champ électrique en fonction du temps (à gauche) et de la latitude magnétique (à droite) pour une fréquence donnée et pour chaque événement.

Dans le cas du 8 novembre, on visualise d'abord une intensité faible (niveau de bruit). En comparant les variations d'intensité du champ électrique mesurées par C3 avec le spectrogramme de la figure 1.1 b, on constate qu'au début de l'intervalle de temps la droite en

pointillé se trouve sous la fréquence plasma et ne croise aucune émission. L'intensité du champ électrique augmente brusquement entre 02:30 TU et 03:06 TU lorsque la droite croise les émissions électrostatiques qui se trouvent au voisinage de la fréquence plasma. A partir de là, on se trouve à l'extérieur de la plasmasphère. La droite croise ensuite une bande qu'elle suit environ 1 heure (à l'intérieur du premier rectangle) et qui est responsable de l'augmentation de l'intensité observée entre 03:03 TU et 04:03 TU. L'intensité du champ électrique diminue progressivement entre 03:36 TU et 04:03 TU pendant que la droite sort de la bande, puis augmente à nouveau brusquement à 04:03 TU. A ce moment là, la droite rencontre la limite supérieure d'une bande dont la fréquence a brusquement augmenté à 04:03 TU (à l'intérieur du second rectangle). Cette bande décroissant en fréquence, la droite en sort rapidement (à environ 04:14 TU). C'est la variation d'intensité due à la rencontre de cette dernière bande que l'on utilisera au cours de cette étude.

Dans le cas du 30 décembre, on observe une augmentation de l'intensité du champ électrique, un maximum puis une décroissance (figure 1.2 c). En comparant les variations d'intensité du champ électrique mesurées par C3 avec le spectrogramme de la figure 1.1 c, on peut voir que la droite en pointillé coupe la bande du milieu correspondant au deuxième pic visible après la f_{pe} sur le spectre (à droite du spectrogramme), ce qui correspond à la variation d'intensité du champ électrique.

On a décrit ici l'évolution de l'intensité mesurée pour une fréquence donnée. On a regardé le comportement de l'intensité mesurée par les quatre satellites tout en se référant plus particulièrement à un satellite particulier. On va maintenant comparer de manière fine l'évolution vue par chacun des quatre satellites afin d'en déduire des informations sur le faisceau d'ondes.

2.1 Stabilité temporelle du phénomène

Dans cette partie, nous allons comparer l'allure générale des variations d'intensité du champ électrique tracées pour chacun des quatre satellites. Dans le cas du 26 septembre et du 30 décembre l'intensité du champ électrique commence à augmenter à des instants différents pour chacun des quatre satellites : dans le cas du 26 septembre, pour chacune des variations d'intensité du champ électrique, l'augmentation apparaît d'abord sur C1, puis sur C3, sur C2 et enfin sur C4. Dans le cas du 30 décembre, elle apparaît d'abord sur C1, puis sur C2 et C3 et enfin sur C4. Elle apparaît, par contre, à une latitude magnétique donnée pour les quatre

satellites. On peut donc dire que, pour chacune des variations d'intensité du champ électrique observées, les satellites rentrent l'un après l'autre dans un faisceau d'ondes localisé dans l'espace (figure 1.3 a). De même, les maxima d'intensité du champ électrique et la décroissance d'intensité du champ électrique sont observés à des instants différents mais à des latitudes magnétiques identiques. On peut également constater que l'ordre de traversée de la frontière par les satellites à l'entrée du faisceau d'ondes est le même que l'ordre de traversée de la frontière par les satellites à la sortie du faisceau d'ondes. Les satellites rencontrent donc un faisceau d'ondes provenant d'une source déjà active avant leur arrivée, ils rentrent dans le faisceau d'ondes l'un après l'autre, le traversent et en sortent l'un après l'autre. Lorsque le dernier satellite quitte le faisceau d'ondes, la source est toujours active. On a donc affaire à des événements stables sur le temps de passage des quatre satellites, et on visualise l'extension du faisceau d'ondes le long de l'orbite des satellites. Dans le cas du 26 septembre 2003, deux faisceaux d'ondes sont observés.

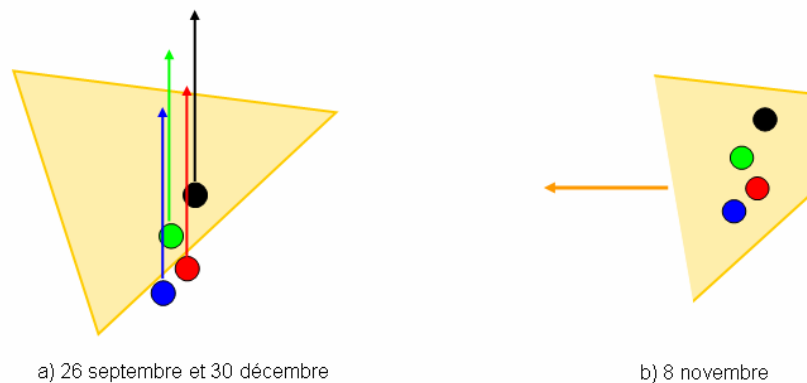


figure 1.3 stabilité du phénomène. a) les satellites traversent l'un après l'autre un faisceau d'ondes stable dans le temps. b) les satellites se trouvent sur la trajectoire d'un faisceau d'ondes qui apparaît puis disparaît. La Terre est située à droite pour chaque figure.

Dans le cas du 8 novembre l'augmentation d'intensité du champ électrique est observée en même temps par chaque satellite. Les 4 satellites découvrent donc le faisceau d'ondes ensemble alors qu'ils se trouvent à des positions différentes. Ils se trouvent sur le trajet d'un faisceau d'ondes provenant d'une source qui s'allume. L'onde se propage à la vitesse de la lumière. La distance entre deux satellites est donc parcourue instantanément. Ce faisceau d'ondes est suffisamment large pour que les quatre satellites soient à l'intérieur en même temps. La diminution d'intensité du champ électrique est aussi observée à un instant donné par chaque satellite. Ceux-ci se trouvent donc sur la trajectoire d'un faisceau d'ondes qui

apparaît puis disparaît avant qu'ils n'aient eu le temps d'en sortir (figure 1.3 b). La source s'est allumée puis, au bout de quelques minutes s'est éteinte. On visualise ici la durée de vie de la source émettant à la fréquence étudiée. Dans le cas du 8 novembre 2003, elle est d'environ 10 minutes.

2.2 Répartition de l'intensité du champ électrique dans le faisceau

Nous avons, dans la partie précédente, utilisé l'allure générale des variations d'intensité du champ électrique afin de déterminer si le phénomène est stable temporellement ou non. Nous allons à présent utiliser la valeur des maxima d'intensité du champ électrique afin de caractériser plus en détail le phénomène. Nous allons étudier ici l'homogénéité du faisceau d'ondes à l'intérieur de son angle solide. L'intensité du champ électrique mesurée varie en fonction de la distance entre la source et le point d'observation. L'étude présentée ici n'est possible que si les points d'observation sont proches, donc si la séparation entre les satellites est petite devant la distance source – satellites, ce qui est le cas pour les trois événements sélectionnés.

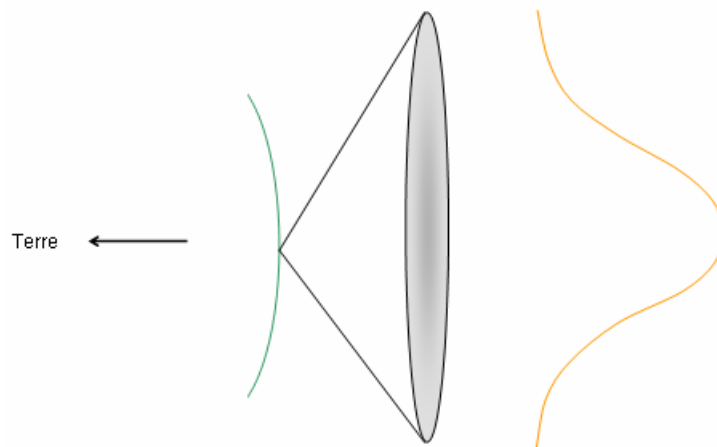


figure 1.4 faisceau d'ondes conique émis par une source se trouvant sur une surface lisse. On peut voir à droite l'évolution de l'intensité dans le faisceau d'ondes. La Terre est située vers la gauche.

La figure 1.2 permet d'obtenir les valeurs des maxima d'intensité du champ électrique mesurées par chacun des quatre satellites. Dans le cas du 30 décembre, les quatre satellites mesurent des valeurs d'intensité du champ électrique assez différentes (entre $90 \text{ V}_{\text{rms}} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$ pour C4 et $150 \text{ V}_{\text{rms}} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$ pour C1). Les satellites rencontrent le maximum d'intensité à des

instants différents. La différence entre les valeurs mesurées peut alors être due à une variation de l'intensité du champ électrique de l'onde émise par la source. Supposons que la source émette une onde d'intensité constante. Les satellites traversent le faisceau d'ondes à des points différents. La différence entre les valeurs mesurées est alors due au fait que les satellites traversent le faisceau d'ondes à des points où les intensités du champ électrique sont très différentes. Dans les cas du 26 septembre et du 8 novembre, les quatre satellites mesurent des valeurs d'intensité proches (entre 19 et 21 $V_{\text{rms}} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$ dans le cas du 26 septembre et environ 18 $V_{\text{rms}} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$ pour les 4 satellites dans le cas du 8 novembre). Dans le cas du 26 septembre, ils les mesurent à une latitude magnétique donnée, alors que dans le cas du 8 novembre, la mesure se fait à un instant donné. On peut donc dire que, dans le cas du 26 septembre, les orbites des satellites passent par des points du faisceau d'ondes où les intensités sont proches et que, dans le cas du 8 novembre, les satellites se trouvent à des points du faisceau d'ondes où les intensités sont proches.

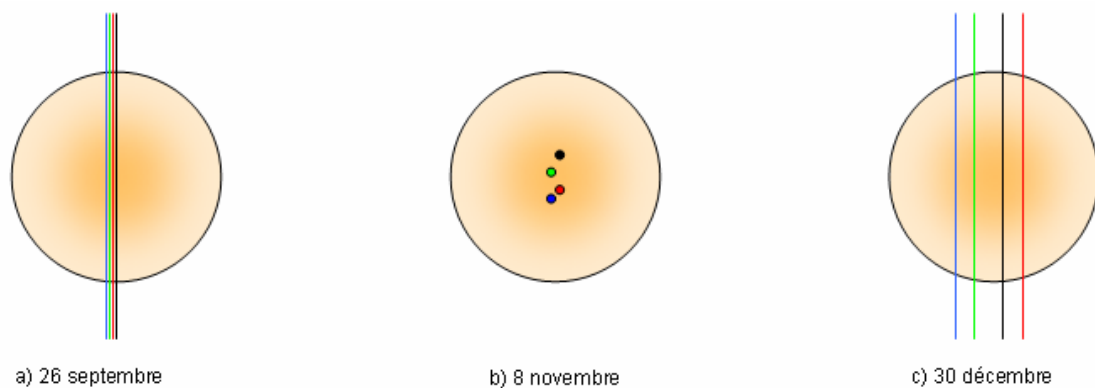


figure 1.5 répartition de l'intensité dans le faisceau d'ondes pour chacun des trois événements dans le cas d'un faisceau d'ondes conique émis par une source localisée à la surface de la plasmasphère.

Supposons d'abord un faisceau d'ondes conique émis par une source située sur une surface lisse, placée entre la Terre et les satellites (figure 1.4). L'intensité du champ électrique est maximale au centre du faisceau d'ondes et diminue lorsqu'on va vers les bords. L'intensité mesurée par un satellite qui le traverse est donc maximale lorsque celui-ci passe au point de son orbite le plus proche du centre du faisceau d'ondes. Si on utilise plusieurs satellites, le satellite qui passe le plus proche du centre verra l'intensité du champ électrique la plus élevée, et le satellite qui passe le plus loin du centre (donc le plus près du bord) verra l'intensité du champ électrique la plus basse. Dans le cas du 30 décembre et dans l'hypothèse d'une source émettant une onde d'intensité stable dans le temps, la valeur des maxima d'intensité nous

permet de conclure que C1 passe le plus près du centre, puis C3, C2 et enfin C4 (figure 1.5 c). Le faisceau d'ondes traversé dans ce cas est assez étroit pour que les satellites mesurent des intensités du champ électrique aussi différentes. On visualise ici la répartition de l'intensité du champ électrique dans le faisceau d'ondes.

Dans les cas du 8 novembre et du 26 septembre, les valeurs des maxima d'intensité du champ électrique étant proches, il est difficile de visualiser la répartition de l'intensité du champ électrique dans le faisceau d'ondes. Les satellites passant, comme on l'a vu, à des points du faisceau d'ondes où les intensités du champ électrique sont proches dans les cas du 26 septembre, et se trouvant à des points du faisceau d'ondes où les intensités du champ électrique sont proches dans le cas du 8 novembre, on peut en déduire que:

- Le faisceau d'ondes est large devant la distance entre 2 orbites pour le cas du 26 septembre (figure 1.4 a)
- Le faisceau d'ondes est large devant la distance qui sépare les satellites pour la cas du 8 novembre (figure 1.4 b).

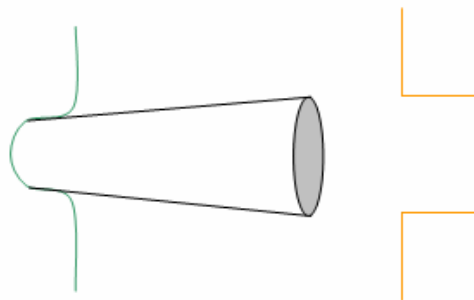


figure 1.6 faisceau d'ondes conique émis par une source se trouvant à l'intérieur d'un creux de densité. On peut voir à droite l'évolution de l'intensité dans le faisceau d'ondes.

Supposons maintenant un faisceau d'ondes conique émis par une source localisée dans un trou de densité (figure 1.6). Dans ce cas, le faisceau d'ondes est collimaté par les parois du creux de densité (Green et al., 2002) et la totalité de l'énergie est condensée dans un espace plus petit que dans le cas d'un faisceau d'ondes émis par une source localisée sur une surface lisse. Plus le faisceau d'ondes sera collimaté et moins l'intensité du champ électrique variera en allant vers le bord : les satellites peuvent traverser le faisceau d'ondes à des endroits très différents et observer la même valeur d'intensité du champ électrique. On observe dans ce cas un faisceau d'ondes peu ouvert (étroit) mais dense.

Dans le cas du 30 décembre et dans l'hypothèse d'une source émettant une onde d'intensité constante, des intensités très différentes sont observées. L'intensité du champ électrique varie alors de façon significative à l'intérieur du faisceau d'ondes. On n'observe donc vraisemblablement pas un faisceau d'ondes émis par une source située à l'intérieur d'un creux de densité.

Dans les cas du 26 septembre et du 8 novembre, en revanche, les maxima d'intensité du champ électrique mesurés par chaque satellite sont proches. Il est alors possible que les satellites observent un faisceau d'ondes étroit et dense (figure 1.7 a et b). Les valeurs des maxima d'intensités du champ électrique mesurés par chaque satellite dans le cas du 26 septembre varient d'avantage d'un satellite à l'autre que celles mesurées par chaque satellite dans le cas du 8 novembre. On peut donc en déduire que, dans l'hypothèse de l'observation d'un faisceau d'ondes émis par une source située dans un creux de densité, le faisceau d'ondes rencontré le 8 novembre est plus collimaté que celui rencontré le 26 septembre.

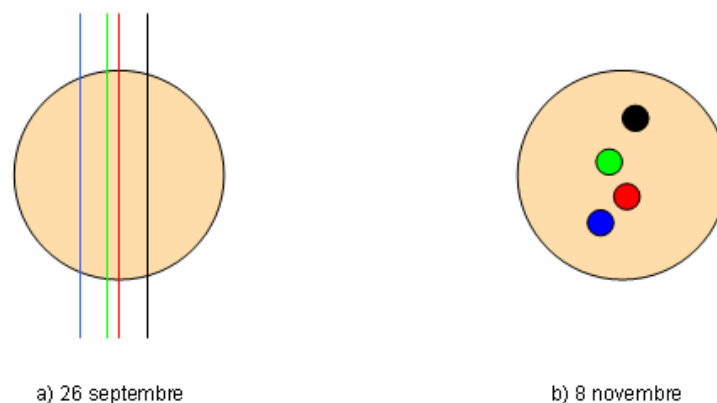


figure 1.7 répartition de l'intensité du champ électrique dans le faisceau d'ondes pour les événements du 26 septembre (à gauche) et du 8 novembre (à droite) dans le cas d'un faisceau d'ondes conique émis par une source localisée à l'intérieur d'un creux de densité.

3. Bilan de l'étude des événements

Pour résumer les différentes observations :

- Dans le cas du 26 septembre, le spectrogramme présente une forme globalement continue en fréquence située entre 30 et 40 kHz et observée pendant environ 40 minutes. L'étude de l'allure générale des variations d'intensité du champ électrique pour une fréquence particulière montre que le satellite traverse l'un après l'autre des faisceaux d'ondes provenant d'une ou plusieurs sources dont l'émission est stable

pendant au moins 40 minutes. La valeur des maxima d'intensité montre que cette ou ces sources peuvent être localisées sur des surfaces lisses et émettre un ou des faisceaux d'ondes larges devant la distance séparant deux satellites, ou être localisées à l'intérieur d'un creux de densité et émettre un ou des faisceaux d'ondes étroits mais dense en énergie.

- Dans le cas du 8 novembre, le spectrogramme montre plusieurs bandes de largeur environ 1 kHz et d'intensité variable. L'étude de l'allure générale des variations d'intensité du champ électrique pour une fréquence particulière montre que les satellites observent un faisceau d'ondes provenant d'une source qui s'allume et s'éteint sur une échelle de temps d'environ 10 minutes. La valeur des maxima d'intensité montre que, comme dans le cas du 26 septembre, celle-ci peut être localisée sur une surface lisse et émettre un faisceau d'ondes large devant la distance séparant deux satellites, ou être localisée à l'intérieur d'un creux de densité et émettre un faisceau d'ondes étroit mais dense en énergie.
- Dans le cas du 30 décembre le spectrogramme présente plusieurs bandes de largeur environ 3 kHz. Ces bandes sont parallèles. Elles sont décroissantes en fréquence et observées pendant environ 30 minutes. L'étude de l'allure générale des variations d'intensité du champ électrique pour une fréquence particulière montre, dans l'hypothèse d'une source émettant une onde d'intensité constante, que les satellites observent un faisceau d'ondes provenant d'une source dont l'émission est stable pendant au moins 30 minutes. La comparaison de la valeur du maximum d'intensité du champ électrique mesurée par chacun des satellites montre que le faisceau d'ondes ne peut pas être collimaté. Elle est probablement localisée sur une surface lisse (pas de creux de densité) et émet un faisceau d'ondes suffisamment étroit pour que l'intensité du champ électrique varie de façon significative sur la distance séparant deux satellites.

Il est à noter que les fréquences composant chaque événement ont des caractéristiques spatiales et temporelles similaires à celles observées. Des différences peuvent cependant apparaître dans la forme des courbes d'intensité du champ électrique.

4. Conclusion

La méthode d'analyse des caractéristiques du faisceau d'ondes présentée ici est une étude spatiale et temporelle qui n'est possible qu'à partir des mesures de plusieurs satellites orbitant

ensemble comme le font les satellites Cluster. L'analyse des variations de l'intensité du champ électrique en fonction du temps et de la latitude magnétique permet de déterminer les caractéristiques spatiales et temporelles du faisceau d'ondes (stabilité de l'émission, durée de vie de la source, extension du faisceau d'ondes). La méthode d'analyse des caractéristiques du faisceau d'ondes a été présentée ici à partir de trois exemples pris dans des cas de petites séparations entre les satellites. La méthode peut également être appliquée à des cas pris pour des grandes séparations (supérieures à 500 km) entre les satellites. Il faut cependant remarquer que le faisceau d'ondes traverse plusieurs latitudes magnétiques au cours de sa propagation. Si la séparation entre les satellites est importante, les satellites se trouvent sur des orbites très séparées. Dans le cas d'événements stables sur le temps de passage des satellites (type 26 septembre ou 30 décembre), ils rencontrent alors le phénomène à des latitudes magnétiques différentes. Dans ce cas, l'augmentation et la diminution de l'intensité du champ électrique apparaissent à des instants différents et à des latitudes magnétiques différentes. Il est alors difficile de conclure.

Une étude sur les valeurs de l'intensité est possible lorsque la séparation inter satellites est petite (inférieure à 500 km). Cette étude permet de poser des hypothèses quant à la forme de la surface sur laquelle se trouve la source, mais ne permet pas d'aboutir à un scénario unique. Il faut également noter que cette étude nécessite de supposer que la source émet une onde d'intensité constante, ce qui n'est pas toujours le cas.

II. Localisation des sources du Continuum pour une propagation directe : utilisation de la triangulation

Le Continuum se propage dans le mode LO. En propagation libre, sa polarisation est circulaire (Gurnett, 1988). Il est alors possible de déterminer la direction de propagation de l'onde (voir partie I. B. III). Si l'onde s'est propagée directement depuis la source jusqu'au satellite, on obtient la direction dans laquelle se trouve la source de l'onde. Ce type d'étude, dite de directivité, a déjà été abondamment utilisée dans le passé pour l'étude du Continuum à partir des mesures d'un seul satellite (Gurnett, 1975, Kurth et al., 1981, Jones et al., 1987, ...). A partir des données de plusieurs satellites, on peut

A partir de deux événements observés au périhélie (près des sources), nous allons montrer comment déterminer la position des sources du Continuum pour deux séparations inter

satellites différents (200 km et 1000 km). Nous utiliserons la méthode de directivité utilisée dans les études précédentes, puis nous utiliserons la triangulation. Ceci nous permettra de comparer les deux méthodes.

1. L'exemple du 26 septembre 2003 : exemple de triangulation pour une petite séparation (200 km)

1.1 Présentation de l'événement

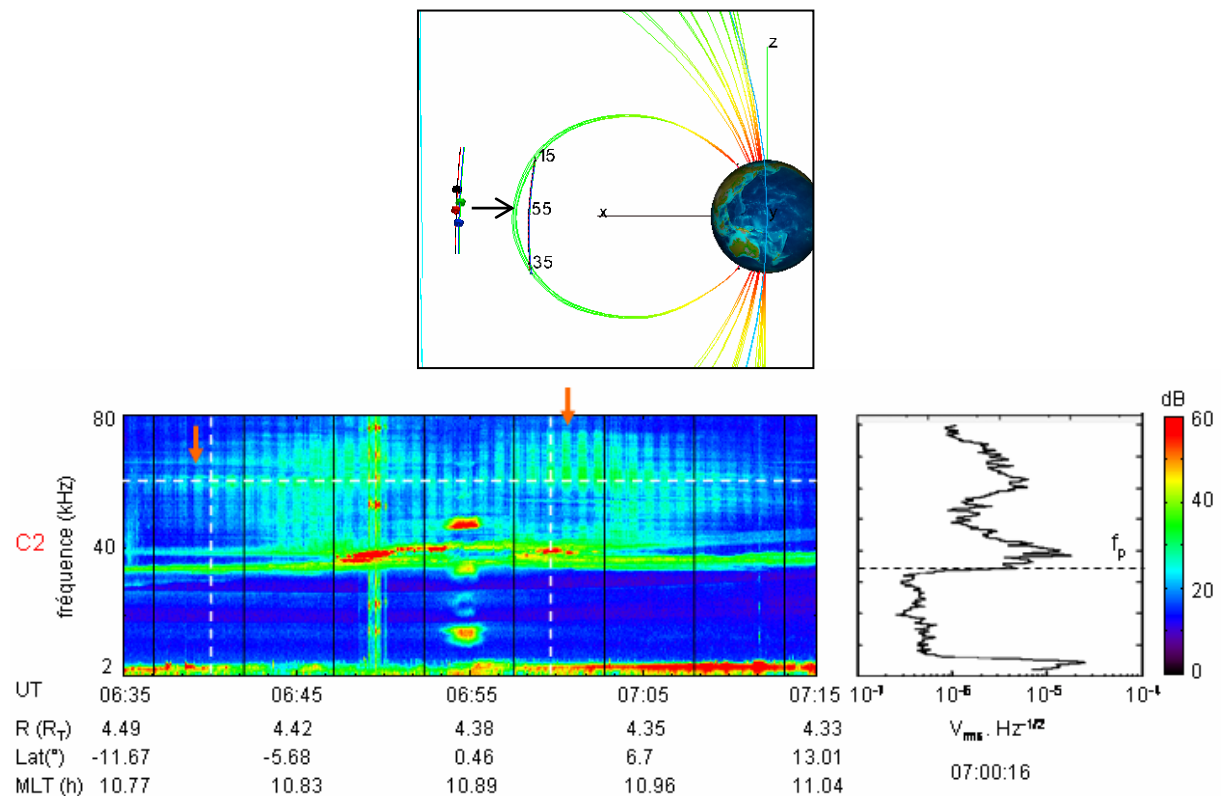


figure 2.1 événement du 26 septembre 2003. en haut, orbite et configuration des satellites (code couleur: noir pour C1, rouge pour C2, vert pour C3 et bleu pour C4) , en bas, spectrogramme et spectre fait à partir des données de C2. Les flèches rouges désignent les régions de forte modulation. La droite en pointillé horizontale se trouve à 70 kHz, les droites en pointillé verticales se trouvent à 06:40 TU et 07:00 TU.

L'événement du 26 septembre 2003 a déjà été présenté dans la partie I. Comme on l'a vu, cet événement est observé dans la région dipolaire à environ 11h MLT. La figure 2.1 présente l'orbite et la configuration des satellites pendant l'intervalle de temps correspondant à

l'observation de l'événement, ainsi que le spectrogramme fait à partir des mesures de C2. L'événement du 26 septembre apparaît sous une forme globalement continue en fréquence, dans une bande située entre 40 et 80 kHz. Le spectre situé à droite du spectrogramme montre que l'événement présente dans le détail une structure complexe avec des variations d'intensité du champ électrique.

Comme on l'a vu précédemment pour $f = 70$ kHz, les quatre satellites observent deux faisceaux d'ondes (un au Nord et un au Sud) localisés dans l'espace, faisceaux d'ondes dans lesquels ils rentrent l'un après l'autre. Comme il a été mentionné dans cette partie, les autres fréquences se comportent qualitativement de la même façon. Les conclusions obtenues pour $f = 70$ kHz sont donc valables pour toute une gamme de fréquences observées au dessus de 40 kHz. Du fait de sa position sur l'orbite, C1 est le satellite qui entre le premier dans le faisceau d'ondes. Il y pénètre à t_{10} . Il en sort à t_{11} . C4 entre dans le faisceau d'ondes le dernier à t_{40} et en sort à $t_{41} > t_{11}$. Les quatre satellites se trouvent donc à l'intérieur d'un même faisceau d'ondes entre t_{40} et t_{11} . Il est alors possible de déterminer la position des sources responsables de l'émission de ces deux faisceaux d'ondes. Afin de comparer les deux méthodes, nous allons tout d'abord déterminer la position de la source à partir des données d'un seul satellite (C2), puis nous déterminerons sa position en utilisant les données des quatre satellites.

1.2 Localisation de la source dans le plan de spin

1.2 a Etude de la directivité

La figure 2.2 montre une représentation temps / fréquence dans le plan (x_{GSE} , y_{GSE}) de la modulation d'une part (figure a), et de la directivité, d'autre part (figure b), entre 30 et 80 kHz. Sur la figure a, la modulation est représentée entre 0% (en bleu) et 100% (en rouge). Sur la figure b, l'angle entre \vec{k} et l'axe x_{GSE} est représenté entre 0 et 180°. Les angles inférieurs à 90° sont représentés en vert, les angles supérieurs à 90° sont représentés en bleu et les angles proches de 90° sont représentés en jaune. Deux régions de forte modulation apparaissent sur la figure a. Ces deux régions sont caractérisées par des valeurs de modulation supérieures à 73% (en rouge sur la figure) et sont pointées par les flèches orange. Ces flèches orange sont également représentées sur le spectrogramme de la figure 2.1 et sur la figure 2.1 b.

Il est intéressant de remarquer que les régions de modulation élevées ne correspondent pas à des régions de directivité particulière. Les sources responsables des taux de modulation élevés semblent être situées dans la même direction que les sources responsables des taux de

modulation plus faibles. Afin de vérifier cette hypothèse, on trace les droites de directivité tout au long de l'orbite pour une fréquence donnée. On applique ainsi la méthode utilisée auparavant à partir des données d'un seul satellite. La fréquence choisie (70 kHz) est repérée par la droite horizontale en pointillé blanc sur les figures 2.1 et 2.2. Le résultat est présenté pour C2 sur la figure 2.3. Cette figure est faite dans le plan (x_{GSE} , y_{GSE}) (pour une description de la méthode utilisée, voir partie I. B. III). La projection de l'orbite de C2 dans ce plan est schématisée par une flèche qui pointe dans la direction de déplacement du satellite. Chaque droite de directivité est tracée à un instant différent compris entre 06:40 TU et 07:10 TU. L'intersection des droites de directivité et de l'orbite du satellite donne la position du satellite à l'instant choisi.

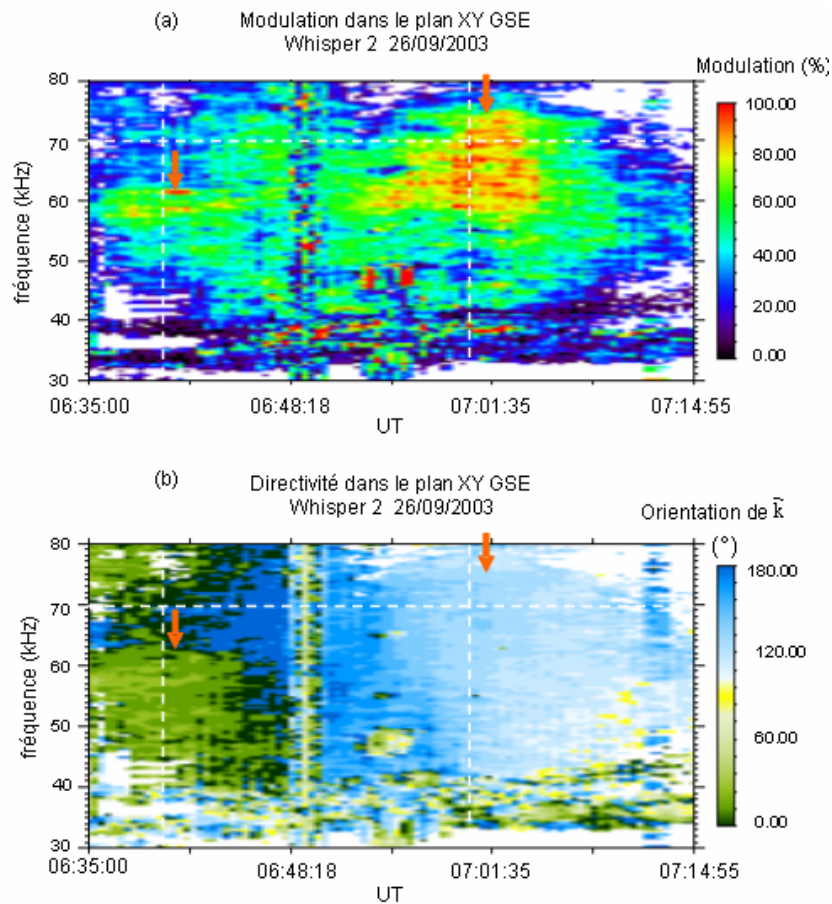


figure 2.2 représentation temps / fréquence de la modulation et de la directivité. Le résultat est présenté dans le plan (x_{GSE} , y_{GSE}). Les flèches orange pointent sur les régions de forte modulation. Il est intéressant de remarquer que ces régions ne correspondent pas à des régions de directivité particulière. La droite en pointillé horizontale se trouve à 70 kHz, les droites en pointillé verticales se trouvent à 06:40 TU et 07:00 TU.

Les droites de directivité tracées sur la figure 2.3 se coupent toutes dans une région située à $4.15 \pm 0.24 R_T$. L'intersection des droites de directivité donne la position de la projection de la région émettrice dans le plan de spin. La droite en pointillé noir sépare les droites de directivité tracées pour le faisceau d'ondes visible dans l'hémisphère sud de celles tracées pour le faisceau d'ondes visible dans l'hémisphère nord. L'hypothèse examinée ici est donc bien vérifiée : les droites de directivité tracées pour des modulations fortes pointent vers la même région que les droites de directivité tracées pour des modulations faibles. De plus, les droites de directivité tracées pour le faisceau d'ondes visible dans l'hémisphère nord pointent vers la même région que celles tracées pour le faisceau d'ondes visible dans l'hémisphère sud.

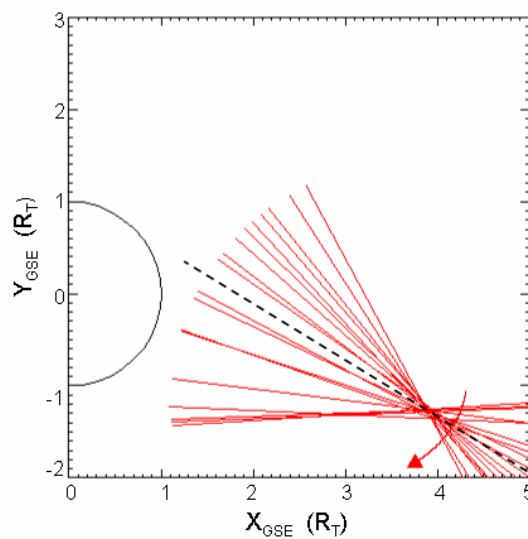


figure 2.3 étude de directivité faite à 70 kHz pour C2 entre 06:35 TU et 07:15 TU. Les droites de directivité pointent toutes vers la même région source. La droite en pointillé noir sépare les droites de directivité tracées pour le faisceau d'ondes visible dans l'hémisphère sud de celles tracées pour le faisceau d'ondes visible dans l'hémisphère nord.

La région source obtenue est peu étendue dans le plan (x_{GSE}, y_{GSE}) , ce qui montre que, quelle que soit la valeur de la modulation, la valeur de l'angle α_k est significative. Entre 06:40 TU et 07:10 TU et à 70 kHz, la modulation varie de 20 à 100%. Une modulation inférieure à 100% signifie que la polarisation dans le plan de spin n'est pas linéaire (voir partie I. B. III). La polarisation du champ électrique de l'onde étant quasi circulaire (Gurnett, 1988), la polarisation dans le plan de spin peut ne pas être linéaire pour quatre raisons :

1. la source est en mouvement
2. la source est étendue
3. le satellite se trouve au point de croisement de rayons de plusieurs sources différentes
4. la source ne se trouve pas dans le plan de spin

Dans les trois premiers cas, des ondes provenant d'endroits différents sont reçues par le satellite qui observe un mélange d'ondes. La valeur de l'angle α_k déterminée à partir de la figure de polarisation va alors être modifiée et les droites de directivité vont pointer vers des régions différentes de l'espace. La région source déterminée par l'intersection des droites de directivité pour l'événement du 26 septembre 2003 est peu étendue, ce n'est donc pas le cas ici. Dans le quatrième cas, la polarisation dans le plan de spin prend la forme d'une ellipse dont le grand axe est perpendiculaire à la direction de propagation. La valeur de la modulation est alors modifiée, mais pas celle de α_k , ce qui est le cas ici. La polarisation dans le plan de spin n'est donc pas linéaire parce que la source ne se trouve pas dans le plan de spin. On peut remarquer que C2 observe l'événement sur une distance angulaire d'environ 25° de latitude magnétique, ce qui correspond une distance d'environ $2 R_T$ le long de l'axe z_{GSE} . La source se trouve dans le plan de spin à environ 07:01 TU, lorsque la modulation est maximale.

L'étude que nous avons présentée ici est basée sur une méthode utilisant les données d'un seul satellite. Elle nous a permis de déterminer une région source et de montrer que la source n'est pas dans le plan de spin. Cette méthode n'est bien entendu utilisable que si le satellite reste suffisamment longtemps dans le faisceau d'ondes. Nous allons à présent utiliser une autre méthode basée sur l'utilisation de quatre satellites : la triangulation. Cette méthode, présentée dans la partie I. B. III, va nous permettre, à partir des données des quatre satellites, de localiser la source responsable de l'émission observée à un temps donné dans le plan de spin.

1.2 b Utilisation de la triangulation

La figure 2.4 présente le résultat obtenu à partir de la triangulation à 06:40 TU (a) et à 07:00 TU (b). Ces deux instants sont repérés par les droites en pointillé verticales sur les figures 2.1 et 2.2. La triangulation est faite pour $f = 70$ kHz. Cette fréquence est repérée par la droite en pointillé horizontale sur les figures 2.1 et 2.2. Les intersections entre la droite en pointillé horizontale et les droites en pointillé verticales donnent alors les positions choisies pour la triangulation sur les figures 2.1 et 2.2.

Une intersection des droites de directivité est obtenue à une distance géocentrique de $4.2 \pm 0.2 R_T$ dans le cas de la figure a et de $4.2 \pm 0.1 R_T$ dans le cas de la figure b. L'erreur sur la mesure de α_k étant trop élevée pour tracer la droite de directivité de C4 à 07:00 TU, celle-ci n'a pas été tracée sur la figure b. Les intersections des droites de directivité obtenues nous

donnent les positions des projections des sources dans le plan de spin aux deux instants choisis. On peut remarquer que la dispersion de la position de la source dans le plan (x_{GSE} , y_{GSE}) est plus importante lorsqu'on fait une étude de directivité à partir des données d'un seul satellite que lorsqu'on utilise la triangulation instantanée faite à partir des données des quatre satellites.

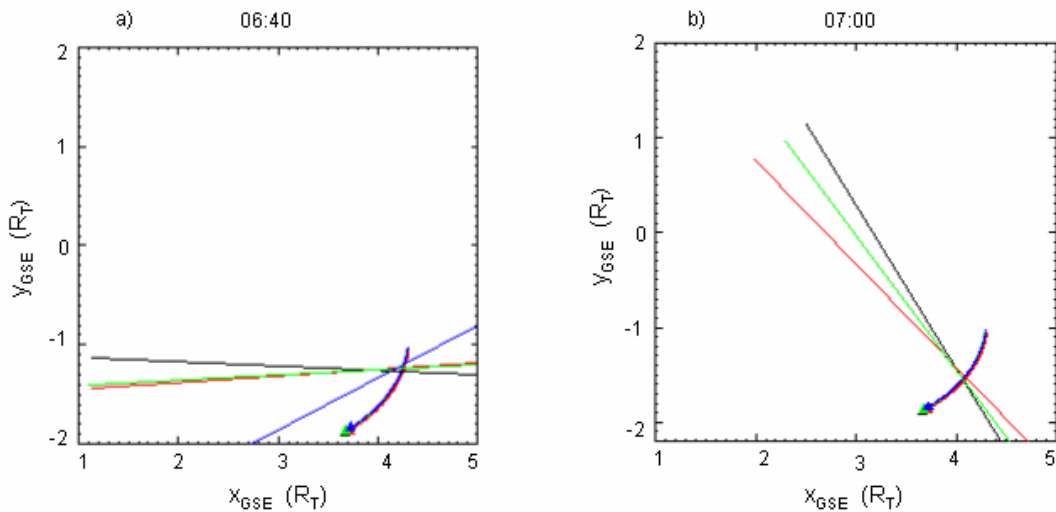


figure 2.4 triangulation dans la plan (x_{GSE} , y_{GSE}) effectuée à 06:40 TU (a) et à 07:00 TU (b), et à 70 kHz.

1.2 c Erreur sur la localisation des sources

On peut remarquer que la dispersion sur la position des sources dans le plan (x_{GSE} , y_{GSE}) obtenues sur la figure 2.4 n'est pas la même dans les deux cas. Elle est deux fois plus importante dans le cas de la triangulation faite à 06:40 TU que dans celui de la triangulation faite à 07:00 TU. La figure 2.5 présente les variations de l'intensité du champ électrique en fonction du temps à 70 kHz. Cette figure est identique à la partie gauche de la figure 1. 2 a. Les instants choisis pour la triangulation sont repérés par des droites en pointillé violet. A 06:40 TU, les satellites viennent de pénétrer dans le faisceau d'ondes. On peut voir sur la figure 2.5 que l'intensité mesurée est encore proche du niveau de bruit. Dans ce cas, le rapport Signal / bruit est tel que le bruit perturbe la mesure. A 07:00 TU, l'intensité mesurée est proche de sa valeur maximale. Dans ce cas, le rapport signal / bruit est bien plus élevé. Le bruit ne perturbe alors que très peu la mesure et celle-ci est plus précise.

La région en jaune délimitée sur la figure 2.5 couvre la période de temps choisie pour l'étude de directivité. On peut constater que, sur cette période de temps, l'intensité du champ

électrique évolue, passant par des maxima et des minima. La mesure est alors plus ou moins précise en fonction de l'instant choisi. La triangulation utilisant les mesures de quatre satellites à un instant donné permet de se placer à un instant où le rapport signal / bruit est suffisamment élevé. L'utilisation de la triangulation à partir des mesures de quatre satellites est alors plus précise que l'étude de directivité faite à partir des mesures d'un seul satellite.

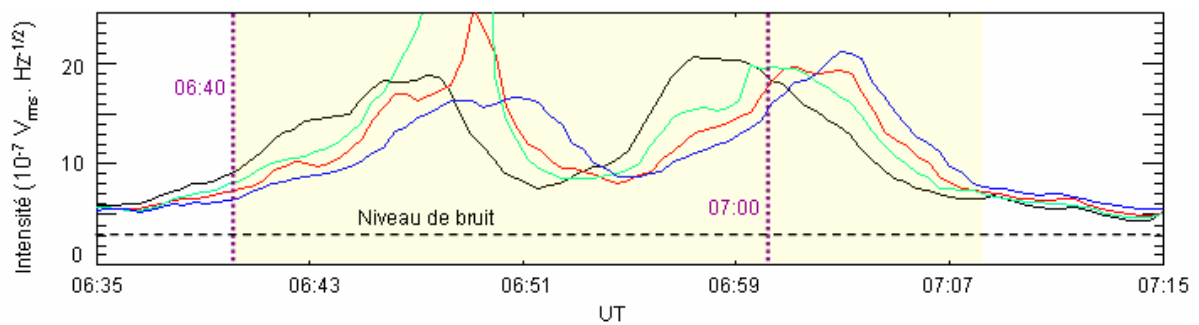


figure 2.5 intensité du champ électrique en fonction du temps pour $f = 70 \text{ kHz}$. Les droites en pointillé violet donnent les instants choisis pour la triangulation. La zone représentée en jaune donne la période de temps choisie pour l'étude de directivité.

Le rapport signal / bruit est maximum lorsque l'intensité du champ électrique mesurée est maximale. Comme on l'a vu précédemment, les maxima d'intensité du champ électrique sont observés à la même latitude magnétique par les quatre satellites. Sachant que la mesure est meilleure lorsque le satellite observe le maximum d'intensité du champ électrique, la triangulation à la latitude magnétique à laquelle sont observés les maxima d'intensité du champ électrique devrait donner les meilleurs résultats. Cependant, lorsque les satellites passent au périégée, le tétraèdre est très allongé (voir partie I. B. I). Les orbites sont alors à des longitudes et à des distances géocentriques proches. Les quatre satellites vont alors observer les maxima d'intensité du champ électrique à la même latitude magnétique, et à des longitudes et des distances géocentriques quasiment identiques, donc à des points presque confondus. Les valeurs de l'angle α_k vont alors être très proches et les droites de directivité quasiment parallèles. Pour avoir une bonne triangulation, il faut que le rapport signal / bruit soit suffisamment élevé d'une part et que les satellites soient suffisamment séparés d'autre part. Ces conditions ne peuvent être remplies en même temps que lorsque le faisceau d'ondes est assez intense et a une ouverture angulaire suffisante pour illuminer la constellation, ce qui est le cas ici.

2. L'exemple du 22 novembre 2004 : exemple de triangulation pour une grande séparation (1000 km)

2.1 Présentation de l'événement

La figure 2.6 a présente l'orbite des quatre satellites Cluster entre 00:00 TU et 02:00 TU, le 22 novembre 2004. Le code couleur utilisé pour représenter les satellites est le même que dans le cas du 26 septembre 2003. Les satellites orbitent ici dans la région dipolaire à environ 7h MLT. La position des satellites donnée à 00:40 TU permet de visualiser la configuration du tétraèdre. Du fait de la proximité du périégée, le tétraèdre est très allongé. C1 et C4 sont proches et orbitent aux latitudes magnétiques les plus hautes, C3 orbite à la latitude magnétique la plus basse.

La figure 2.6 b présente les spectrogrammes des quatre satellites entre 00:15 TU et 01:35 TU. Les satellites traversent l'équateur magnétique l'un après l'autre. Dans l'ordre de passage, il est traversé à environ 00:54 TU par C1, 00:55 TU par C4, 01:02 TU par C2 et 01:06 TU par C3. Des ondes électrostatiques intenses apparaissent au-dessous de 40 kHz sur chaque spectrogramme entre 00:35 TU et 01:20 TU. Ces ondes électrostatiques provoquent la saturation de l'appareil (en vert sur la barre située au-dessus de chaque spectrogramme) et sont responsables de l'apparition de répliques parasites sur les spectrogrammes (voir partie I. B. I). L'événement du 22 novembre 2004 a une signature spectrale similaire à celle du 26 septembre 2003. Le Continuum apparaît sous une forme globalement continue en fréquence entre 40 et 80 kHz. De même que dans le cas du 26 septembre 2003, les quatre satellites observent deux faisceaux d'ondes (un au Nord et un au Sud de l'équateur magnétique). Ces faisceaux d'ondes sont localisés dans l'espace et les satellites les rencontrent dans l'ordre C1, C4, C2, C3. Du fait de la distance de séparation entre les satellites, les satellites situés aux latitudes magnétiques les plus hautes peuvent se trouver dans le faisceau d'ondes de l'hémisphère nord, alors que les satellites situés aux latitudes magnétiques les plus basses se trouvent encore dans le faisceau d'ondes de l'hémisphère sud.

Comme dans le cas du 26 septembre 2003, une étude de directivité peut être faite à partir des données de chaque satellite pris individuellement. Elle donne des résultats similaires à ceux présentés dans le cas précédent : les figures sont semblables à la figure 2.3. Cette étude n'est donc pas présentée ici. Nous allons à présent utiliser la triangulation instantanée afin de déterminer l'apport des quatre satellites dans un cas de grande séparation.

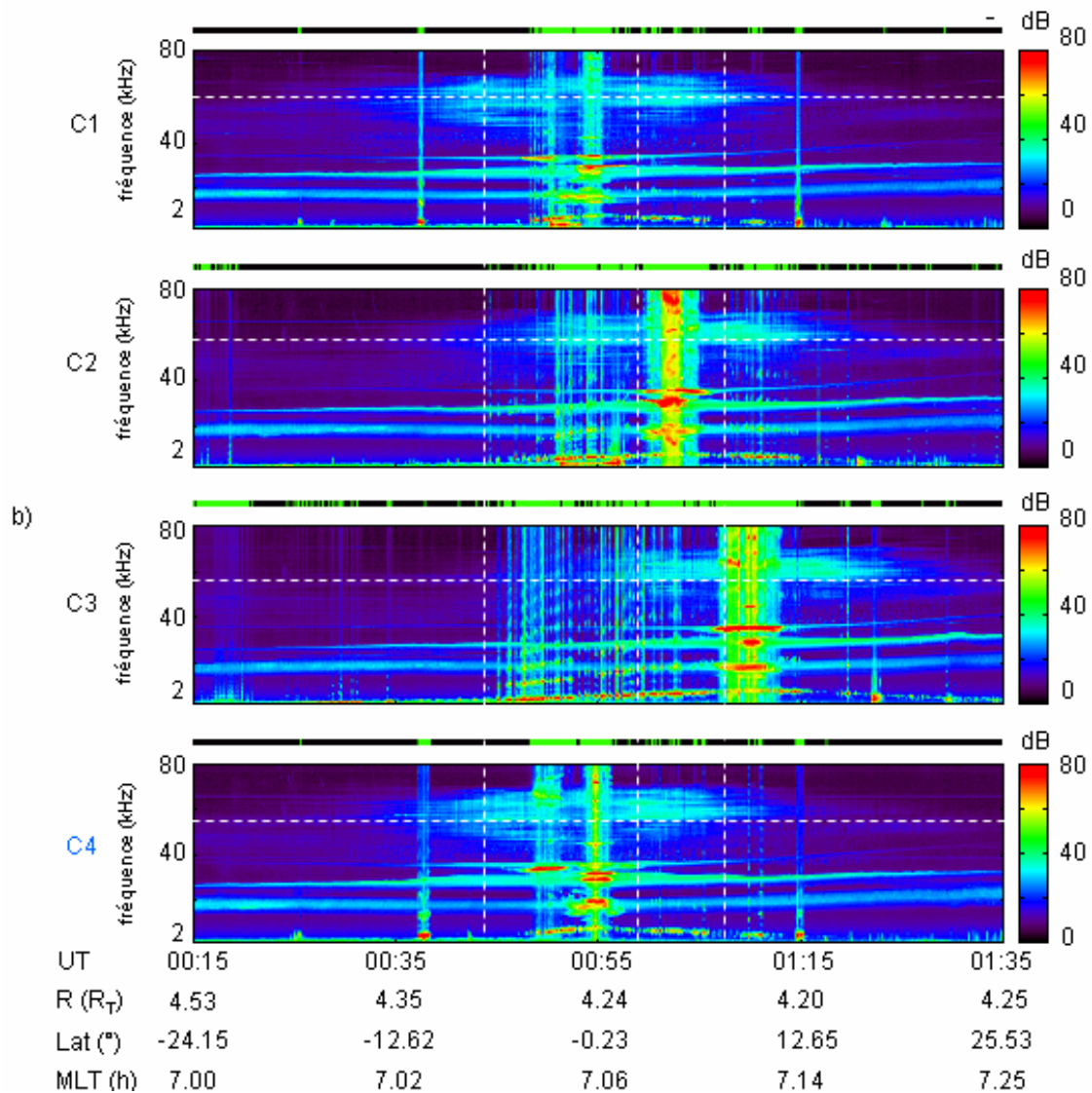
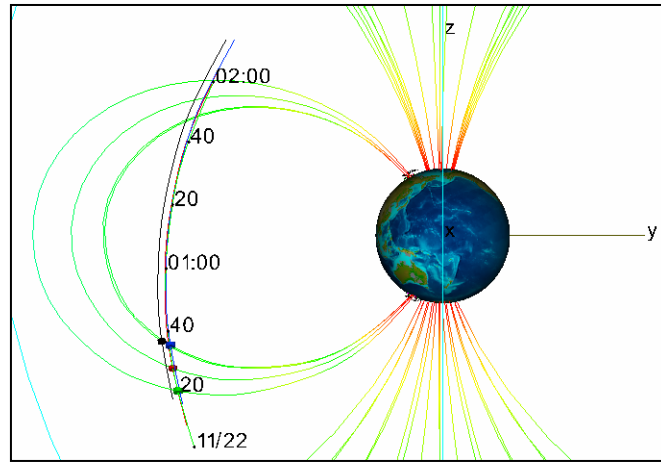


figure 2.6 événement du 22 novembre 2004. Orbite et configuration des satellites (en haut), spectrogrammes temps / fréquence (en bas). Les droites en pointillé blanc donnent les instants (00:43 TU, 00:59 TU et 01:05 TU) et la fréquence (54.7 kHz) choisis pour la triangulation.

2.2 Utilisation de la triangulation

Trois instants ont été choisis pour la triangulation :

1. à 00:43 TU, C1, C2 et C4 se trouvent dans le faisceau d'ondes de l'hémisphère sud
2. à 00:59 TU, C1 et C4 se trouvent dans le faisceau d'ondes de l'hémisphère nord alors que C2 se trouve dans le faisceau d'ondes de l'hémisphère sud
3. à 01:05 TU, C1, C2 et C4 se trouvent dans le faisceau d'ondes de l'hémisphère nord

La fréquence choisie est 54.7 kHz.

Comme dans le cas de la figure 2.1, les instants et la fréquence choisis pour la triangulation sont repérés par les droites en pointillé blanc sur la figure 2.6. L'intersection des droites verticales et de la droite horizontale donne les positions choisies pour la triangulation sur chacun des quatre spectrogrammes. On peut constater que pour C1, C2 et C4 la barre au-dessus du spectrogramme correspondant n'indique pas de saturation de l'appareil de mesure aux instants choisis pour la triangulation. Ce n'est pas le cas pour C3. Les mesures de ce satellite ne seront donc pas utilisées pour la triangulation.

La figure 2.8 présente les résultats obtenus pour les trois instants choisis (00:43 TU et 01:15 TU en haut et 00:59 TU en bas). Les deux figures du haut présentent la triangulation à des instants pour lesquels les trois satellites se trouvent dans le même faisceau d'ondes. On est alors dans un cas similaire à celui du 26 septembre 2003. Les droites de directivité se coupent là aussi en un point. On obtient ainsi la projection de la source responsable de l'apparition de chaque faisceau d'ondes dans le plan de spin. La figure du bas présente la triangulation à un instant pour lequel C2 se trouve dans le faisceau d'ondes sud alors que C1 et C4 se trouvent dans le faisceau d'ondes nord. L'intersection des droites de directivité tracées pour C1 et C4 donne la position dans le plan de spin de la source responsable du faisceau d'ondes observé dans l'hémisphère nord. La droite de directivité tracée pour C2 donne la direction dans le plan de spin de la source responsable du faisceau d'ondes observé dans l'hémisphère sud. On peut voir que ces trois droites de directivité se coupent en un point. La source responsable du faisceau d'ondes observé dans l'hémisphère sud et celle responsable du faisceau d'ondes observé dans l'hémisphère nord ont donc la même projection dans le plan de spin.

On a vu ici un exemple d'étude d'un phénomène symétrique par rapport à l'équateur magnétique. L'utilisation de la triangulation permet d'abord de déterminer la position de la source responsable du faisceau d'ondes visible dans l'hémisphère nord et celui visible dans l'hémisphère sud. On suit ici la même démarche que celle suivie dans le cas des petites

séparations. L'utilisation de la triangulation dans le cas des grandes séparations permet ensuite de rechercher une source commune aux deux faisceaux d'ondes, ce qui est impossible dans le cas des petites séparations. On peut obtenir le même résultat à partir d'une étude de directivité. De même que sur le cas du 26 septembre 2003, la triangulation instantanée donne un résultat moins dispersé que l'étude de directivité faite individuellement pour chaque satellite.

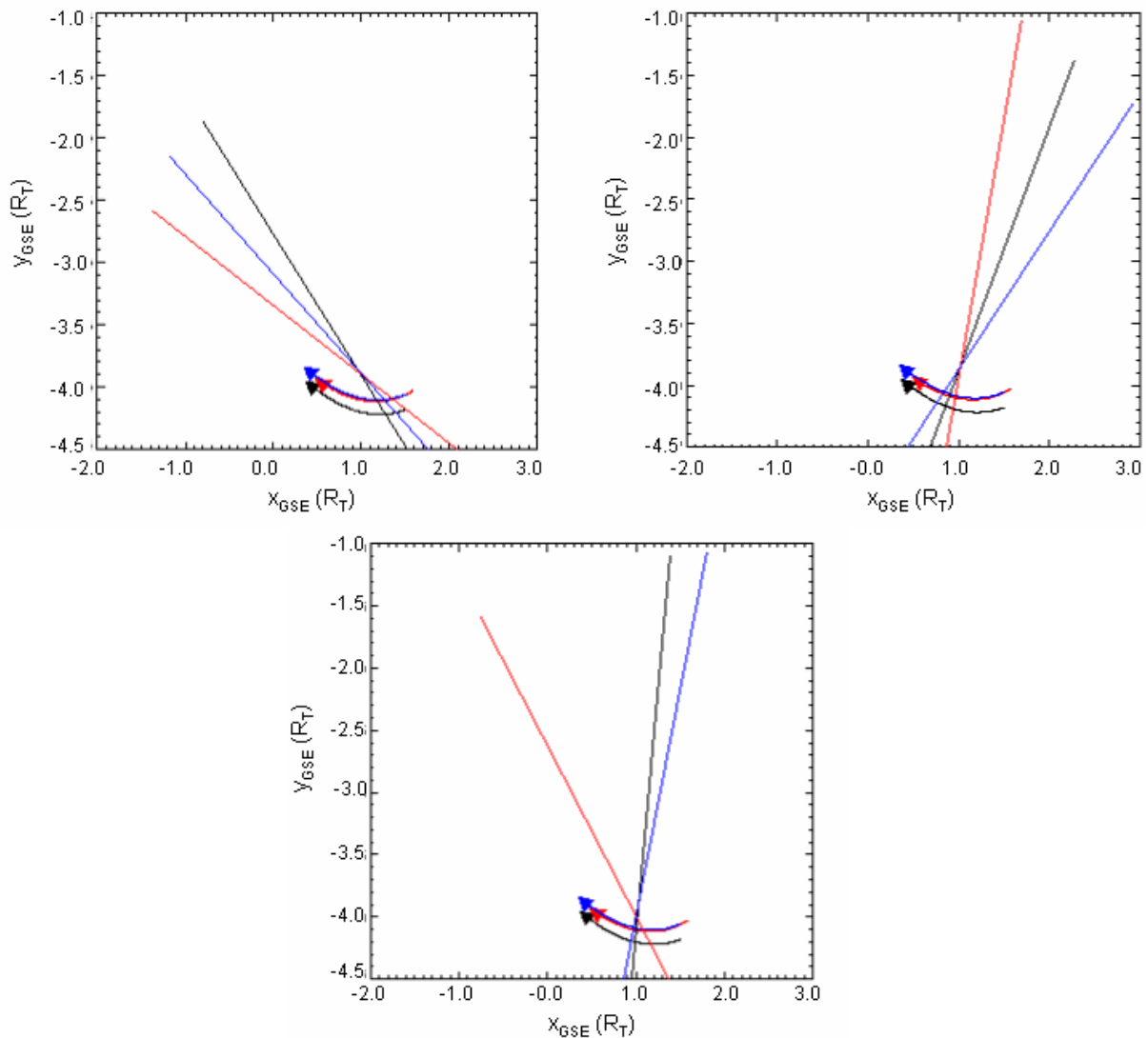


figure 2.8 triangulation dans le plan (x_{GSE}, y_{GSE}) effectuée à à 54.7 kHz et à 00:43 TU et 01:05 TU (en haut à gauche et à droite respectivement) et 00:59 (en bas).

3. Conclusion

Le but de l'étude présentée ici à partir de deux événements similaires, mais observés pour des séparations inter satellites différentes, est de montrer comment déterminer la position de la

source de l'onde observée. Deux méthodes sont utilisées : l'étude de directivité et la triangulation. La première, déjà abondamment utilisée dans le passé, ne nécessite les données que d'un seul satellite, alors que la seconde demande les données d'au moins deux satellites. En pratique, les mesures d'un troisième satellite sont nécessaires pour s'assurer de la fiabilité du résultat obtenu.

L'utilisation de l'étude de directivité permet de déterminer si l'onde observée sur le spectrogramme entre t_1 et t_2 est émise par une ou plusieurs sources. On obtient alors la projection de la (des) source(s) dans le plan (x_{GSE}, y_{GSE}) émettant le(s) faisceau d'ondes(x) qui intercepte(nt) le satellite entre t_1 et t_2 . L'utilisation de la triangulation permet de déterminer la projection de la source dans le plan (x_{GSE}, y_{GSE}) à un temps donné. Ces deux études sont complémentaires. On peut cependant remarquer que la triangulation donne un résultat plus précis que celui obtenu à partir de l'étude de directivité, mais qu'elle n'est possible que si :

- Le rapport signal / bruit est suffisamment élevé.
- Les satellites sont suffisamment éloignés.

III. Localisation des sources du Continuum pour une propagation indirecte : utilisation du tracé de rayon

Le Continuum observé dans la magnétosphère peut être observé en propagation directe depuis la source jusqu'au satellite. C'est le cas du 26 septembre 2003 et du 22 novembre 2004, présenté dans la partie précédente. Dans ce cas, l'angle α_k donne directement la direction de la source dans le plan de spin. Si l'onde est observée après un ou plusieurs rebonds (propagation indirecte), l'angle α_k donne la direction de la projection dans le plan de spin du dernier point de rebond. La localisation de la source est alors plus difficile. A partir de l'étude de l'événement du 16 juillet 2005, nous montrerons tout d'abord qu'il n'est pas toujours possible de déterminer la position de la source en utilisant la triangulation, puis nous présenterons une méthode permettant de localiser la source dans le cas d'une propagation indirecte.

1. Présentation de l'événement

1.1 Les données de l'instrument WHISPER à bord des satellites Cluster

La figure 3.1 présente les spectrogrammes obtenus le 16 juillet 2005 entre 04:20 TU et 06:00

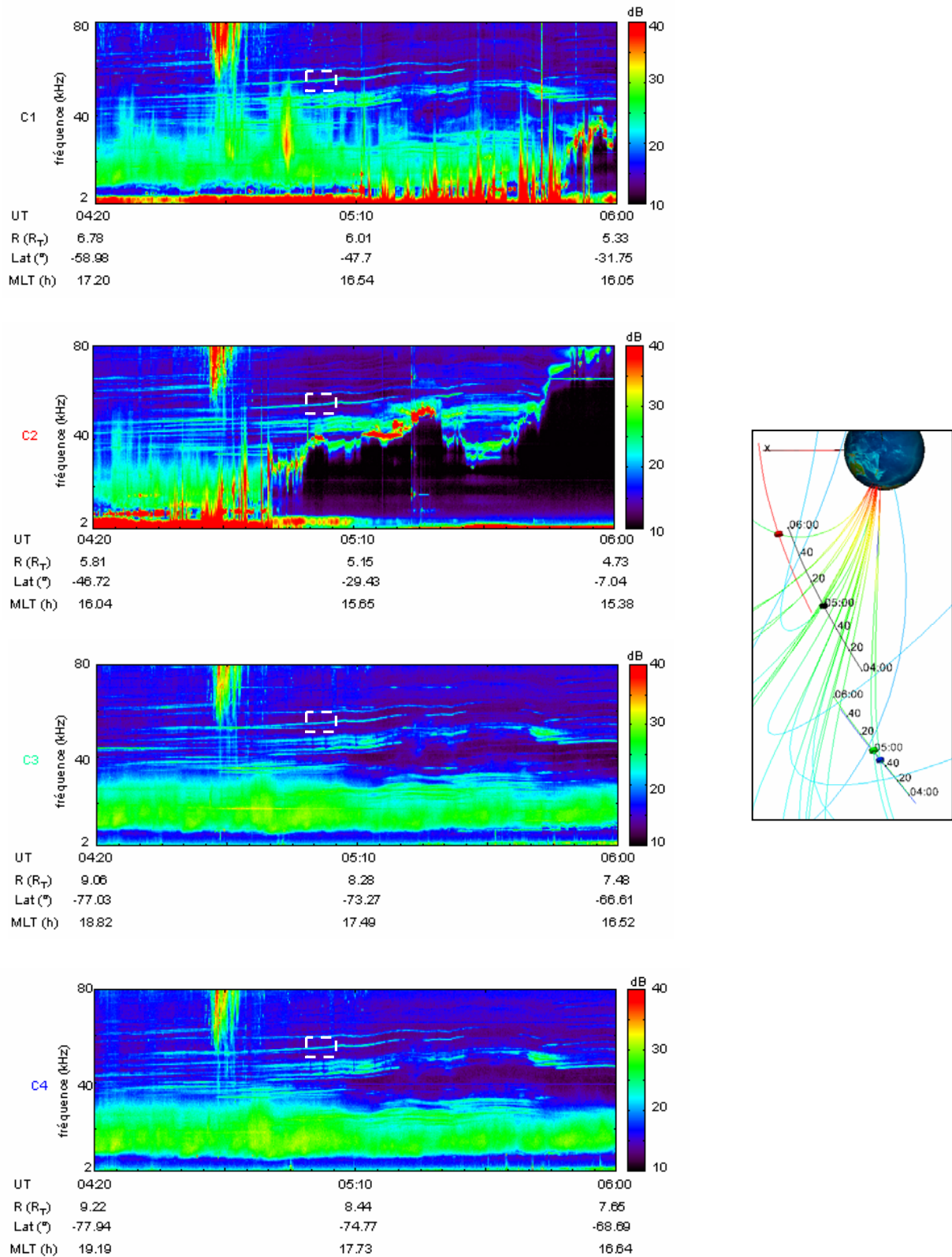


figure 3.1 événement du 16 juillet 2005. L'orbite des quatre satellites Cluster entre 04:00 et 06:00 est présentée à droite (code couleur : noir pour C1, rouge pour C2, vert pour C3 et bleu pour C4). Les spectrogrammes obtenus pour les quatre satellites sont présentés à gauche. Les rectangles en pointillé blanc montrent la bande étudiée.

TU à partir des données de l'instrument WHISPER à bord des quatre satellites Cluster. L'orbite des satellites entre 04:00 TU et 06:00 TU est présentée à droite des spectrogrammes. Lors de cet événement, la séparation entre les satellites est de 1000 km. A 04:00 TU les quatre satellites se trouvent dans le cornet polaire sud. A 06:00 TU, C1 et C2 sont dans la plasmasphère, alors que C3 et C4 sont encore situés dans le cornet polaire. L'augmentation de la densité (augmentation de la fréquence plasma) visible à environ 05:20 TU puis le creux de densité visible à environ 05:30 TU sur les données de C2 montre l'existence d'une plume plasmasphérique (voir partie I. A. I). L'augmentation de la densité visible après 05:30 TU est la signature de la traversée de la plasmopause par le satellite. L'augmentation de la densité visible à 05:50 TU sur les données de C1 montre que le satellite pénètre dans la plume. Le Continuum apparaît sous forme de bandes au dessus de 30 kHz sur chacun des quatre spectrogrammes. Les bandes varient en fréquence et en intensité du champ électrique et apparaissent à peu près parallèles sur un spectrogramme donné. Malgré la séparation importante entre les satellites, les motifs formés par les bandes de Continuum sont identiques d'un spectrogramme à l'autre pour la plus grande partie du domaine temps / fréquence. Les différences notables concernent l'intensité du champ électrique de certaines bandes. Les bandes observées à 05:40 TU et à 45 kHz sont, par exemple, plus intenses sur le spectrogramme de C2 que sur les spectrogrammes des autres satellites. La similarité des bandes sur les différents spectrogrammes montre que les ondes observées proviennent de la même source. La radiation éclaire une constellation très étendue, ce qui signifie que le faisceau d'ondes est très large.

1.2 Les données de l'instrument RPI à bord du satellite IMAGE et de l'instrument PWI à bord du satellite Géotail

Le 16 juillet 2005, entre 04:00 TU et 06:00 TU, le satellite IMAGE se trouve dans les lobes côté crépuscule. Le satellite Geotail se trouve dans la queue à environ 0h MLT (figure 3.2). Les spectrogrammes obtenus à partir des données de l'instrument RPI à bord du satellite IMAGE et de l'instrument PWI à bord du satellite Geotail (voir partie I. B. II) sont présentés sur la figure 3.3. Du Continuum est visible sur chacun des spectrogrammes au-dessus de 30 kHz.

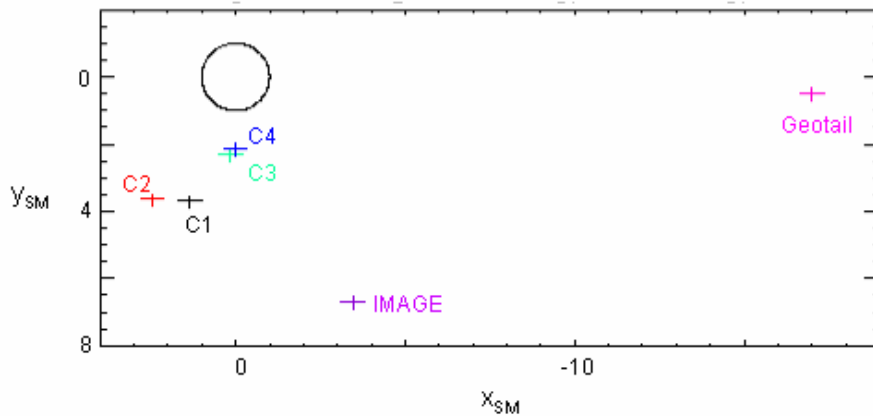


figure 3.2 position à 05:00 TU des satellites Cluster, du satellite IMAGE et du satellite Geotail dans le plan (x_{SM}, y_{SM}) .

Comme sur les données des satellites Cluster, le Continuum apparaît sous forme de bandes parallèles sur les données du satellite Geotail (figure a). Ces bandes varient en fréquence et en intensité du champ électrique de la même façon et aux mêmes instants que les bandes observées sur les données des quatre satellites Cluster.

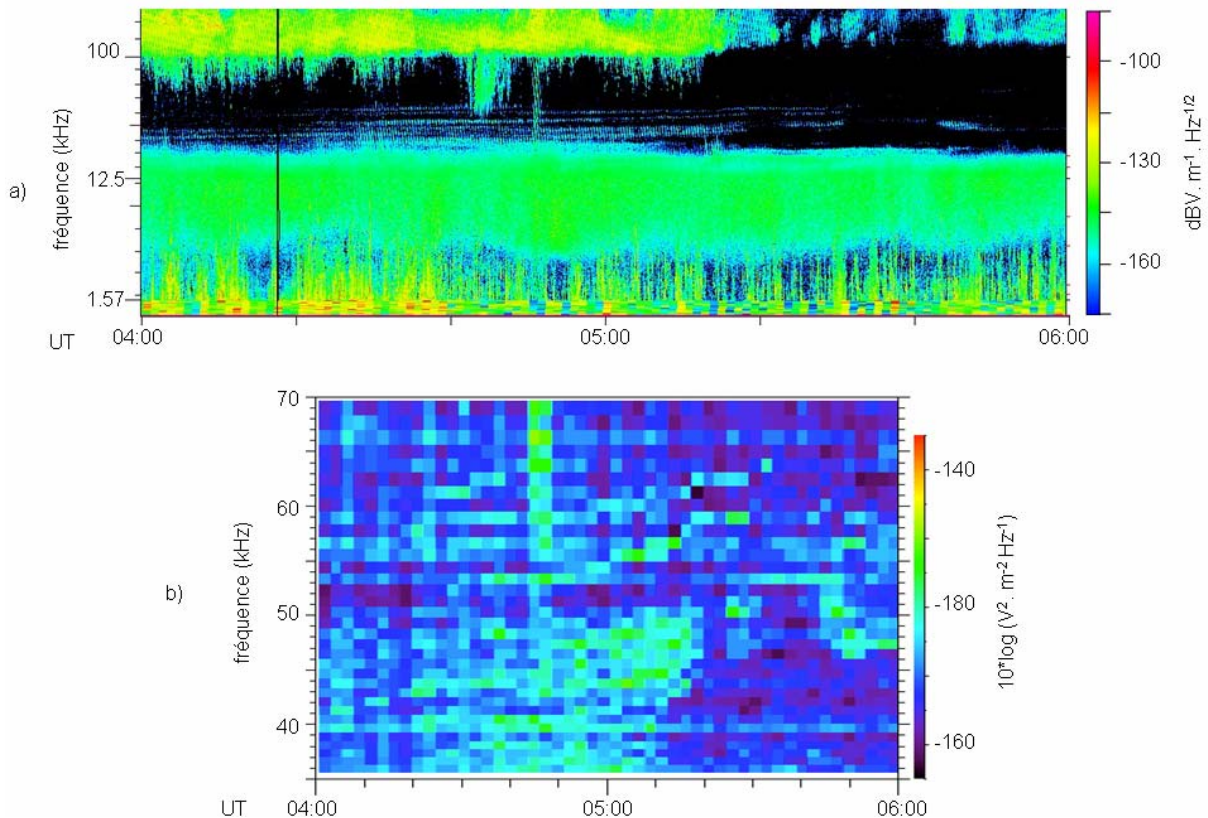


figure 3.3 données du satellite Geotail (a) et du satellite IMAGE (b).

L'événement observé sur les données du satellite Geotail et sur les données des satellites Cluster est donc le même. Du fait de la résolution limitée de l'instrument, les détails ne sont

pas visibles sur les données du satellite IMAGE (figure b). Cependant, la position du satellite permet de supposer que l'événement observé est le même que celui visible sur les données des quatre satellites Cluster.

Le même événement est donc observé par six satellites situés à des endroits différents de la magnétosphère. Les bandes observées sur les données des satellites Cluster et sur les données du satellite Geotail sont identiques, ce qui permet de supposer qu'elles proviennent de la même région. Nous allons à présent rechercher la source de l'émission observée à 54 kHz et à 05:00 TU (repéré par les rectangles en pointillé blanc sur la figure 3.1).

2. Localisation de la source à $t = 05:00$ TU et $f = 54$ kHz

La figure 3.4 présente les valeurs mesurées de l'intensité du champ électrique pour chaque fréquence comprise entre 50 kHz et 60 kHz à 05:00 TU. Les données des quatre satellites sont représentées. Un pic d'intensité du champ électrique est visible entre 53 kHz et 55 kHz sur les données des quatre satellites. On visualise ici la largeur spectrale de la bande étudiée. Les quatre pics d'intensité du champ électrique obtenus ont des formes similaires. Les quatre satellites observent donc une onde provenant de la même source, il est donc possible d'utiliser les mesures des quatre satellites pour déterminer la position de la source. C'est ce que nous allons faire maintenant à partir de deux méthodes : la triangulation puis le tracé de rayon. La droite en pointillé sur la figure 3.4 donne la fréquence choisie pour l'étude de la position de la source.

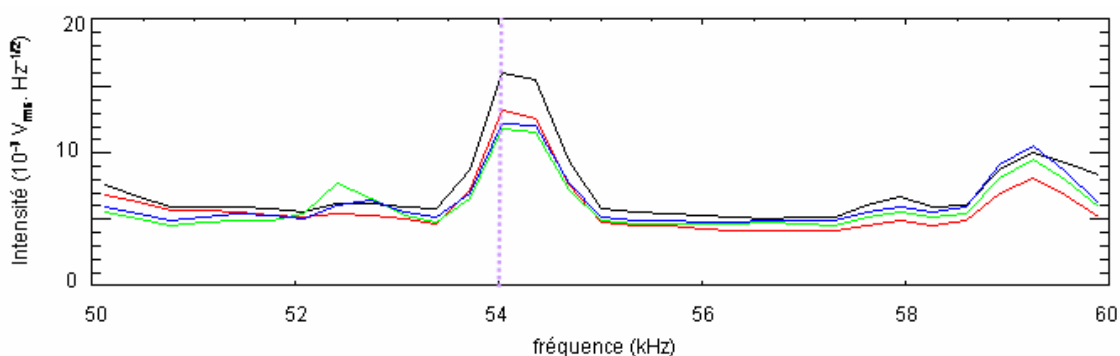


figure 3.4 valeurs mesurées de l'intensité du champ électrique pour chaque fréquence comprise entre 50 kHz et 60 kHz à 05:00 TU. La droite en pointillé donne la fréquence choisie pour l'étude de la position de la source.

2. 1 Etude de la direction de propagation de l'onde : utilisation de la triangulation

A 05:00 TU, les quatre satellites Cluster se trouvent à l'intérieur du même faisceau d'ondes. Il est alors possible de déterminer la position de la source responsable de cette émission en utilisant la triangulation (voir partie I. B. III). Le résultat obtenu est présenté sur la figure 3.5.

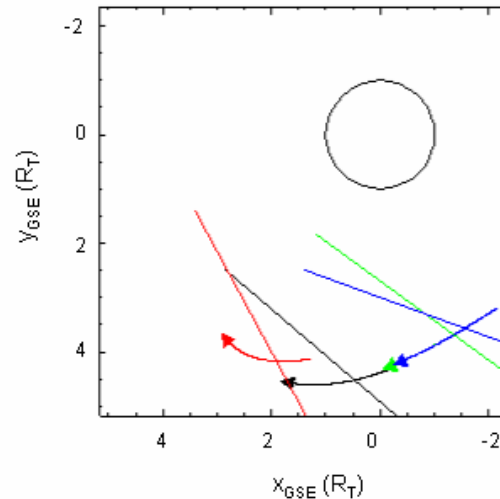


figure 3.5 triangulation dans le plan (x_{GSE}, y_{GSE}) . Les droites de directivité obtenues pointent vers la magnétopause.

Les quatre droites de directivité ne se coupent pas en un même point, on ne détermine donc pas la position de la source en utilisant cette méthode. Les droites de directivité pointent cependant toutes en direction de la magnétopause. A partir d'une étude statistique s'intéressant à la distribution spatiale de l'intensité du champ électrique faite sur la base d'une analyse des données de Imp6, Gurnett (1975) montre que les sources du Continuum sont principalement situées entre $4 R_T$ et $8 R_T$. Cette étude statistique, complétée d'une étude de directivité faite sur plusieurs événements montre également que le Continuum peut être généré à la magnétopause. Ce résultat est confirmé par Jones et al. (1987). Deux hypothèses peuvent alors être envisagées :

- La source est située à la plasmopause, les satellites observent la radiation après un ou plusieurs rebonds.
- La source est située à la magnétopause et illumine directement les satellites.

L'utilisation de la triangulation ne permet pas de trancher. Nous allons à présent utiliser une autre méthode, le tracé de rayon, pour déterminer la position de la source.

2.2 Localisation de la source : utilisation du tracé de rayon

2.2 a Principe

Le principe du tracé de rayon est présenté dans la partie I. B. III. Pour démarrer le tracé du rayon, il est nécessaire de connaître la direction de propagation de l'onde dans l'espace à l'instant à laquelle elle est observée.

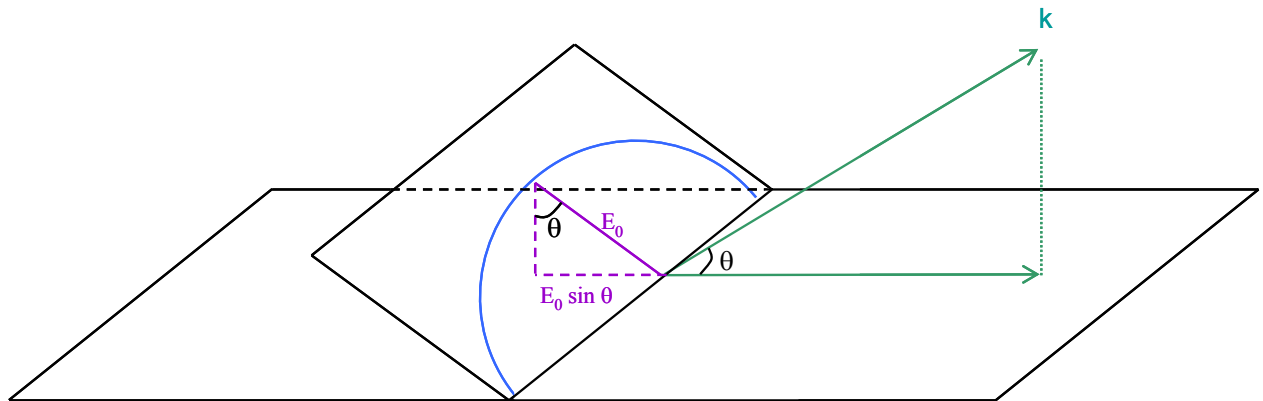


figure 3.6 schéma représentant un vecteur d'onde faisant un angle θ avec le plan de spin et le plan d'onde. La polarisation de l'onde est circulaire. Dans ce cas, la polarisation dans le plan de spin est une ellipse de demi grand axe E_0 et de demi petit axe $E_0 \sin \theta$.

Supposons une onde provenant d'une source ponctuelle et immobile, ayant un vecteur d'onde \vec{k} faisant un angle θ avec le plan de spin, et un champ électrique d'amplitude E_0 . Ce champ électrique a une polarisation circulaire et son extrémité parcourt un cercle de rayon E_0 . La projection de ce champ électrique dans le plan de spin \vec{E}_{xy} a une polarisation elliptique. L'extrémité de \vec{E}_{xy} parcourt une ellipse de demi grand axe E_0 et de demi petit axe $E_0 \sin \theta$ (figure 3.6). Plus θ est proche de 90° , moins le plan d'onde est incliné par rapport au plan de spin et plus la polarisation dans le plan de spin est proche d'une polarisation circulaire. Plus θ est proche de 0° , plus le plan d'onde est incliné par rapport au plan de spin et plus la polarisation dans le plan de spin est proche d'une polarisation linéaire. Dans le premier cas, la modulation tend vers 0 %, dans le deuxième cas, elle tend vers 100 % (voir partie I. B. III). Il y a donc un lien entre la valeur de la modulation et la valeur de θ . A partir du calcul présenté en annexe 4, on peut, dans le cas particulier d'une source immobile et ponctuelle, relier la

valeur de α à celle de θ . Connaissant la valeur de α_k (angle entre la projection du vecteur k dans le plan de spin et l'axe x_{GSE}) et celle de θ , il est possible de tracer la trajectoire du rayon.

2.2 b Application au cas du 16 juillet 2005

La figure 3.4 montre que la bande observée autour de 54 kHz à 05:00 TU a une largeur à mi hauteur inférieure à 1 kHz, ce qui permet de supposer que la source est ponctuelle (Etcheto et al., 1982).

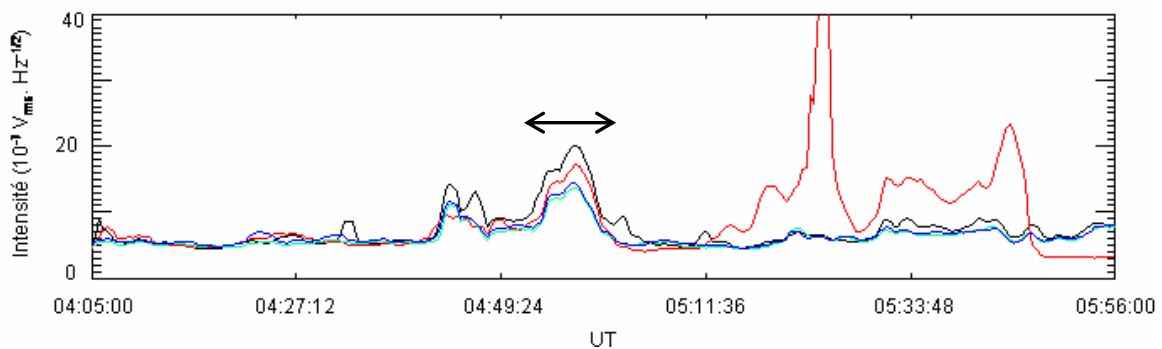


figure 3.7 variations de l'intensité du champ électrique en fonction du temps pour $f = 54$ kHz. L'émission à la fréquence étudiée (repérée par la double flèche) est observée pendant environ 5 minutes à forte intensité ($> 10^{-6} V_{rms} \cdot Hz^{-1/2}$).

La figure 3.7 présente les variations de l'intensité du champ électrique en fonction du temps pour $f = 54$ kHz. Cette figure montre que la fréquence choisie est observée durant environ 5 minutes avec une intensité supérieure à $5 \times 10^{-5} V_{rms} \cdot Hz^{-1/2}$. On suppose donc que la source est immobile pendant cet intervalle de temps.

Le tracé de rayon obtenu à partir des données de Geotail et des quatre satellites Cluster est présenté sur la figure 3.8 a. Le cercle représenté au centre représente la Terre. Le cercle situé au-delà de la Terre est à $4 R_T$. Les rayons sont tracés depuis le satellite en direction de la source. Le rayon est représenté en bleu lorsque z est positif et en rouge lorsque z est négatif.

Une zone dans laquelle les différents rayons sont proches est obtenue autour de $4 R_T$ côté aube (en vert sur la figure). La source de l'émission observée à 05:00 TU et à 54 kHz est donc probablement localisée dans cette région. Dans ce cas, Geotail intercepte un rayon qui s'est propagé directement depuis la source jusqu'au satellite, alors que les quatre satellites Cluster et le satellite IMAGE interceptent des rayons ayant été réfléchis à la magnétopause. Un scénario possible est présenté sur la figure 3.8 b. On peut voir sur cette figure qu'il est

nécessaire que l'angle d'émission soit important pour que la source puisse éclairer les six satellites.

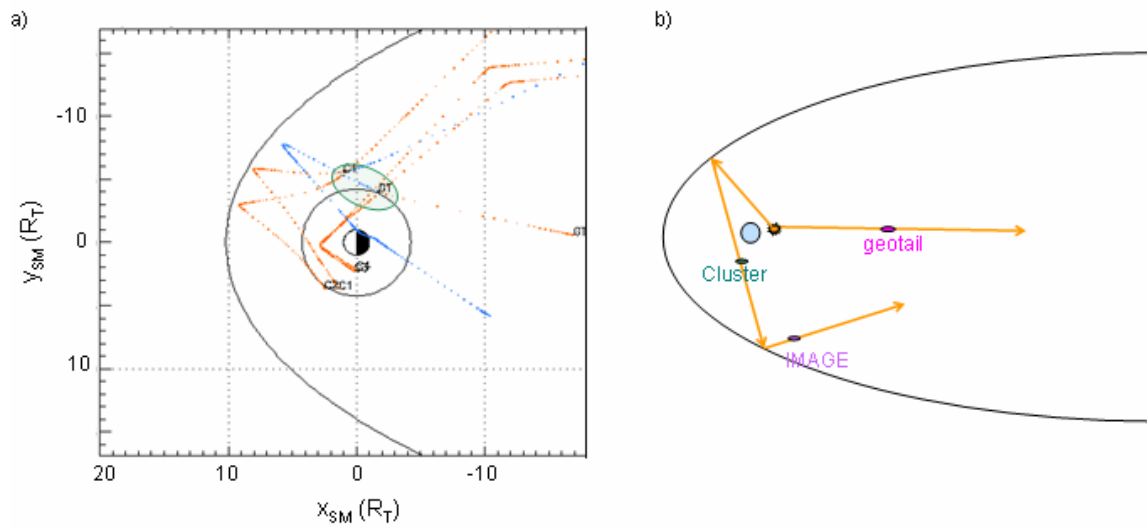


figure 3.8 a) résultat obtenu à partir du tracé de rayon. b) schéma représentant la position de la source et des six satellites. On voit bien ici l'ouverture du faisceau d'ondes.

3. Conclusion

Comme on l'a vu ici, la triangulation ne permet pas toujours de déterminer la position de la source. Dans le cas du 16 juillet 2005, le satellite observe une onde qui a rebondi à la magnétopause avant de parvenir au point d'observation. L'utilisation de la triangulation ne permet alors que de déterminer la position du point de rebond, sans permettre de savoir s'il s'agit bien d'un point de rebond ou d'une source située à la magnétopause. Le tracé de rayon permet de tenir compte de la position des gradients de densité. Il permet donc d'obtenir la trajectoire complète du rayon. Il faut cependant remarquer que l'utilisation du tracé de rayon nécessite l'existence d'une source ponctuelle et immobile. Il faut également remarquer que les trajets obtenus dépendent des modèles choisis. Les régions frontières (magnétopause et plasmopause) sont des régions dont la surface et la position évoluent beaucoup. Ces régions sont alors difficiles à modéliser.

IV. Conclusion

Nous avons présenté ici, à partir de l'étude de plusieurs événements, trois méthodes d'analyse utilisant conjointement les données des quatre satellites Cluster :

1. L'étude spatiale et temporelle du faisceau d'ondes. Cette méthode nous renseigne sur la stabilité de l'émission, la durée de vie de la source et l'extension spatiale du faisceau d'ondes. Dans certains cas particuliers, elle permet également de poser des hypothèses quant à la forme de la surface sur laquelle se trouve la source.
2. La localisation de la source à partir de la triangulation. Cette méthode est une adaptation à quatre satellites de l'étude de directivité utilisée auparavant. Cette méthode nous permet de déterminer la position de la source dans le plan (x_{GSE} , y_{GSE}) à un instant donné. Elle nous permet notamment l'étude simultanée d'événements visibles dans deux hémisphères différents.
3. La localisation de la source à partir du tracé de rayon. Cette méthode permet de déterminer la position de la source lorsque la propagation est indirecte.

L'utilisation de quatre satellites nous permet alors de déterminer la position de la source et nous apporte des informations sur les caractéristiques de la source (stabilité, durée de vie) et du faisceau d'ondes (taille).

B. Etude de la propagation du Continuum :

étude statistique

Du fait de leur orbite particulière et de la bonne résolution de leurs instruments, les satellites Cluster vont apporter de nouveaux éléments à l'étude de la propagation du Continuum. Nous allons donc étudier ici la propagation à partir de la signature spectrale de l'onde et de la répartition des événements le long de l'orbite des satellites. L'utilisation des données d'une année complète permet aux orbites des satellites Cluster de parcourir toutes les heures MLT. Ceci va nous permettre d'étudier le Continuum et sa signature spectrale dans toutes les régions de la magnétosphère, c'est-à-dire à proximité immédiate des sources et à différents stades de la propagation. Nous allons tout d'abord présenter quelques préliminaires afin de poser les bases nécessaires à l'étude de la propagation à partir des données des satellites Cluster, puis nous regarderons la répartition du Continuum dans la magnétosphère et l'évolution de sa signature spectrale au cours de la propagation en utilisant les données de l'année 2003.

I. Préliminaires

1. Classement des signatures spectrales en différentes catégories

Différentes signatures apparaissent sur les spectrogrammes temps / fréquence lorsque les satellites traversent une région éclairée par une ou plusieurs sources, chacune d'entre elles émettant à une fréquence donnée. Ces différentes signatures ont été classées suivant leur extension en temps et en fréquence en plusieurs catégories définies ci-dessous. Ce classement en catégorie va nous permettre par la suite de définir précisément ce qu'est un événement et d'étudier l'évolution de la signature spectrale au cours de la propagation.

1.1 Catégorie 1 : le piégé diffus

Le piégé diffus est observé sur des échelles de temps de l'ordre de plusieurs heures, il s'agit donc d'un phénomène très étendu le long de l'orbite du satellite. Il apparaît sur les

spectrogrammes sous une forme continue et bornée en fréquence. Ce type de Continuum a déjà été observé au cours des missions précédentes. Il correspond à la classe de Continuum dite piégé (ou « trapped ») dans les différents articles publiés sur le sujet (voir Gurnett, 1974, Kurth et al., 1981, 1981, Gurnett et Shaw, 1973, ...). Afin de tenir compte des observations de Kurth et al. (1981) qui ont montré que le Continuum piégé dans la magnétosphère pouvait aussi apparaître sous forme de bandes, et de la signature spectrale continue en fréquence du phénomène, le terme « diffus » a été ajouté à celui de « piégé » utilisé jusqu'ici.

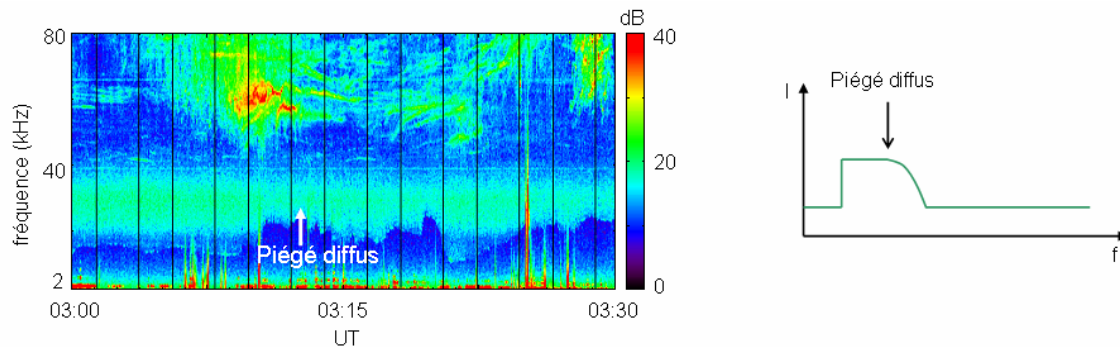


figure 1.1 spectrogramme donnant la signature spectrale caractéristique du piégé diffus (29 mars 2001). Le piégé diffus est observé sur les spectrogrammes sur des échelles de temps de plusieurs heures. Le phénomène est donc étendu dans l'espace. Le schéma de droite montre un spectre typique du piégé diffus.

Le Continuum entrant dans cette catégorie est réfléchi dans la magnétogaine (Gurnett et Shaw, 1973). Sur le spectrogramme de la figure 1.1, le piégé diffus est visible entre la fréquence plasma locale (coupure basse bien visible entre 15 et 30 kHz) et environ 40 kHz. On interprète ses caractéristiques spectrales de la manière suivante : le satellite se trouve à l'intersection de plusieurs faisceaux d'ondes provenant de sources différentes. Le phénomène observé est alors composé de plusieurs fréquences (signature schématisée à droite sur la figure 1.1). Il est continu en fréquence entre la coupure basse donnant la f_{pe} locale, et la coupure haute donnant la limite en fréquence à partir de laquelle le Continuum s'échappe de la magnétosphère. Du fait de l'épaisseur de la magnétogaine, qui arrête les différentes fréquences à des distances de la Terre différentes (voir partie I. A. II), cette dernière est généralement moins franche que la coupure basse.

1. 2 Catégorie 2 : les bandes

Comme le piégé diffus, les bandes sont observées sur des échelles de temps de l'ordre de plusieurs heures, mais elles sont observées avec des largeurs en fréquence de l'ordre du kHz.

Dans ce cas, le phénomène observé est très étendu le long de l'orbite du satellite et un faisceau d'ondes émis par une source unique intercepte le satellite. Comme le montre le spectrogramme figure 1.2, les bandes peuvent être parallèles et évoluer ensemble malgré des intensités différentes. La partie droite de la figure 1.2 représente le schéma d'un spectre pris pour ce type de spectrogramme. Les bandes apparaissent sous forme de pics en fréquence séparés par du bruit. Ce type de Continuum a lui aussi déjà été observé au court des missions précédentes. Il correspond à la classe de Continuum non piégé (ou « escaping ») dans les différents articles (voir par exemple Kurth et al., 1981) et dans la partie I. A. de ce manuscrit. Exceptionnellement, des bandes, dites larges, avec des largeurs en fréquence d'environ 5 kHz, sont observées. Ces bandes sont classées dans la même catégorie que les bandes observées sur le spectrogramme de la figure 1.2. Un exemple de ce type de bandes a été présenté dans la partie II. A. I. Un autre exemple de ce type de bandes sera étudié dans la partie C.

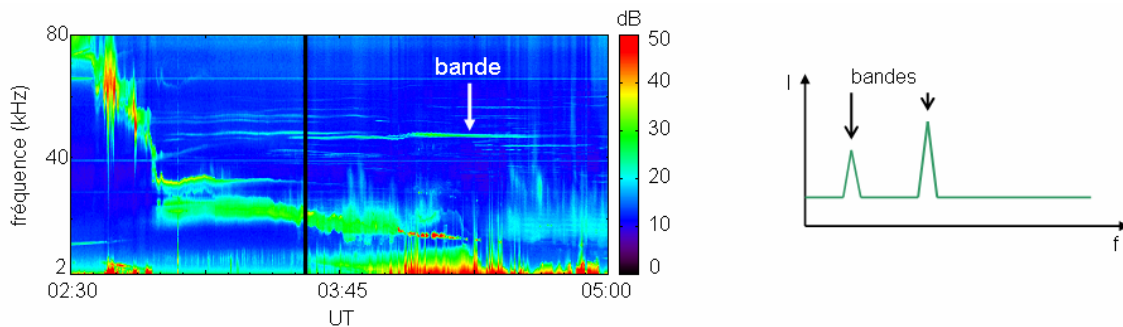


figure 1.2 spectrogramme donnant la signature spectrale caractéristique de la bande (8 novembre 2003). La figure de droite représente le schéma d'un spectre pris pour ce type de spectrogramme.

1. 3 Catégorie 3 : l'ellipsoïde

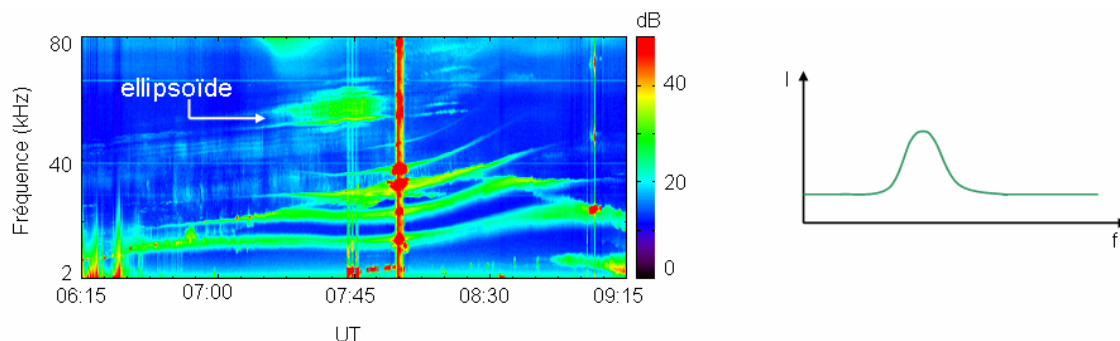


figure 1.3 spectrogramme donnant la signature spectrale caractéristique de l'ellipsoïde (3 novembre 2003). Schéma à droite : spectre typique de l'ellipsoïde.

L'ellipsoïde est observé sur des échelles de temps de l'ordre de quelques minutes (45 minutes sur le spectrogramme de la figure 1.3). Le phénomène est alors peu étendu le long de l'orbite du satellite. On peut voir sur le spectrogramme de la figure 1.3 que l'ellipsoïde est observé entre 50 et 70 kHz, donc sur une échelle de fréquence assez étendue. Typiquement, l'ellipsoïde est observé sur une échelle de fréquence d'au moins 10 kHz. Comme le piégé diffus, l'ellipsoïde est donc observé lorsque le satellite se trouve à l'intersection de plusieurs faisceaux d'ondes, mais, contrairement au piégé diffus, la coupure haute (signature schématisée sur le schéma à droite de la figure 1.3) évolue rapidement avec la position d'observation. Nous verrons plus loin que ces caractéristiques sont vraisemblablement inhérentes aux propriétés de l'environnement de la source et non pas dues à des réflexions dans la magnétogaine. Ce type de signature spectrale, bien visible sur les spectrogrammes des missions précédentes, n'a encore jamais été décrit de manière spécifique. Comme nous l'avons vu dans la partie II. A. I et comme nous le verrons encore par la suite, l'étude multi satellites nous permet de progresser significativement dans leur analyse.

1.4 Quatrième catégorie

Nous avons utilisé une quatrième et dernière catégorie pour classer le Continuum dont la signature spectrale ne rentre dans aucune des 3 catégories définies ci-dessus (figure 1.4). Ce type de signature spectrale apparaît en général lorsque des ondes provenant de plusieurs sources se rencontrent. Comme pour l'ellipsoïde et la bande, le Continuum entrant dans cette catégorie peut, en fonction de sa fréquence, être piégé ou non piégé. Le Continuum dynamique entrera dans cette catégorie.

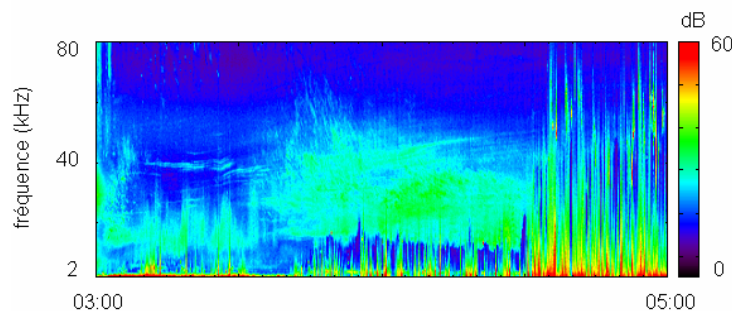


figure 1.4 spectrogramme donnant un exemple de signature spectrale de Continuum entrant dans la catégorie 4 (16 juin 2003). Schéma à droite : spectre typique de l'ellipsoïde.

1.5 Comparaison avec le classement précédent

On a défini ici quatre catégories de Continuum. Après la découverte du Continuum, deux classes de Continuum avaient été définies : le Continuum piégé et le Continuum non piégé (Gurnett et Shaw, 1973). La première catégorie (le piégé diffus) rentre de façon évidente dans la classe Continuum piégé. Il est par contre plus difficile de classer dans la classification de Gurnett et Shaw (1973) les trois autres catégories (bandes, ellipsoïde et quatrième catégorie). Dans les études précédentes, les bandes étaient considérées comme appartenant à la classe Continuum non piégé. Cependant, Kurth et al. (1981) ont montré que le Continuum piégé dans la magnétosphère pouvait également apparaître sous forme de bandes (voir partie I. A. II). Notre étude statistique montre que les bandes comme les ellipsoïdes sont observés à des fréquences qui peuvent être inférieures à la fréquence plasma de la magnétopause. Dans ce cas, la bande ou l'ellipsoïde serait piégé dans la magnétosphère. Il en est de même pour le Continuum classé dans la quatrième catégorie. L'aspect diffus de la signature spectrale du Continuum classé dans la première catégorie entraîne nécessairement que l'onde observée est piégée dans la magnétosphère, mais la réciproque n'est pas vraie.

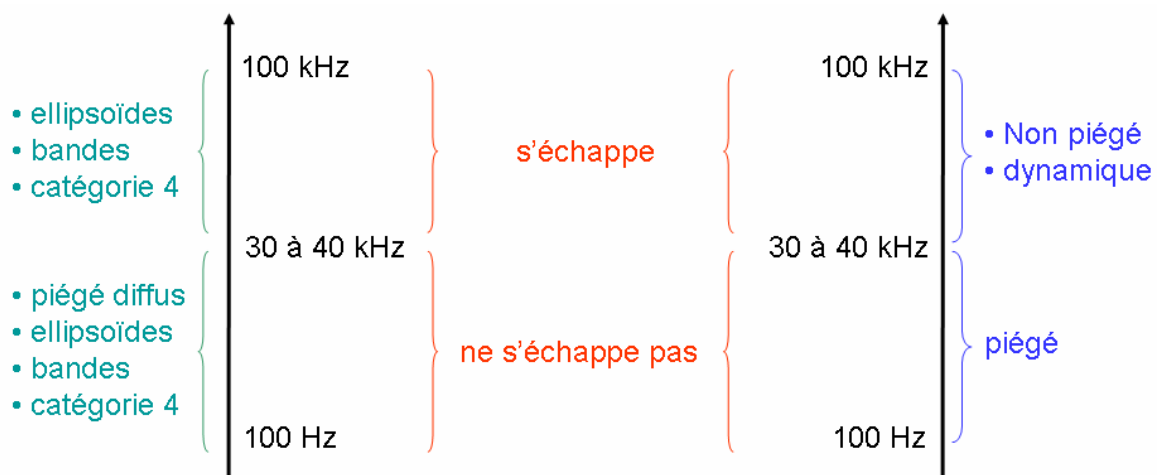


Figure 1.5 comparaison entre le classement de Gurnett (1975) à droite et le classement choisi ici à gauche.

2. Définition d'un événement

Chaque événement rencontré par le satellite apparaît sur le spectrogramme avec une signature particulière. Cette signature est caractérisée par l'extension temporelle du phénomène et les fréquences qui le composent, ce qui permet de ranger l'événement dans une catégorie.

Plusieurs événements peuvent être observés en même temps. Sur le spectrogramme de la figure 1.6 par exemple, on observe la signature spectrale caractéristique du piégé diffus en dessous de 40 kHz, et celle des bandes entre 50 et 70 kHz. Il faut également remarquer que les événements d'une même catégorie peuvent être observés sur des durées très différentes, donc avoir des extensions spatiales très différentes, et sur des échelles de fréquences plus ou moins étendues.

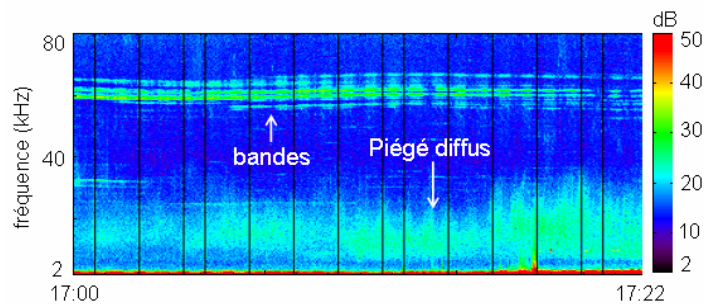


figure 1.6 exemple de spectrogramme sur lequel deux événements sont visibles en même temps (15 juin 2003).

3. Reconstruction de la répartition des événements dans la magnétosphère : introduction

3.1 Division de la magnétosphère en cellules

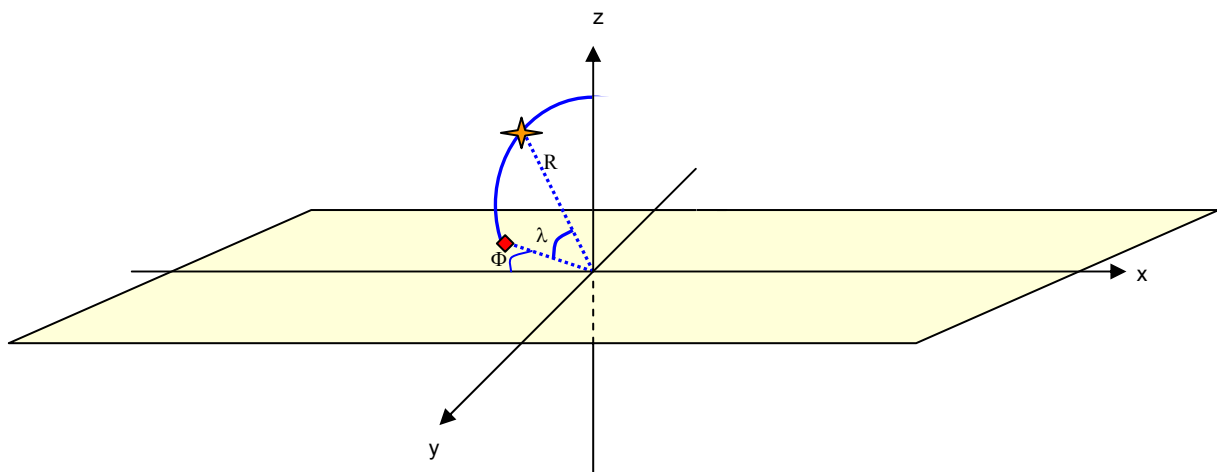


figure 1.7 principe de la projection utilisée présentée dans le cas du plan équatorial. L'événement (étoile orange) est observé à une position (R, ϕ, λ) . La projection de l'événement (losange rouge) dans le plan équatorial se trouve à une position (R, ϕ) . On incrémente de 1 le nombre d'événements observés dans la cellule contenant la position (R, ϕ) .

Des événements sont observés partout le long de l'orbite de Cluster. Le but de l'étude statistique présentée dans cette partie est de visualiser et de comprendre la répartition des événements dans la magnétosphère et dans le vent solaire. Pour étudier cette répartition, on a besoin de déterminer et de comparer la quantité d'événements observés aux différents points de l'orbite. Pour cela, on se place dans 3 plans de représentation différents, le plan équatorial, le plan midi / minuit et le plan latitude magnétique / longitude magnétique (repère SM), et on divise ces plans en cellules. Par la suite, on « comptera » le nombre d'événements observés dans chaque cellule. La taille des cellules est :

- $dR = 0.2 R_T$, $d\Phi = 30$ min pour le plan équatorial
- $dR = 0.2 R_T$, $d\lambda = 5^\circ$ pour le plan midi / minuit
- $d\lambda = 5^\circ$, $d\Phi = 30$ min pour le plan latitude magnétique / longitude magnétique

Les événements sont ensuite pris les uns après les autres et projetés dans le plan voulu. Le principe de la projection utilisée est présenté sur la figure 1.7 dans le cas du plan équatorial. L'événement (l'étoile orange) est observé par le satellite à une position (R, ϕ, λ) , où r est la distance géocentrique, ϕ est la longitude magnétique et λ est la latitude magnétique à laquelle il est observé. L'événement est projeté le long d'un cercle de rayon r (arc de cercle bleu) dans le plan équatorial. La position de l'événement projeté dans le plan équatorial est alors (R, ϕ) (losange rouge sur la figure 1.7). On regarde ensuite dans quelle cellule du plan équatorial se trouve cette projection et on incrémente de 1 le nombre d'événements observés dans la cellule concernée. Un événement peut être observé dans plusieurs cellules. Dans ce cas, on incrémente de 1 le nombre d'événements pour chacune d'entre elles. Une cellule du plan équatorial située entre R et $R+dR$ et ϕ et $\phi+d\phi$ va alors contenir les événements observés intégrés le long des demi cercles situés entre R et $R+dR$, ϕ et $\phi+d\phi$.

Dans le cas du plan midi / minuit, l'événement observé par le satellite à une position (R, ϕ, λ) , est projeté dans le plan midi / minuit le long d'un cercle de rayon $R \cos \lambda$. Une cellule du plan midi / minuit située entre R et $R+dR$ et λ et $\lambda+d\lambda$ contiendra tous les événements observés intégrés le long des demi cercles de rayons $r \cos \lambda$ situés entre R et $R+dR$, λ et $\lambda+d\lambda$.

Dans le cas du plan latitude magnétique / longitude magnétique, l'événement observé par le satellite à une position (R, ϕ, λ) , est projeté dans le plan latitude magnétique / longitude magnétique le long de la droite située à la position (ϕ, λ) . Une cellule du plan latitude magnétique / longitude magnétique contiendra tous les événements observés intégrés le long de droites situées dans l'intervalle de latitude et de longitude et à toutes les distances.

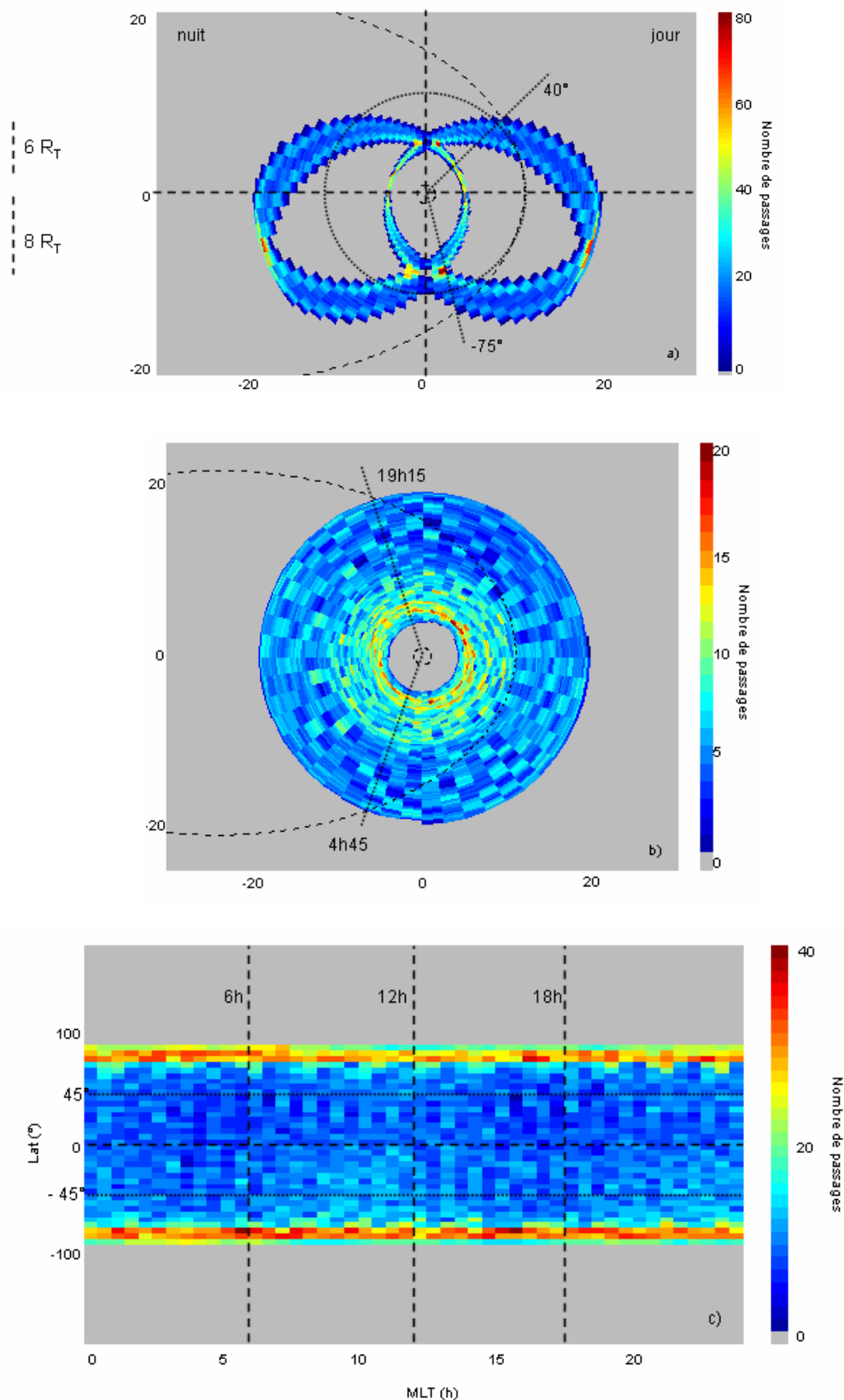


Figure 1.8 nombre de passages de C3 dans chaque cellule dans le midi / minuit (a), dans le plan équatorial (b) et dans le plan latitude magnétique / longitude magnétique (c). Le cercle en traits interrompus représente la Terre et la courbe en traits interrompus donne la position moyenne de la magnétopause.

L'utilisation des trois plans permet de reconstruire en 3D la répartition des événements dans la magnétosphère.

3.2 Traversée des cellules par le satellite et position des cellules par rapport à la magnétopause

La figure 1.8 donne le nombre de passages de C3 dans chaque cellule dans le plan midi / minuit (a), dans le plan équatorial (b) et dans le plan latitude magnétique / longitude magnétique (c) au cours de l'année 2003. Sur les figures a et b, le cercle en traits interrompus au centre de la figure représente la Terre et la courbe en traits interrompus donne la position moyenne de la magnétopause d'après le modèle de Fairfield (1971). Pour chacune des 3 figures, les cellules représentées en gris sont les cellules qui ne sont jamais traversées par le satellite. Pour les autres cellules, la couleur donne le nombre de passage du satellite dans la cellule suivant l'échelle de couleur présentée à droite de chaque figure. La figure a est la projection dans le plan midi / minuit faite suivant le principe décrit ci-dessus. On visualise ici la projection d'orbites qui sont polaires dans le repère GSE, dans le repère SM. Le périégée ($4 R_T$) est observé sur cette figure entre 10° et 15° de latitude magnétique et l'apogée ($19.6 R_T$) entre -10° et -15° de latitude magnétique. L'axe périégée / apogée est donc incliné de 10 à 15° par rapport à l'axe x_{SM} . Cette inclinaison correspond à celle de l'axe du dipôle par rapport à l'axe de rotation de la Terre, donc à l'inclinaison de l'axe x_{GSE} par rapport à l'axe x_{SM} . Du fait de l'inclinaison de l'orbite dans le repère SM et de la rotation de l'axe des pôles magnétique (axe z_{SM}) autour de l'axe des pôles géographiques (axe z_{GSE}), le nombre de cellules traversées par le satellite à une latitude magnétique donnée durant l'année 2003 est plus ou moins important. Le satellite passe donc à certaines latitudes magnétiques dans un nombre moins important de cellules et le nombre de passages est plus grand. Pour l'ensemble des cellules, le satellite traverse la cellule uniquement s'il se trouve côté jour ou côté nuit suivant la position de cette dernière. Pour les cellules situées à l'intersection des parties diurnes ou nocturnes, le satellite traverse la cellule qu'il se trouve du côté jour ou du côté nuit. Il y a donc plus de passage du satellite dans ces cellules particulières.

L'intersection des parties diurnes et nocturnes des orbites est vue au pôle nord (90°) à $6 R_T$ et au pôle sud (-90°) à $8 R_T$. On peut diviser de manière différente la figure a en deux parties qui se joignent aux pôles:

- Partie périégée : éléments d'orbite situés près de la Terre. La surface correspondante sur la figure a va de $4 R_T$ à $6 R_T$ au Nord et de $4.1 R_T$ à $8 R_T$ au Sud.
- Partie apogée : éléments d'orbite situés loin de la Terre. La surface correspondante sur la figure a va de $6 R_T$ à $18.9 R_T$ au Nord et de $8 R_T$ à $19.6 R_T$ au Sud.

Les cellules situées entre $4 R_T$ et $6 R_T$ sur la figure a correspondent alors à des cellules de la partie périégée et celles situées au-delà de $8 R_T$ sur la figure a correspondent à des cellules de la partie apogée.

La figure b est la projection dans le plan équatorial. On voit bien ici les limites de l'orbite de Cluster à $4 R_T$ (périégée) et $19.6 R_T$ (apogée). Toutes les cellules situées dans le plan équatorial entre $4 R_T$ et $19.6 R_T$ sont traversées par le satellite. Du fait de la rotation de l'axe du dipôle, les cellules situées près de la Terre sont traversées plus souvent que celles qui en sont éloignées.

La figure c est la projection dans le plan latitude magnétique / longitude magnétique. Cette figure montre que les hautes latitudes magnétiques sont davantage traversées par le satellite que les basses latitudes magnétiques. Ceci s'explique par le fait que toutes les orbites passent par des points situés à proximité des pôles, ce qui n'est pas le cas à des latitudes magnétiques plus basses. Une cellule de la figure c contient tous les événements observés dans l'intervalle de latitude et de longitude correspondant aux limites de la cellule, et entre $4 R_T$ et $19.6 R_T$. Si l'on compare avec la figure a, cette dernière contient donc des événements de la première et de la deuxième partie de l'orbite.

La magnétopause est responsable du fait que certains événements restent piégés à l'intérieur de la magnétosphère et d'autres peuvent s'échapper dans le vent solaire. Pour étudier la propagation et comparer le nombre d'événements présent dans les cellules, il est donc nécessaire de savoir si les événements observés dans une cellule donnée se trouvent à l'intérieur ou à l'extérieur de la magnétosphère.

Une cellule de la figure b contient tous les événements observés dans l'intervalle de distance et de longitude correspondants aux limites de la cellule et entre -90° et 90° de latitude magnétique. La position de la magnétopause donnée sur cette figure est tracée pour $\lambda = 0^\circ$, ou λ est la latitude magnétique. Le schéma de la figure 1.9 est fait dans le plan midi / minuit. Les cellules du plan équatorial se trouvent le long de la droite représentant l'équateur magnétique. Prenons, par exemple, la cellule située à l'intersection de l'équateur magnétique et du demi

cercle bleu sur la figure 1.9. Cette cellule est située à l'extérieur de la magnétosphère et contient tous les événements situés sur le demi cercle bleu. Celui-ci rencontre la magnétopause à une latitude magnétique λ_1 . Elle contient donc des événements situés à l'intérieur de la magnétosphère (événements situés à une latitude magnétique supérieure à λ_1) et à l'extérieur de la magnétosphère (événements situés à une latitude magnétique inférieure à λ_1). La cellule située à l'intersection du demi cercle vert est située plus loin de la Terre que celle située à l'intersection du demi cercle bleu. Cette cellule contient tous les événements situés sur le demi cercle vert. Celui-ci rencontre la magnétopause à une latitude magnétique $\lambda_2 > \lambda_1$. Plus la cellule est placée loin de la Terre, plus la magnétopause est donc rencontrée à une latitude magnétique importante. La proportion d'événements situés à l'extérieur de la magnétosphère contenus dans la cellule est alors plus importante.

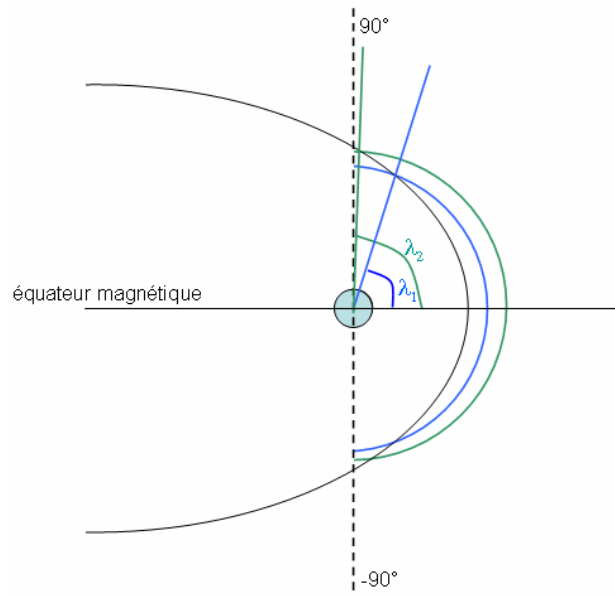


figure 1.9 schéma représentant la magnétopause dans le plan midi / minuit. L'intersection entre le demi cercle bleu d'une part et le demi cercle vert d'autre part et l'équateur magnétique donne la position de deux cellules différentes. Ces cellules contiennent tous les événements situés sur le demi cercle correspondant.

Les cellules situées à l'extérieur de la magnétosphère sur la projection équatoriale (figure b) contiennent des événements localisés à l'intérieur et à l'extérieur de la magnétosphère. On peut à présent se demander si une cellule située à l'intérieur de la magnétosphère sur la figure b ne contient que des événements rencontrés à l'intérieur de la magnétosphère, ou si elle contient des événements observés à l'intérieur et à l'extérieur de la magnétosphère. Sur la figure b, la magnétopause se trouve à une distance radiale de $19.6 R_T$ à environ 4h45 MLT

d'une part et à environ 19h15 MLT d'autre part. En première approximation on peut donc dire que tous les événements situés à des longitudes inférieures à 4h30 MLT, d'une part, et supérieures à 19h30 MLT, d'autre part, sont situés à l'intérieur de la magnétosphère. Ceci n'est vrai que si le satellite est effectivement à l'intérieur de la magnétosphère à des longitudes inférieures à 4h30 d'une part et supérieures à 19h30 MLT d'autre part. Comme on l'a vu, la magnétopause est représentée sur la figure b pour $\lambda = 0^\circ$. L'apogée est observé à $\lambda = -15^\circ$ (figure a). A -15° de latitude magnétique, la magnétopause se trouve à une distance radiale de $19.6 R_T$ à environ 4h57 MLT et 19h02 MLT. Les événements observés sont donc situés à l'intérieur de la magnétosphère s'ils se trouvent à des longitudes inférieures à 4h57 MLT, d'une part, et supérieures à 19h02 MLT, d'autre part. Les événements observés dans toutes les cellules situées à des longitudes inférieures à 4h30 MLT, d'une part, et supérieures à 19h30 MLT, d'autre part, sont donc bien localisés à l'intérieur de la magnétosphère.

Une cellule située côté jour sur la figure a contient tous les événements observés dans l'intervalle de distance et de latitude correspondant aux limites de la cellule, et entre 6h et 18h MLT. De même que dans le cas de la figure b, les cellules situées au-delà de la magnétopause peuvent contenir des événements observés à l'intérieur ou à l'extérieur de la magnétosphère. Par contre, les cellules situées à l'intérieur de la magnétosphère sur la projection midi / minuit contiennent uniquement des événements localisés à l'intérieur de la magnétosphère. La magnétopause est traversée par le satellite à des distances comprises entre $11.4 R_T$ et $11.9 R_T$ au Nord et entre $11.4 R_T$ et $12.7 R_T$ au Sud. Une cellule située à $R < 11.4 R_T$ contient alors des événements observés à l'intérieur de la magnétosphère. Le même raisonnement permet de montrer que les événements contenus dans une cellule située à $\lambda < -70^\circ$ ou à $\lambda > 40^\circ$ sont à l'intérieur de la magnétosphère. On a vu sur la figure a que les événements situés à des longitudes inférieures à 4h30 MLT ou supérieures à 19h30 MLT étaient à l'intérieur de la magnétosphère. En résumé :

- Si l'événement est observé à des distances inférieures à $11.4 R_T$, il est à l'intérieur de la magnétosphère.
- Si l'événement est observé à une distance supérieure à $11.4 R_T$, il est à l'intérieur de la magnétosphère s'il est observé à des longitudes inférieures à 4h30 MLT ou supérieures à 19h30 MLT.
- Si l'événement est observé à une distance supérieure à $11.4 R_T$ et à des longitudes comprises entre 4h30 MLT et 19h30 MLT, il est à l'intérieur de la magnétosphère s'il est observé à des latitudes magnétiques supérieures à 40° ou inférieures à -70° .

- Si l'événement est observé à une distance supérieure à $11.4 R_T$, à des longitudes comprises entre 4h30 MLT et 19h30 MLT et à des latitudes comprises entre -70° et 40° , il peut être à l'intérieur de la magnétosphère ou dans le vent solaire.

Il faut cependant remarquer que la magnétopause est une surface qui bouge, en particulier avec les variations de pression du vent solaire. La position de la magnétopause donnée sur ces figures est une position moyenne. Les valeurs de latitude, de longitude et de distance données ici sont donc des valeurs moyennes.

A partir de la division des trois plans choisis en cellules, il est à présent possible d'étudier la répartition des événements dans la magnétosphère. Nous regarderons tout d'abord la répartition de tous les événements dans les régions traversées par les satellites Cluster, puis nous étudierons la répartition des événements dans ces régions catégorie par catégorie.

II. Etude de la répartition des événements dans les régions traversées par les satellites Cluster

Afin d'étudier la propagation du Continuum, les spectrogrammes faits à partir des données de C3 sont tracés, puis analysés visuellement. 1024 événements ont ainsi été répertoriés sur les données de l'année 2003, dans les différentes régions de la magnétosphère traversées par les satellites et dans le vent solaire. Durant toute l'étude qui va suivre, seules les données de C3 seront utilisées.

Nous allons étudier ici la répartition des événements observés durant l'année 2003. Comme on l'a vu, le nombre de passages est différent d'une cellule à l'autre. Le nombre d'événements observés dans chaque cellule est alors normalisé par le nombre de passage du satellite dans la cellule.

1. Répartition des événements dans le plan midi / minuit

Des cellules vides sont visibles au pôle sud (figure 2.1). Comme on l'a vu sur la figure 1.8 a, ces cellules correspondent à des cellules qui ne sont pas traversées par le satellite. L'absence d'événement dans ces cellules n'est donc pas significative. De même le fait qu'aucun événement n'est visible entre la partie périégée et la partie apogée de l'orbite n'est pas significatif.

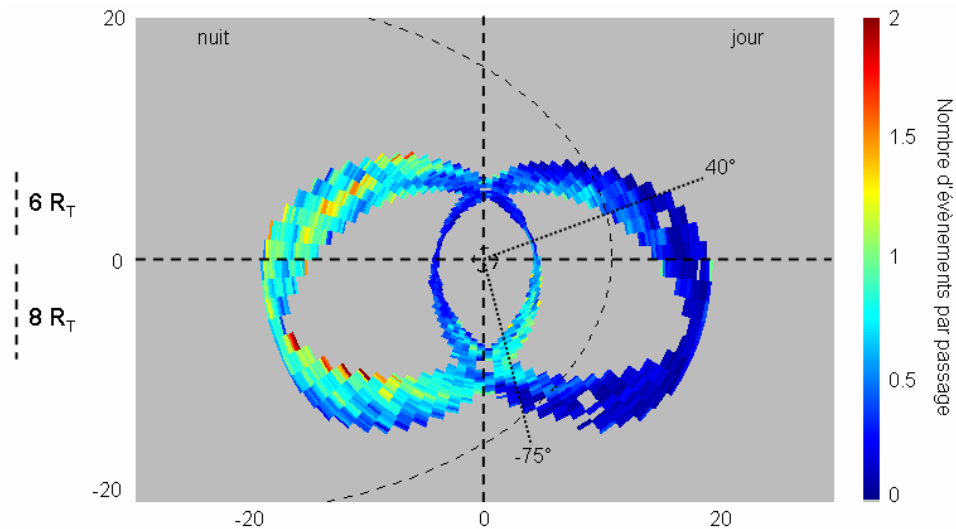


Figure 2.1 nombre d'événements par passage de C3 dans les cellules dans le plan midi /minuit. Le cercle en traits interrompus représente la Terre, la courbe en traits interrompus donne une position moyenne de la magnétopause (d'après Fairfield, 1971).

La plupart des événements positionnés sur cette projection se trouvent côté nuit. Le Continuum se propageant à une fréquence inférieure à la fréquence plasma de la magnétopause est piégé dans la magnétosphère. Il se réfléchit dans la magnétogaine lorsqu'il atteint le point de l'espace où la fréquence plasma est égale à la fréquence de propagation de l'onde. D'après Gurnett (1975), l'onde, en se réfléchissant, est renvoyée vers le côté nuit (figure 2.2). Elle peut alors s'échapper par l'arrière de la magnétosphère. On observe donc côté nuit, du Continuum pouvant provenir du côté jour ou du côté nuit. Le fait d'observer davantage d'événements côté nuit que côté jour est en accord avec la représentation de Gurnett (1975).

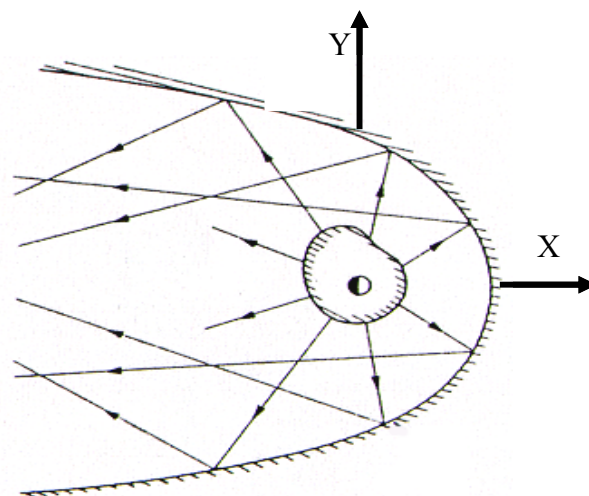


figure 2.2 schéma décrivant la trajectoire des rayons pour une onde piégée dans la magnétosphère (d'après Gurnett, 1975).

Beaucoup d'événements par cellules sont visibles dans l'hémisphère sud côté jour, dans la partie périégée de l'orbite. Davantage d'événements par cellules sont également visibles dans les cellules situées autour du pôle sud que dans celles situées autour du pôle nord.

On peut enfin remarquer sur cette figure que la quasi-totalité des cellules contiennent des événements. Des événements sont donc observés dans les deux parties de l'orbite, et à toutes les latitudes magnétiques traversées par le satellite. Ces événements se répartissent en longitude.

Afin de visualiser cette répartition en longitude nous allons à présent regarder la répartition des événements dans le plan équatorial.

2. Répartition des événements dans le plan équatorial

La répartition spatiale des événements dans le plan équatorial est présentée sur la figure 2.3. Comme sur la figure 2.1, le cercle en traits interrompus au centre de chaque figure représente la Terre, et la courbe en traits interrompus donne la position moyenne de la magnétopause tracée à partir du modèle de Fairfield (1971). Sur chaque figure, les cellules représentées en gris sont les cellules dans lesquelles aucun événement n'a été observé. Pour les autres cellules, la couleur donne le nombre d'événements rencontrés par passage du satellite dans la cellule suivant l'échelle présentée à droite de la figure.

Trois cercles en pointillé apparaissent sur la figure 2.3. Les deux cercles les plus proches de la Terre se trouvent à $6 R_T$ et à $8 R_T$. Ils donnent la distance à laquelle les pôles sont observés sur les figures 1.8 a et 2.1. Les événements vus à l'intérieur du premier cercle se trouvent donc dans la partie périégée de l'orbite. Les événements traversés entre le premier et le deuxième cercle peuvent se trouver dans la partie périégée ou dans la partie apogée de l'orbite. Le cercle le plus éloigné se trouve à $11.4 R_T$. Il donne la distance au dessous de laquelle un événement est observé dans la magnétosphère. Certains événements situés à des distances inférieures à $11.4 R_T$ apparaissent au-delà de la magnétopause. Comme on l'a vu, celle-ci est tracée pour une latitude magnétique $\lambda = 0^\circ$. Ces événements se trouvent bien à l'intérieur de la magnétosphère mais à des latitudes magnétiques supérieures à 40° ou inférieures à -70° . Les événements rencontrés entre le deuxième cercle et ce cercle situé à $11.4 R_T$ se trouvent dans la partie apogée de l'orbite.

On constate tout d'abord, sur la figure 2.3, qu'aucun événement n'est observé en dessous de $4 R_T$ ou au-dessus de $19.6 R_T$. Ces deux distances correspondent au périégée et à l'apogée de Cluster. L'absence d'événement en dessous de $4 R_T$ et au dessus de $19.6 R_T$ n'est donc pas significative. Comme on l'a vu sur la figure 1.8 b, toutes les cellules entre $4 R_T$ et $19.6 R_T$ sont traversées par le satellite. L'absence d'événement dans les autres cellules est donc significative.

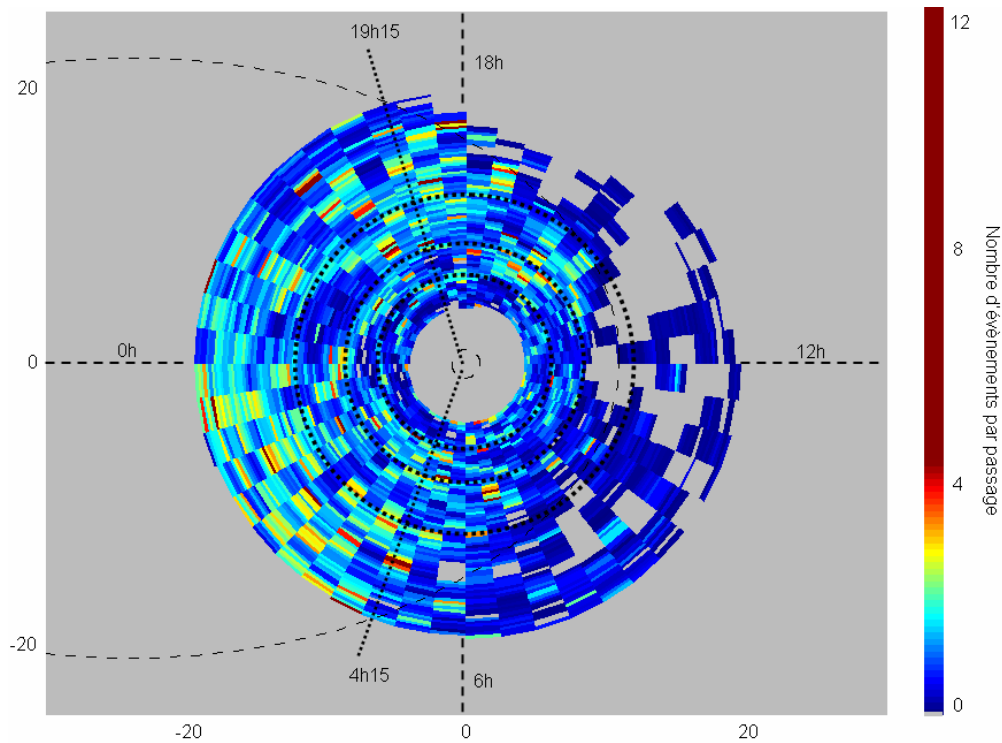


Figure 2.3 nombre d'événements par passage de C3 dans les cellules dans le plan équatorial. Le cercle en traits interrompus représente la Terre, la courbe en traits interrompus donne une position moyenne de la magnétopause (d'après Fairfield, 1971). Les cercles en pointillé sont à $6 R_T$, $8 R_T$ et $11.4 R_T$.

Comme on l'a vu sur la figure 2.1, les cellules contenant le plus grand nombre d'événements se trouvent côté nuit. En général, peu d'événements par cellules sont observés en dessous de $6 R_T$. Par contre, au dessus de $6 R_T$ le nombre d'événements par cellules devient plus important. Sur cette figure beaucoup de cellules vides (zéro événement) sont observées entre 6h MLT et 18 MLT. Ces cellules se trouvent essentiellement au dessus de $11.4 R_T$. Quelques cellules vides sont observées entre $8 R_T$ et $11.4 R_T$, entre 11h et 13h30 MLT. La plupart des cellules vides apparaissent donc dans la partie apogée de l'orbite, et au-delà de $11.4 R_T$. Leur nombre est particulièrement important entre 12h et 18h MLT.

Les événements vus dans une cellule peuvent se trouver à des latitudes magnétiques différentes. Afin de faire le lien entre les figures 2.1 et 2.3, il est nécessaire d'utiliser les projections dans le plan latitude magnétique / longitude magnétique. Les cercles en pointillé sur la figure 2.3 divisent la région de l'espace couverte par le satellite en quatre sous-régions situées à des distances différentes de la Terre. Une cellule de la figure 1.8 c contient des événements observés entre $4 R_T$ et $19.6 R_T$. c'est à dire des événements observés dans les deux parties de l'orbite définies sur la figure 1.8 b. Il est alors difficile d'identifier la sous-région, définie sur la figure 2.3, dans laquelle est observé tel ou tel événement. Afin de mieux visualiser la répartition des événements dans la magnétosphère, une projection dans le plan latitude magnétique / longitude magnétique est représentée par sous-région sur la figure 2.4. La figure 2.5 donne le nombre de passages du satellite dans chaque cellule et dans chaque sous-région. Sur chaque figure, les droites en pointillé donnent les limites en latitude magnétique de chaque sous-région dans l'hémisphère nord et dans l'hémisphère sud. Sur chacune de ces droites, la latitude magnétique et la distance correspondante sont indiquées. Du fait de l'inclinaison de l'axe du dipôle et de sa rotation autour de l'axe des pôles géographiques, les différentes sous-régions se chevauchent en latitude magnétique. Le tableau 2.1 permet de déterminer si la cellule considérée se trouve dans la partie périégée ou apogée de l'orbite et si elle se trouve à l'intérieur de la magnétosphère. Nous allons à présent regarder la répartition des événements dans le plan latitude magnétique / longitude magnétique sous-région par sous-région.

	Partie périégée	Partie apogée
Cellules à l'intérieur de la magnétosphère	<ul style="list-style-type: none"> • Figure a • Figure b au Nord 	<ul style="list-style-type: none"> • Figure c au Nord • Figure b au Sud • Figure d $\lambda < -70^\circ$ et $\lambda > 40^\circ$
Cellules à l'intérieur ou à l'extérieur de la magnétosphère	aucune	<ul style="list-style-type: none"> • Figure d $-70^\circ < \lambda < 40^\circ$

Tableau 2.1 position des cellules de chaque figure de la figure 2.4 dans les différentes parties de l'orbite et par rapport à la magnétopause.

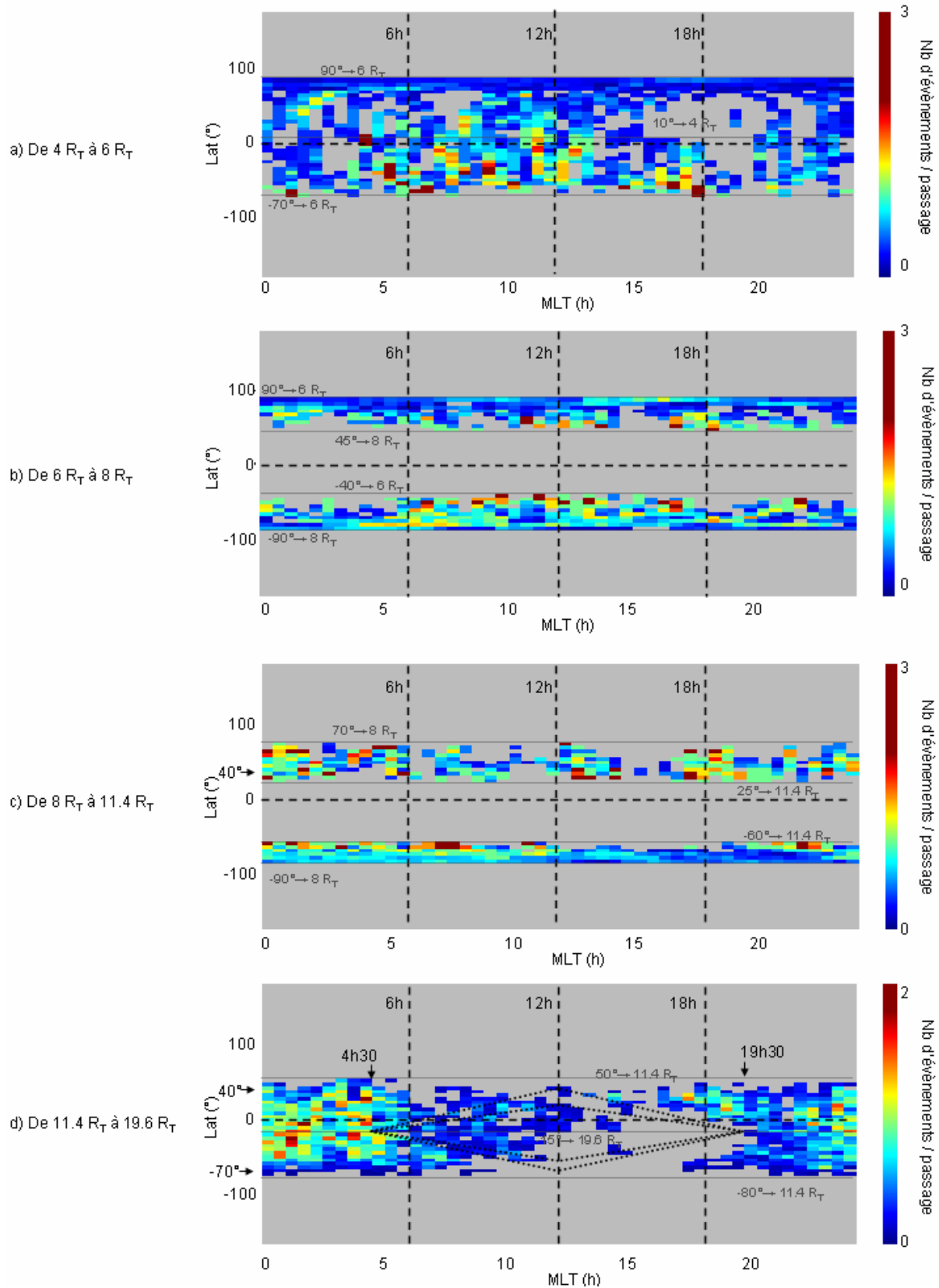


figure 2.4 nombre d'événements par passage de C3 dans les cellules du plan latitude magnétique / longitude magnétique dans les sous-régions définies sur la figure 2.3.

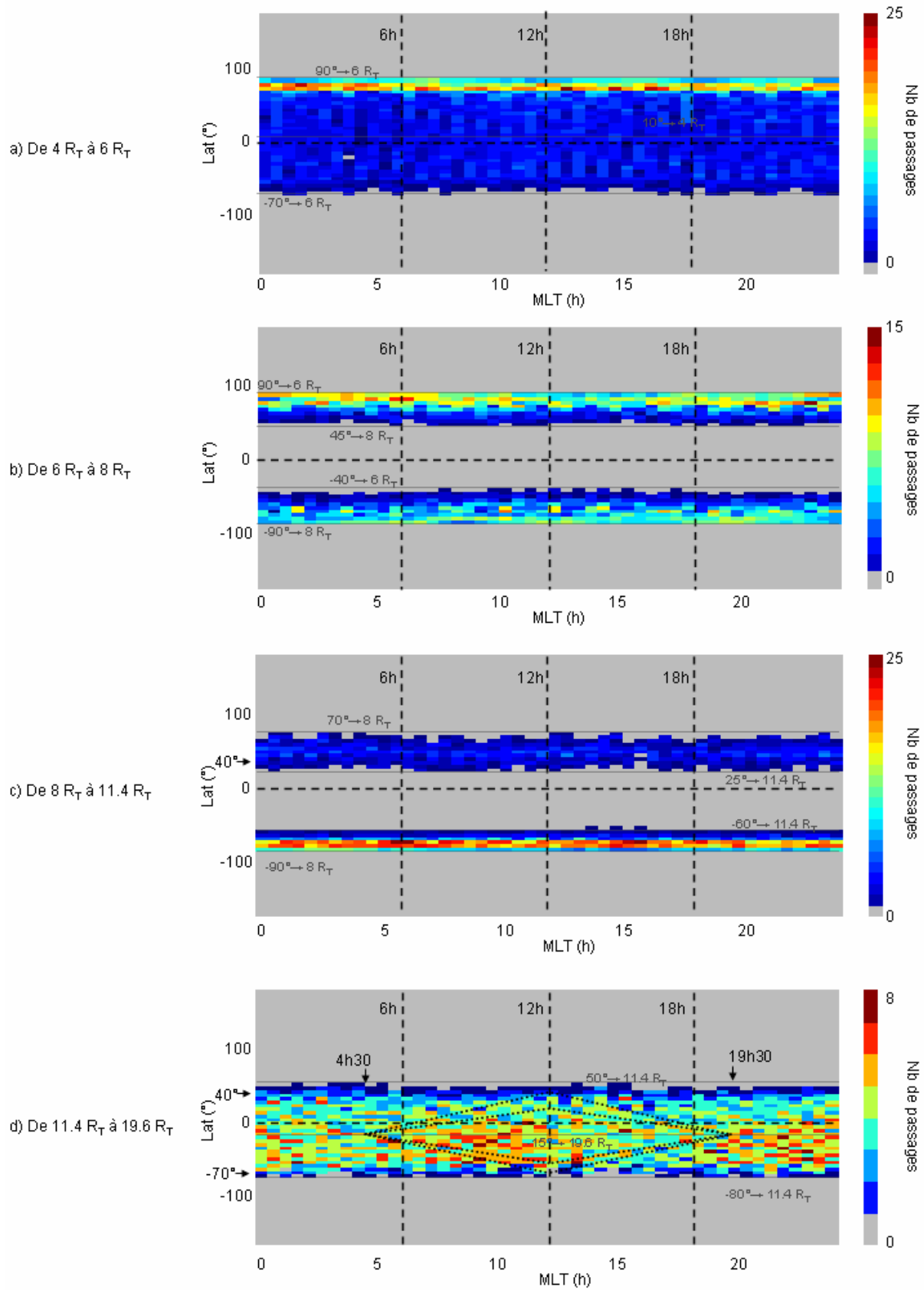


figure 2.5 nombre de passages de C3 dans les cellules du plan latitude magnétique / longitude magnétique dans les sous-régions définies sur la figure 2.3.

2.1 Entre 4 et 6 R_T (figure 2.4 a)

Dans cette sous-région, le satellite se trouve dans la partie périégée de l'orbite. Du fait de l'asymétrie celle-ci, le satellite orbite entre -70° de latitude magnétique au Sud et 90° de latitude magnétique au Nord. Il traverse donc la région dipolaire et va jusqu'au pôle nord. Le périégée est observé à environ 10° de latitude magnétique. Comme le montre la figure 2.1, dans la partie périégée de l'orbite, plus on monte en latitude magnétique, plus la distance géocentrique du satellite augmente. L'observation ou la non observation d'événement dans cette région dépend de la position du satellite par rapport à la plasmopause. Le Continuum est émis dans le gradient de densité de la plasmopause et se propage vers l'extérieur de la magnétosphère. Un satellite situé à l'intérieur de la plasmasphère ne peut donc pas observer d'événement.

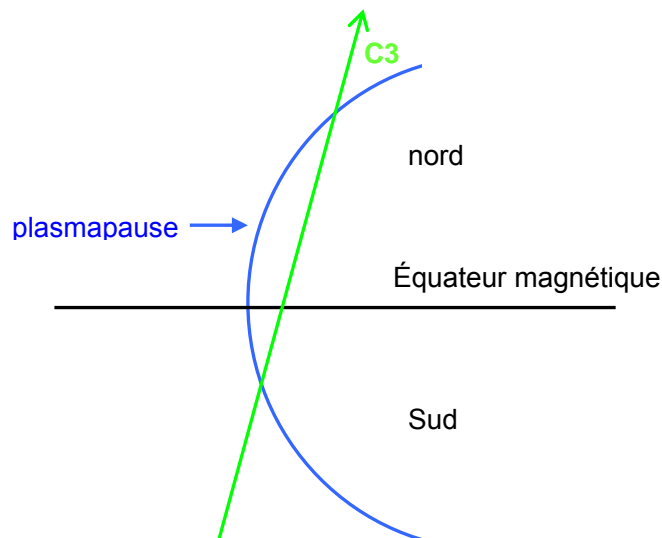


figure 2.6 schéma représentant la traversée de la plasmopause par le satellite. Du fait de l'inclinaison de l'orbite dans le repère SM, celui-ci rencontre la plasmopause à une latitude magnétique plus petite en valeur absolue dans l'hémisphère sud que dans l'hémisphère nord.

Davantage de cellules vides sont observées dans l'hémisphère nord que dans l'hémisphère sud. Comme on l'a vu sur les figures 1.8 a et 2.1, l'orbite du satellite est asymétrique. Pour des latitudes magnétiques égales en valeurs absolues, le satellite est plus proche de la Terre dans l'hémisphère nord que dans l'hémisphère sud. Le satellite rencontre donc la plasmopause à une latitude magnétique plus petite en valeur absolue dans l'hémisphère sud que dans l'hémisphère nord (figure 2.6). Le nombre de cellules situées dans la plasmasphère est alors plus important au Nord qu'au Sud. Beaucoup de cellules vides sont observées autour du

périgée et de l'équateur magnétique. En particulier, un grand trou, s'étendant de l'hémisphère sud à l'hémisphère nord, est visible autour de 18h MLT (figure 2.4 a). La plasmopause est une frontière située à des distances de la Terre différentes en fonction de la longitude (voir partie I. A. I). Elle se trouve au plus près de la Terre côté aube à $4 R_T$, en moyenne, dans le plan équatorial, et au plus loin de la Terre côté crépuscule entre 6 et $7 R_T$ dans le plan équatorial. On ne peut alors pas observer d'événements dans toutes les cellules de la figure 2.4 a. Du fait de l'existence du renflement de la plasmasphère côté soir, les premiers événements observés à 18h MLT sont observés à des latitudes magnétiques élevées en valeur absolue, alors que les premiers événements rencontrés à 6h MLT sont observés dès le périgée. La figure 2.7 est un schéma empirique donnant les régions du plan latitude magnétique / longitude magnétique dans lesquelles des événements peuvent être observés (en jaune). La position de la plasmopause est donc responsable de l'existence de cellules vides autour du périgée et de l'équateur magnétique. Le renflement de la plasmasphère côté crépuscule est, en particulier, responsable de l'existence du trou visible autour de 18h MLT.

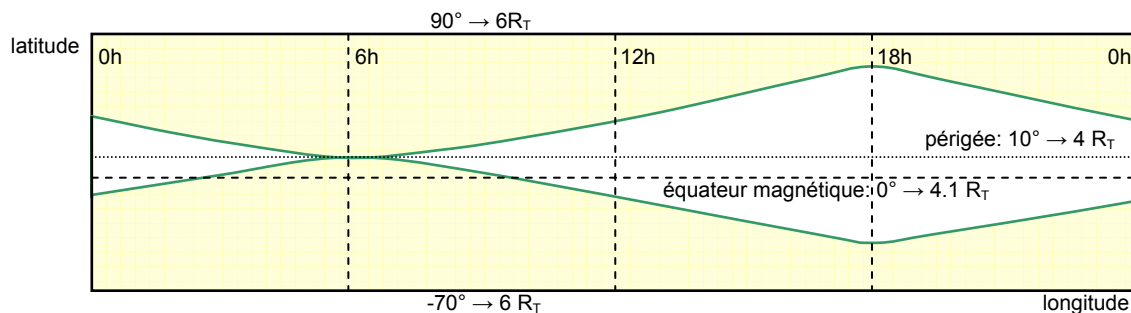


figure 2.7 schéma empirique représentant la répartition des événements dans le plan latitude magnétique / longitude magnétique (en jaune) entre $4 R_T$ et $6 R_T$ pour une plasmopause lisse et stable.

D'après le schéma de la figure 2.7, la seule partie de la figure 2.4 a où des événements peuvent être observés autour du périgée ou de l'équateur magnétique est située autour de 6h MLT. Plus on s'éloigne de cette longitude magnétique, plus la plasmopause s'éloigne de la Terre, donc plus le satellite quitte la plasmasphère à des latitudes magnétiques élevées. Sur la figure 2.4 a, on peut cependant constater l'existence d'événements dans les cellules à des longitudes différentes de 6h MLT. De nombreuses cellules contenant des événements sont en particulier visibles entre 7h et 13h30 MLT.

La plasmopause est une surface qui change avec l'intensité de l'activité magnétique. Plus l'activité magnétique est importante, moins la plasmasphère est étendue (Chappell et al., 1970). La plasmopause se trouve alors plus près de la Terre. Le satellite, peut dans ce cas,

observer des événements à basse latitude magnétique dans des régions « interdites » sur le schéma de la figure 2.7. Les cellules contenant des événements situés autour du périégée ou de l'équateur magnétique, et à des longitudes différentes de 6h MLT, sont donc la signature d'une activité magnétique d'autant plus intense que les cellules sont situées à des longitudes éloignées de 6h MLT. L'existence de nombreuses cellules contenant des événements entre 7h et 13h30 MLT doit être la signature d'une période d'activité magnétique prolongée.

Le périégée se trouve à des longitudes comprises entre 7h et 13h30 MLT entre début septembre (13h30 MLT) et début décembre (7h MLT). A cette période de l'année 2003, plusieurs orages magnétiques sont détectés :

- Fort orage le 16 septembre, orage les 24 et 25 septembre
- Fort orage les 14, 19, 29 et 30 octobre, orage le 24 octobre
- Orage les 4, 6 et 23 novembre, fort orage les 20 et 21 novembre

Durant ces trois mois, la plasmasphère subit régulièrement de fortes compressions. Elle est alors très déformée et la plasmopause se trouve en dessous de sa position moyenne. Entre début septembre et début décembre, le satellite traverse peu la plasmopause, ce qui lui permet d'observer régulièrement des événements dès $4 R_T$.

Les sources du Continuum sont situées à basses latitudes magnétiques, dans le gradient de densité de la plasmopause. Lorsque le satellite traverse l'équateur magnétique, il se trouve donc dans la région de génération du Continuum. A partir d'une étude de la valeur de l'intensité du champ électrique et d'une étude de directivité faite sur les données de Imp6 et de Imp8, Gurnett (1975) a montré que les sources étaient localisées entre 4h et 14h MLT. A partir d'une étude de directivité faite sur les données de ISEE1, Kurth et al. (1981) ont montré qu'elles étaient localisées entre 0h et 7h MLT. On peut voir ici que des événements apparaissent à basses latitudes magnétiques dès que la plasmasphère est suffisamment comprimée. Les sources du Continuum peuvent donc se trouver à n'importe quelle longitude. Le satellite pouvant se trouver à l'intérieur ou à l'extérieur de la plasmasphère lors des passages à basses latitudes magnétiques, il est difficile de savoir si certaines longitudes sont plus favorables que d'autres.

2.2 Entre $6 R_T$ et $8 R_T$ et entre $8 R_T$ et $11.4 R_T$ (figure 2.4 b et c)

Entre $6 R_T$ et $8 R_T$, le satellite se trouve dans la partie périégée de l'orbite au Sud et dans la partie apogée de l'orbite au Nord. Il orbite entre 90° et 45° de latitude magnétique au Nord. Il

traverse donc le cornet polaire, passe le pôle nord et orbite dans les lobes. Au Sud, le satellite orbite entre -40° et -90° de latitude magnétique. Il traverse donc les lobes et va jusqu'au pôle sud. Entre $8 R_T$ et $11.4 R_T$, le satellite se trouve dans la partie apogée de l'orbite. Il va de 70° à 25° de latitude magnétique au Nord et de -90° à -60° de latitude magnétique au Sud. Il traverse donc une partie des lobes dans l'hémisphère nord et dans l'hémisphère sud, et va jusque dans la queue dans l'hémisphère sud.

Des trous (zéro événement) sont observés entre $6 R_T$ et $8 R_T$, dans l'hémisphère sud (partie périégée de l'orbite) et entre 1h MLT et 5h30 MLT. Dans les deux cas, les trous sont observés entre -40° et environ -65° de latitude magnétique. Comme on l'a vu précédemment, l'observation ou la non observation d'événement dans cette partie de l'orbite dépend de la position du satellite par rapport à la plasmopause.

Il est communément admis que le Continuum est émis à l'équateur magnétique. On observe donc, autour des pôles magnétiques, du Continuum piégé. Des événements sont rencontrés à toutes les longitudes autour des pôles magnétiques (au dessus de -75° de latitude magnétique ou au dessous de -75° de latitude magnétique) sur la figure b pour le pôle nord et le pôle sud, et sur la figure d pour le pôle sud. La même remarque peut être faite pour le pôle nord sur la figure a. Comme le montre la figure 2.1, la partie de l'orbite considérée est comprise entre $5.3 R_T$ et $7 R_T$ au Nord et entre $6.8 R_T$ et $11.1 R_T$ au Sud. Les événements traversés autour du pôle magnétique (au dessus de 75° de latitude magnétique) sont donc des événements observés entre $5.3 R_T$ et $6 R_T$ sur la figure a, entre $6 R_T$ et $7 R_T$ au Nord et entre $6.8 R_T$ et $8 R_T$ au Sud sur la figure b et entre $8 R_T$ et $11.1 R_T$ au Sud sur la figure c. Les figures a, b et c montrent que :

- La répartition des événements en longitude est homogène autour du pôle nord entre $5.3 R_T$ et $6 R_T$.
- Les longitudes comprises entre 13h MLT et 18h30 MLT sont plus favorables à l'observation de Continuum au pôle nord entre $6 R_T$ et $7 R_T$.
- Les longitudes comprises entre 4h MLT et 8h MLT sont plus favorables à l'observation de Continuum au pôle sud entre $6.5 R_T$ et $8 R_T$.
- Les longitudes comprises entre 23h MLT et 15h MLT sont plus favorables à l'observation de Continuum au pôle sud entre $8 R_T$ et $11.1 R_T$.

La répartition du Continuum observée autour des pôles magnétique est donc différente en fonction de l'altitude. Le Continuum piégé observé aux différentes altitudes provient donc de régions différentes de la plasmopause.

Des trous sont visibles dans l'hémisphère nord entre $8 R_T$ et $11.4 R_T$. ils apparaissent surtout côté jour. Peu d'événements par cellules sont visibles entre 6h et 12h MLT. Cette partie de la magnétosphère n'est donc pas favorable à l'observation de Continuum. Entre $8 R_T$ et $11.4 R_T$, dans l'hémisphère nord (donc entre 25° et 70° de latitude magnétique), les longitudes les plus favorables à l'observation de Continuum se trouvent autour de 18h MLT et entre 22h et 4h30 MLT.

2.3 Entre $11.4 R_T$ et $19.6 R_T$ (figure 2.4 d)

Dans cette sous-région, le satellite se trouve dans la partie apogée de l'orbite. Du fait de l'asymétrie de celle-ci, le satellite orbite entre -80° de latitude magnétique au Sud et 50° de latitude magnétique au Nord. Il traverse donc les lobes, la queue, la gaine et orbite dans le vent solaire. L'apogée est observée à environ -15° de latitude magnétique. Comme le montre la figure 2.1, dans la partie apogée de l'orbite, plus la latitude magnétique diminue, plus la distance du satellite à la Terre augmente.

Les cellules situées entre 19h30 MLT et 4h30 MLT contiennent des événements situés à l'intérieur de la magnétosphère (voir partie II. B. I). De même, les cellules situées à des longitudes inférieures à 4h30 MLT, d'une part, et à des longitudes supérieures à 19h30 MLT, d'autre part, et au dessus de 40° de latitude magnétique ou au dessous de -70° de latitude magnétique, contiennent des événements vus à l'intérieur de la magnétosphère. Si on se place entre 4h30 MLT et 19h30 MLT, on peut remarquer que, plus la longitude est proche de 12h MLT, plus la distance entre l'apogée et la position de la magnétopause à une longitude donnée augmente, la distance maximale étant atteinte à 12h MLT. On peut en déduire que, entre 4h30 MLT et 19h30 MLT, plus la longitude est proche de 12h MLT, plus la magnétopause est traversée par le satellite à une latitude magnétique élevée.

A 4h30 MLT et à 19h30 MLT, la magnétopause est traversée à l'apogée à -15° de latitude magnétique. A 12h MLT, la magnétopause est traversé entre -70° et -55° de latitude magnétique au Sud et 20° et 40° de latitude magnétique au Nord (figure 2.1). Les deux losanges en pointillé noir sur la figure 2.4 d délimitent la région dans laquelle la magnétopause est traversée. Le petit losange passe à 12h MLT à -55° et à 20° de latitude magnétique. Le grand losange passe à 12h MLT -70° et à 40° de latitude magnétique. A 4h30 et à 19h30 MLT les deux losanges passent à -15° de latitude magnétique. Les cellules situées à l'intérieur du petit losange contiennent alors des événements observés à l'extérieur de la

magnétosphère, et les cellules situées à l'extérieur du grand losange contiennent des événements situés à l'intérieur de la magnétosphère.

Les événements observés à des latitudes magnétiques les plus basses à l'extérieur de la magnétosphère apparaissent entre 0° et 5° de latitude magnétique. Ces latitudes magnétiques sont traversées par le satellite à des distances comprises entre 16.3 et $17.8 R_T$. Supposons, en accord avec Gurnett (1975), que la source se trouve entre $4 R_T$ et $8 R_T$. Supposons également, comme il est communément admis, que la source se trouve à l'équateur magnétique. Soit R_1 , la distance géocentrique du point d'observation et λ sa latitude magnétique. Soit R_2 , la distance de la source au point d'observation et θ , l'angle entre le faisceau d'ondes et l'équateur magnétique (figure 2.8). On a alors :

$$AB = R_1 \lambda = R_2 \theta$$

Le faisceau d'ondes doit alors faire un angle θ compris entre 0° et 9.8° avec l'équateur magnétique pour être observé par le satellite. Les événements observés à des latitudes les plus hautes sont observés entre -35° et -40° de latitude magnétique. Le faisceau d'ondes doit faire un angle compris entre 45.3° et 68.8° avec l'équateur magnétique pour être observé par le satellite. Les faisceaux d'ondes de Continuum peuvent donc être émis avec des angles très différents par rapport à l'équateur magnétique et ces angles peuvent avoir des valeurs élevées.

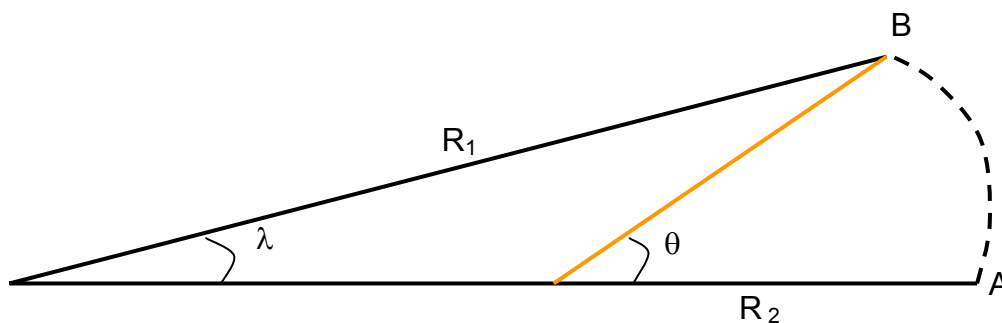


Figure 2.8 schéma donnant la position de la source et du faisceau d'ondes (en orange) pour une source, émettant un faisceau d'ondes observé à une distance R_1 et à une latitude λ . Le faisceau d'ondes fait alors un angle θ avec l'équateur magnétique et est observé à une distance R_2 de la source.

Les cellules dans lesquelles le plus grand nombre d'événements par passage est observé se trouvent à des longitudes comprises entre 22h MLT et 4h30 MLT, donc à l'intérieur de la magnétosphère. Peu d'événements sont en revanche observés à l'extérieur de la magnétosphère (à l'intérieur du petit losange sur la figure 2.4 d). Les événements observés à

l'extérieur de la magnétosphère correspondent à du Continuum qui se propage à une fréquence suffisamment élevée pour s'échapper de la magnétosphère, alors que les événements observés à l'intérieur de la magnétosphère correspondent aussi bien à du Continuum se propageant à une fréquence suffisamment élevée pour s'échapper de la magnétosphère qu'à du Continuum se propageant à une fréquence telle qu'il va être réfléchi à la surface de la magnétopause. On visualise donc ici le filtrage des basses fréquences de la magnétopause.

Comme on l'a vu, beaucoup d'événements par passage du satellite dans la cellule sont observés entre 22h MLT et 4h30 MLT. Ces longitudes sont donc favorables à l'observation de Continuum. Des événements sont observés dans les cellules situées à l'extérieur de la magnétosphère. Le nombre de cellules contenant des événements décroît quand la longitude augmente. Peu de cellules contenant des événements sont observés entre 12h MLT et 18h MLT. Les événements observés à l'extérieur de la magnétosphère correspondent à du Continuum qui s'est propagé directement depuis la source jusqu'au point d'observation. A partir d'une étude sur l'intensité du champ électrique et d'une étude de directivité, Gurnett (1975) et Kurth et al. (1981) ont montré que le Continuum était émis côté matin. L'observation de davantage d'événements entre 6h MLT et 12h MLT à l'extérieur de la magnétosphère, d'une part, et l'observation de davantage d'événements entre 22h MLT et 4h30 MLT à l'intérieur de la magnétosphère, d'autre part, confirment ce résultat. Ne connaissant pas l'angle d'émission du faisceau d'ondes par rapport au plan méridien magnétique, il est cependant difficile de savoir si les événements proviennent plutôt d'une longitude comprise entre 0h MLT et 7h MLT (Kurth et al., 1981) ou entre 4h MLT et 14h MLT (Gurnett, 1975)

2.4 Bilan et discussion

Du Continuum est observé dans les différentes régions de la magnétosphère (lobes, cornets polaires, queue, magnétogaine, région plasmasphérique) et dans le vent solaire. La répartition des événements n'est cependant pas homogène, certaines régions étant plus favorables que d'autres à leur observation. Ces différentes régions sont représentées en couleur sur la figure 2.9. où les zones représentées en blanc ne sont pas traversées par le satellite. La région représentée en bleu correspond à la partie de l'orbite du satellite située près de la plasmopause, donc près des sources du Continuum. De nombreux événements sont observés

dans cette région. Cependant, la plasmopause étant une surface qui bouge, il est difficile ici de se rendre compte de la quantité réelle d'événements existant. L'étude de la répartition des événements dans cette région a permis de montrer que les sources du Continuum pouvaient être localisées à toutes les longitudes.

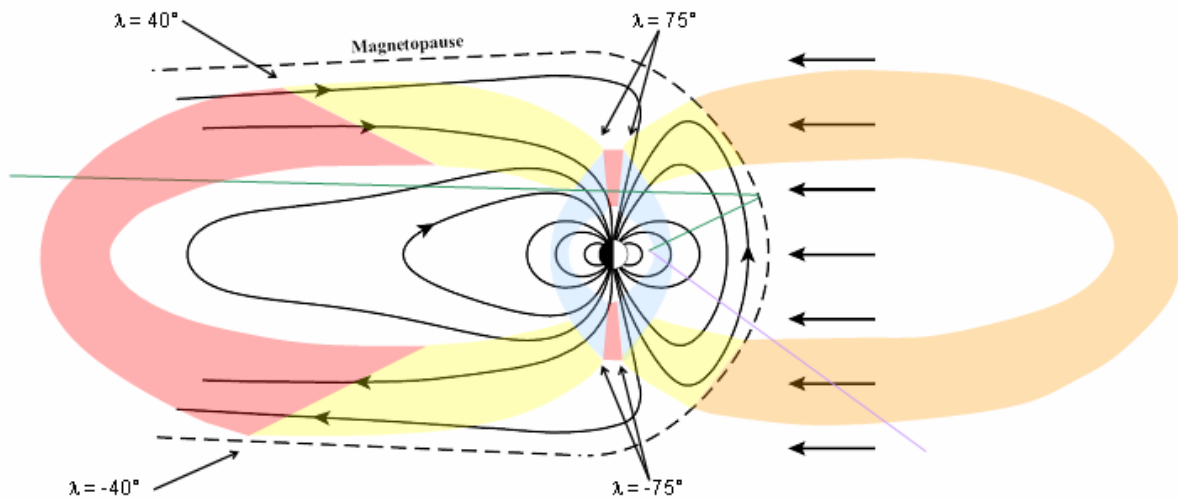


figure 2.9 régions favorables (en rouge) et défavorables (en jaune) à l'observation du Continuum. Les régions pour lesquelles la quantité réelle d'événements existant n'est pas quantifiable sont représentées en bleu, celles pour lesquelles le nombre d'événements observés est moins important du fait du filtrage des basses fréquences (vent solaire) sont représentées en orange.

Du fait du filtrage des basses fréquences par la magnétopause, peu d'événements par passage sont observés dans le vent solaire. Cette région est représentée en orange sur la figure 2.9. L'étude de la répartition des événements dans cette région a permis de confirmer que les sources du Continuum étaient préférentiellement localisées côté matin. La latitude magnétique maximale à laquelle les événements sont observés dans le vent solaire a permis de montrer que les faisceaux d'ondes de Continuum pouvaient être émis avec un angle proche de 70° par rapport à l'équateur magnétique.

A l'intérieur de la magnétosphère, la totalité des cellules contiennent des événements dans les régions dipolaires et entre -40° et 40° de latitude magnétique. En général, plusieurs événements par passage sont observés dans les cellules. Il en est de même pour les régions polaires (entre 75° et 90° de latitude magnétique et entre -75° et -90° de latitude magnétique). Celles-ci, représentées en rouge sur la figure 2.9, sont les régions les plus favorables à l'observation de Continuum. En revanche, beaucoup de cellules vides sont observées dans les cellules situées à l'intérieur de la magnétosphère entre 40° et 75° de latitude magnétique et -

40° et -75° de latitude magnétique. Moins d'un événement par passage est en général observé dans ces cellules. Ces régions représentées en jaune sur la figure 2.9 sont les régions les moins favorables à l'observation de Continuum.

Les faisceaux d'ondes de Continuum traversent donc peu les régions représentées en jaune, mais traversent en général les régions représentées en rouge sur la figure 2.9. On peut donc supposer que, à hautes latitudes, le Continuum piégé (rayon représenté en vert) reste confiné dans des altitudes inférieures à $7 R_T$. Comme on peut le voir sur la figure 2.9, pour ne pas traverser les régions en jaune situées côté jour sur la figure 2.9, l'angle d'émission d'un faisceau d'ondes qui s'échappe par rapport à l'équateur magnétique ne peut dépasser une valeur limite (rayon représenté en violet sur la figure 2.9). A partir de la figure 2.1, on montre que cet angle mesure environ 76°.

III. Etude de la répartition des événements par catégorie

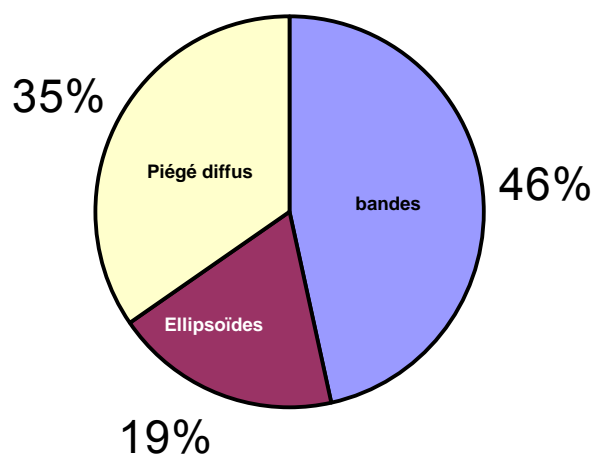


figure 3.1 proportion d'événements observés dont la signature spectrale correspond aux catégories « bandes », « ellipsoïdes » et « piégé diffus ».

Dans la partie précédente, nous avons étudié la répartition des événements dans les régions traversées par les satellites. Comme on l'a vu dans la partie II. B. I, plusieurs signatures spectrales apparaissent sur les spectrogrammes temps / fréquence. Ces différentes signatures ont été classées en plusieurs catégories : bandes, ellipsoïdes, piégé diffus et une quatrième catégorie regroupant les événements dont la signature spectrale ne correspond à aucune des signatures spectrales caractéristiques des trois catégories principales. Le Continuum entrant

dans la quatrième catégorie apparaît en général lorsque des ondes provenant de plusieurs sources se rencontrent. Il est alors impossible de connaître la signature spectrale de l'onde d'origine, celle-ci pouvant entrer dans la catégorie « bandes » ou dans la catégorie « ellipsoïdes ». La quatrième catégorie (155 événements) ne sera pas étudiée ici.

La figure 3.1 présente la proportion d'événements observés dont la signature spectrale correspond aux catégories « bandes », « ellipsoïdes » et « piégé diffus ». Comme on peut le voir sur cette figure, près de la moitié de ces événements apparaissent sous forme de bandes sur les spectrogrammes. Nous allons à présent étudier comment les événements appartenant à ces différentes catégories se répartissent dans la magnétosphère.

1. Etude de la répartition des événements situés entre 4 R_T et 6 R_T

La figure 3.2 donne la répartition des événements classés dans les catégories « bandes » (figure a), « ellipsoïdes » (figure b) et « piégé diffus » (figure c) dans le plan latitude magnétique / longitude magnétique. Afin de comparer le nombre d'événements observés par passage du satellite dans chaque cellule pour les différentes catégories, l'échelle de couleur située à droite de chaque figure est identique.

Les bandes sont observées à toutes les latitudes magnétiques. Les cellules dans lesquelles le plus grand nombre d'événements par passage du satellite est observé se trouvent entre -70° et 45° de latitude magnétique. A ces latitudes magnétiques, beaucoup de cellules vides (zéro événement) sont observées. La plupart de celles qui contiennent des événements se trouvent entre 5h30 et 13h30 MLT. Comme on l'a vu dans la partie précédente, l'observation et la non observation d'événement dans cette sous-région dépendent de la position de la plasmopause. La comparaison entre la répartition des événements observés sous forme de bandes et la répartition de l'ensemble des événements rencontrés dans cette sous-région (figure 2.4 a) montre que les cellules vides correspondent à des cellules dans lesquelles peu d'événements par passage sont observés. L'absence d'événement appartenant à cette catégorie dans ces cellules n'est donc pas significative.

Les ellipsoïdes sont surtout observés entre -70° et 35° de latitude magnétique. Comme dans le cas des bandes, les cellules vides observées dans cet intervalle de latitudes magnétiques correspondent à des cellules dans lesquelles peu d'événements sont observés. La quantité de bandes et d'ellipsoïdes rencontrés y est approximativement la même. Les ellipsoïdes sont quasiment inexistantes à hautes latitudes magnétiques dans l'hémisphère nord.

Le piégé diffus est surtout observé à des latitudes magnétiques inférieures à -35° et supérieur à 35° .

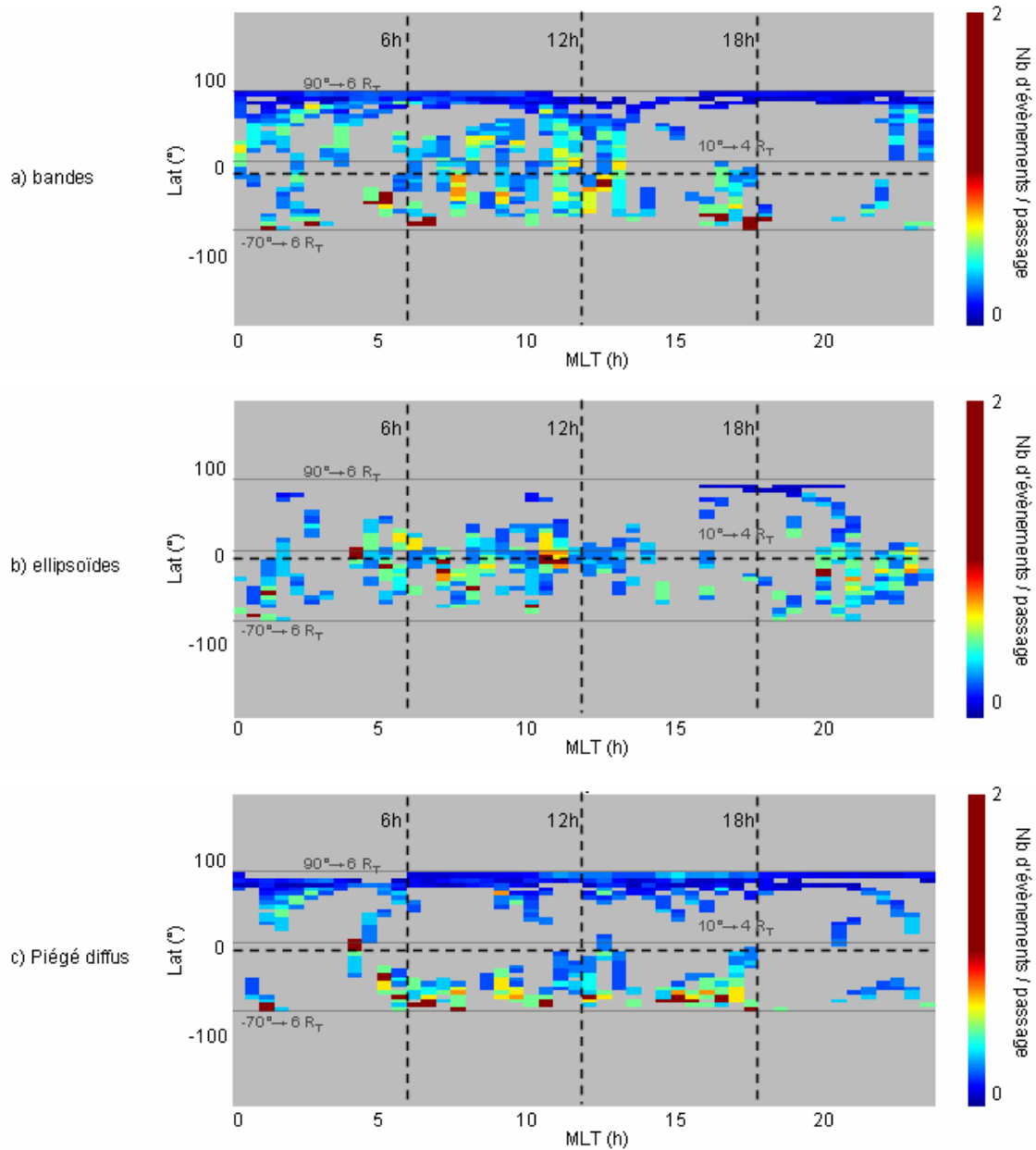


figure 3.2 nombre d'événements par passage de C3 dans les cellules du plan latitude magnétique / longitude magnétique et entre $4 R_T$ et $6 R_T$ pour les trois catégories étudiées.

Dans cette sous-région, le remplissage est donc assuré par les bandes et les ellipsoïdes à basse latitude magnétique (entre -35° et 35°), et par le piégé diffus et les bandes à haute latitude magnétique (au dessus de 35° et en dessous de -35°).

2. Etude de la répartition des événements situés entre $6 R_T$ et $8 R_T$ et entre $8 R_T$ et $11.4 R_T$

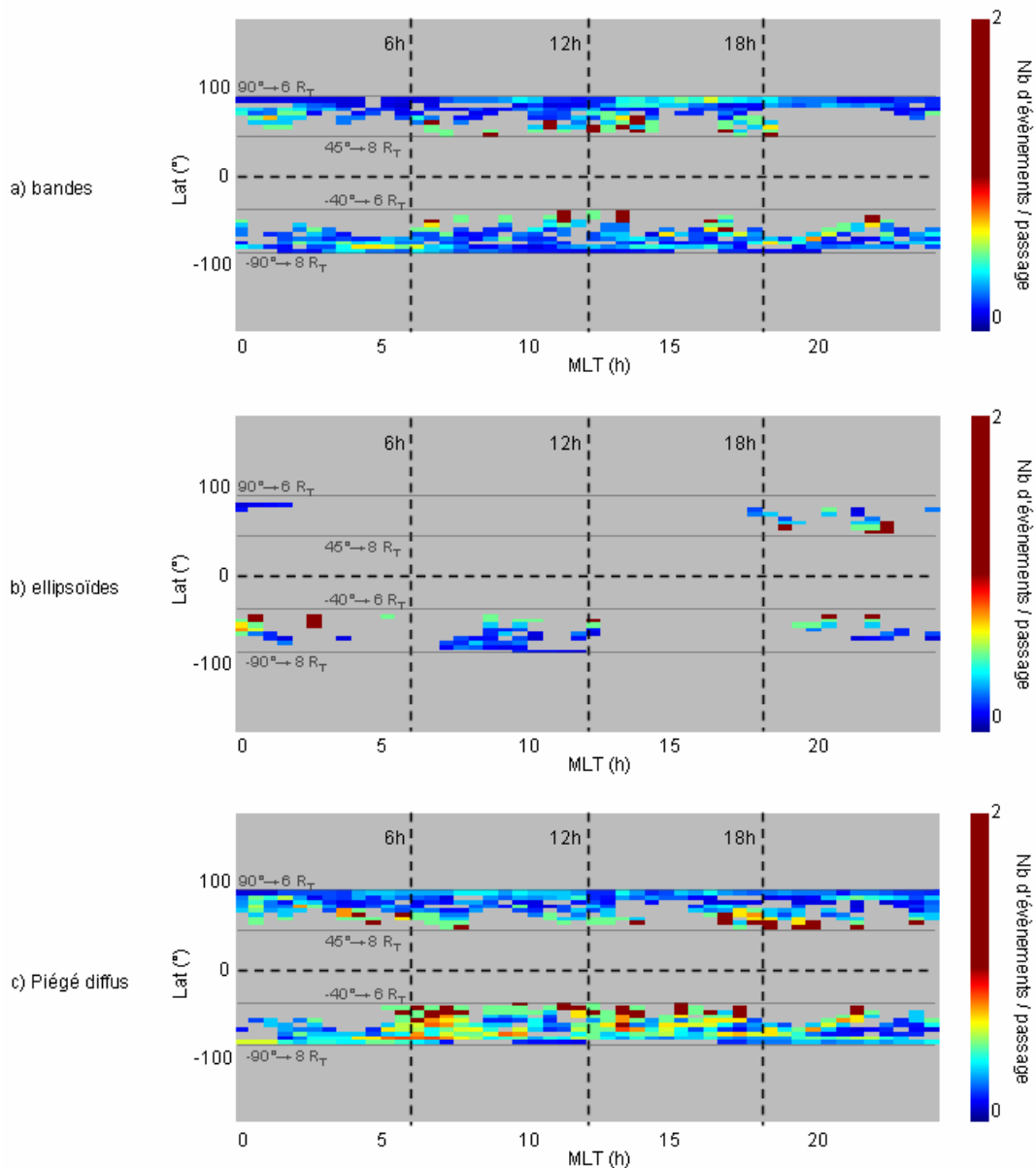


figure 3.3 nombre d'événements par passage de C3 dans les cellules du plan latitude magnétique / longitude magnétique et entre $6 R_T$ et $8 R_T$ pour les trois catégories étudiées.

Comme on l'a vu dans la partie précédente, entre $6 R_T$ et $8 R_T$, le satellite se trouve dans la partie périégée de l'orbite au Sud, et dans la partie apogée de l'orbite au Nord, alors que, entre $8 R_T$ et $11.4 R_T$, le satellite se trouve uniquement dans la partie apogée de l'orbite. Comme dans le cas de la figure 3.2, les figure 3.3 et 3.4 donnent la répartition des événements classés dans les catégories « bandes » (figure a), « ellipsoïdes » (figure b) et « piégé diffus » (figure c). Afin de comparer le nombre d'événements observés par passage du satellite dans chaque

cellule pour les différentes catégories, l'échelle de couleur située à droite de chaque figure est identique.

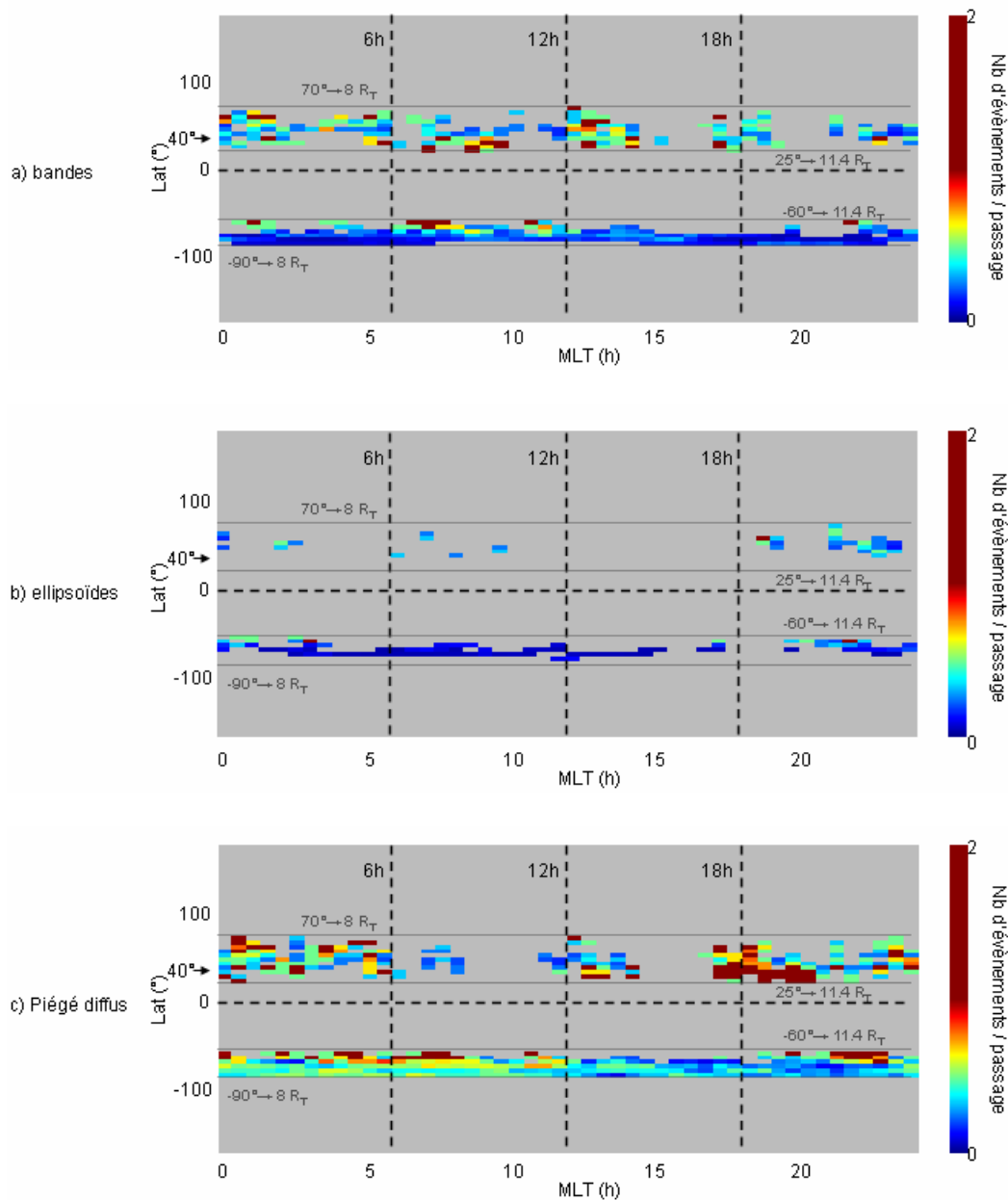


figure 3.4 nombre d'événements par passage de C3 dans les cellules du plan latitude magnétique / longitude magnétique et entre $8 R_T$ et $11.4 R_T$ pour les trois catégories étudiées.

Des trous (zéro événement) sont visibles entre $6 R_T$ et $8 R_T$ (figure 3.3) dans l'hémisphère sud sur les figures a, b et c. La comparaison entre ces trois figures et la figure 2.4 b montre que les cellules vides correspondent à des cellules dans lesquelles peu d'événements par passage sont observés dans le cas du piégé diffus, mais sont plus nombreuses dans le cas des bandes et des ellipsoïdes. Ces derniers sont quasiment inexistant dans cette sous-région. La comparaison

entre les figures 3.3 a, 3.3 b et 3.3 c montre que le piégé diffus assure le remplissage entre $6 R_T$ et $8 R_T$ dans l'hémisphère sud (partie périgée de l'orbite).

Le Continuum observé autour des pôles magnétiques (latitude magnétique supérieure à 75° ou inférieure à -75°) est piégé à l'intérieur de la magnétosphère. Comme on l'a vu dans la partie précédente, à ces latitudes magnétiques, les événements sont observés à différentes altitudes. La répartition des événements appartenant aux différentes catégories aux différentes latitudes est ici :

- Entre $5.3 R_T$ et $7 R_T$ (figure 3.2 et 3.3 au Nord) : les ellipsoïdes sont quasiment absents autour du pôle nord. Des bandes et du piégé diffus sont observés, le nombre d'événements observé appartenant à ces deux catégories étant à peu près le même.
- Entre $6.5 R_T$ et $8 R_T$ (figure 3.3 au Sud) : les ellipsoïdes sont, là aussi, quasiment inexistantes. Des bandes et du piégé diffus sont observés, les événements entrant dans la catégorie « piégé diffus » étant largement majoritaire.
- Entre $8 R_T$ et $11.1 R_T$ (figure 3.4 au Sud) : quelques ellipsoïdes sont observés entre 2h30 MLT et 15h MLT, et entre 22h30 MLT et 23h30 MLT, mais le nombre d'événements par passage dans la cellule est proche de zéro. Des bandes et du piégé diffus sont observés, les événements entrant dans la catégorie « piégé diffus » étant là aussi largement majoritaire.

Autour des pôles magnétiques, le Continuum entrant dans la catégorie « piégé diffus » domine. Des bandes et des ellipsoïdes apparaissent. A partir des données de ISEE 1, Kurth et al. (1981) ont montré que le Continuum apparaissant à une fréquence inférieure à 40 kHz, donc piégé à l'intérieur de la magnétosphère, pouvait aussi apparaître sous forme de bandes. L'observation d'événements appartenant à la catégorie « bandes » autour des pôles magnétiques confirme ce résultat. On voit également ici que le Continuum piégé peut exceptionnellement apparaître sous forme d'ellipsoïdes. L'étude de la répartition des événements a montré que ceux-ci se répartissaient différemment aux pôles en fonction de l'altitude. On peut voir ici que la catégorie des événements observés change également avec l'altitude : la proportion de piégé diffus augmente au fur et à mesure qu'on s'éloigne de la Terre.

Des trous (zéro événement) sont observés dans la répartition des événements appartenant aux trois catégories au Nord entre $8 R_T$ et $11.4 R_T$ (figure 3.4). Dans cette sous-région, la plupart des cellules ne contiennent pas d'ellipsoïde. Dans le cas du piégé diffus, les cellules vides

correspondent à des cellules dans lesquelles peu d'événements par passage sont observés (figure 2.4 c) côté nuit, mais sont plus nombreuses côté jour. Dans le cas des bandes, les cellules vides correspondent à des cellules dans lesquelles peu d'événements par passage sont observés côté jour, mais sont plus nombreuses côté nuit. Dans cette partie de l'orbite, le remplissage est assuré par les bandes côté jour et par le piégé diffus côté nuit.

3. Etude de la répartition des événements situés entre $11.4 R_T$ et $19.6 R_T$

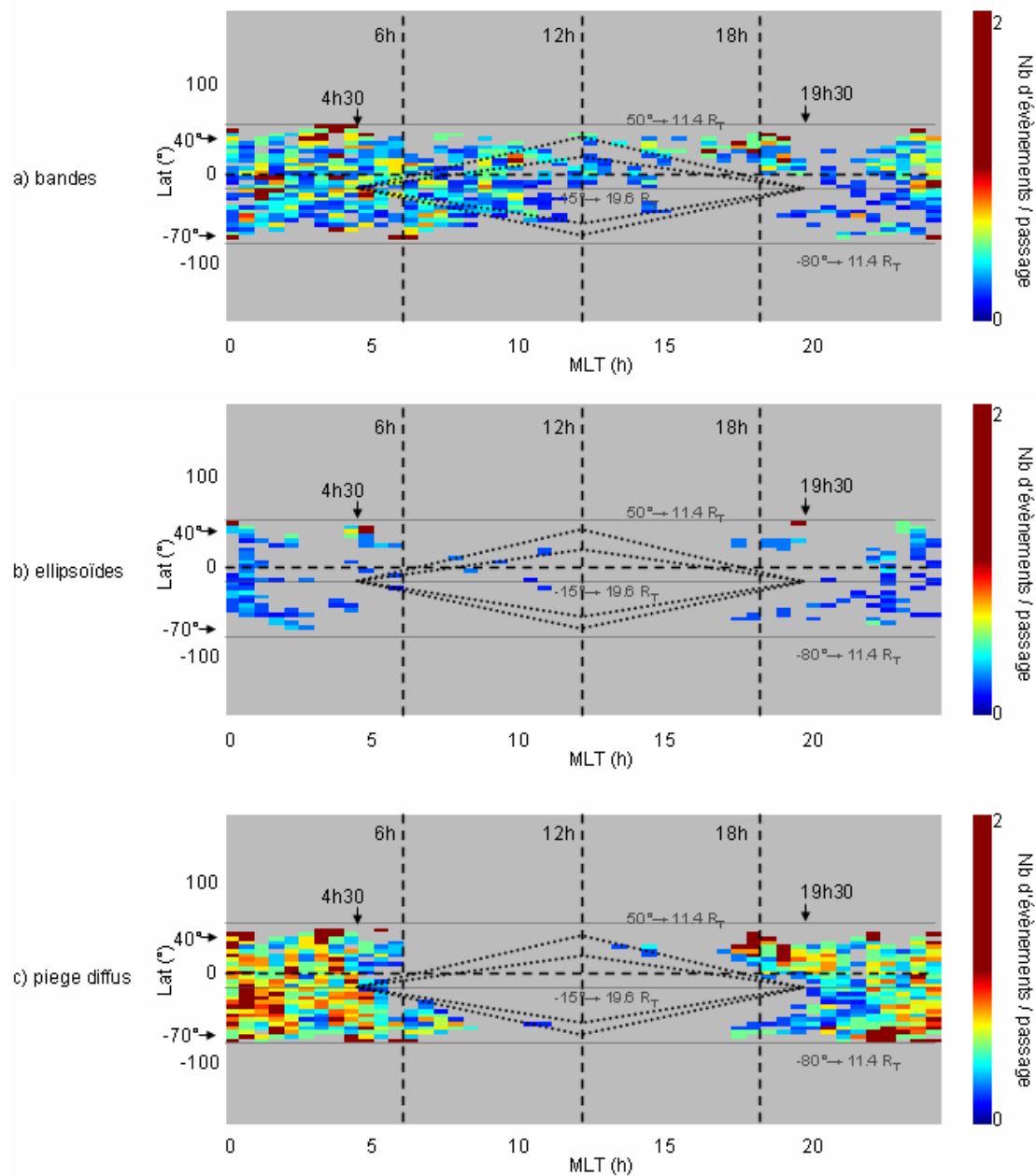


figure 3.5 nombre d'événements par passage de C3 dans les cellules du plan latitude magnétique / longitude magnétique et entre $11.4 R_T$ et $20 R_T$ pour les trois catégories étudiées.

La figure 3.5 donne la répartition des événements classés dans les catégories « bandes » (figure a), « ellipsoïdes » (figure b) et « piégé diffus » (figure c). L'échelle de couleur située à droite de chaque figure est identique. Comme sur la figure 2.4 d, les losanges délimitent la partie de la figure située dans le vent solaire (petit losange) et dans la magnétosphère (grand losange).

Des bandes sont observées côté jour et côté nuit. Côté jour, des événements entrant dans la catégorie « bandes » sont rencontrés dans toutes les cellules contenant des événements (figure 2.4 d). Côté nuit, les événements sont essentiellement observés entre 22h MLT et 6h MLT. Peu d'ellipsoïdes sont traversées dans cette sous-région. La plupart des événements entrant dans cette catégorie sont observés entre 22h MLT et 1h MLT. Quelques ellipsoïdes sont observés dans le vent solaire.

Le piégé diffus apparaît essentiellement observé côté nuit. Des événements sont observés dans toutes les cellules contenant des événements (figure 2.4 d). Le nombre d'événements par passage de C3 dans la cellule est généralement supérieur à 0.5 et supérieur au nombre d'événements appartenant à la catégorie « bandes » observées par passage de C3 dans la cellule.

Dans cette sous-région, le remplissage est assuré par les bandes côté jour et par le piégé diffus côté nuit.

4. Bilan et discussion

Les différentes figures présentées ici ont permis de comprendre comment les événements appartenant aux différentes catégories se répartissent dans la magnétosphère. Comme on l'a vu, seules les bandes sont observables dans toutes les sous-régions. La figure 3.6 est un résumé des observations faites ci-dessus. Cette figure est faite dans le plan midi / minuit. Deux exemples de projection d'orbite dans ce plan sont représentés en gris. Les différentes catégories sont représentées par des lettres : P pour piégé diffus, E pour ellipsoïdes et B pour bandes. Cette figure montre quelle(s) est(sont) la(les) catégorie(s) dominante(s) dans les différentes sous-régions.

A la plasmopause, c'est-à-dire près des sources, les bandes et les ellipsoïdes dominent. Très peu de piégé diffus est observé. Les sources émettent donc du Continuum ayant une signature spectrale correspondant à une de ces deux catégories. Le piégé diffus apparaît dans la partie périégée de l'orbite au dessus de 35° de latitude magnétique et au dessous de -35° de latitude

magnétique. En accord avec Gurnett (1975) et Barbosa (1981), le piégé diffus apparaît donc au cours de la propagation du fait de l'existence d'un mécanisme brouillant la signature spectrale.

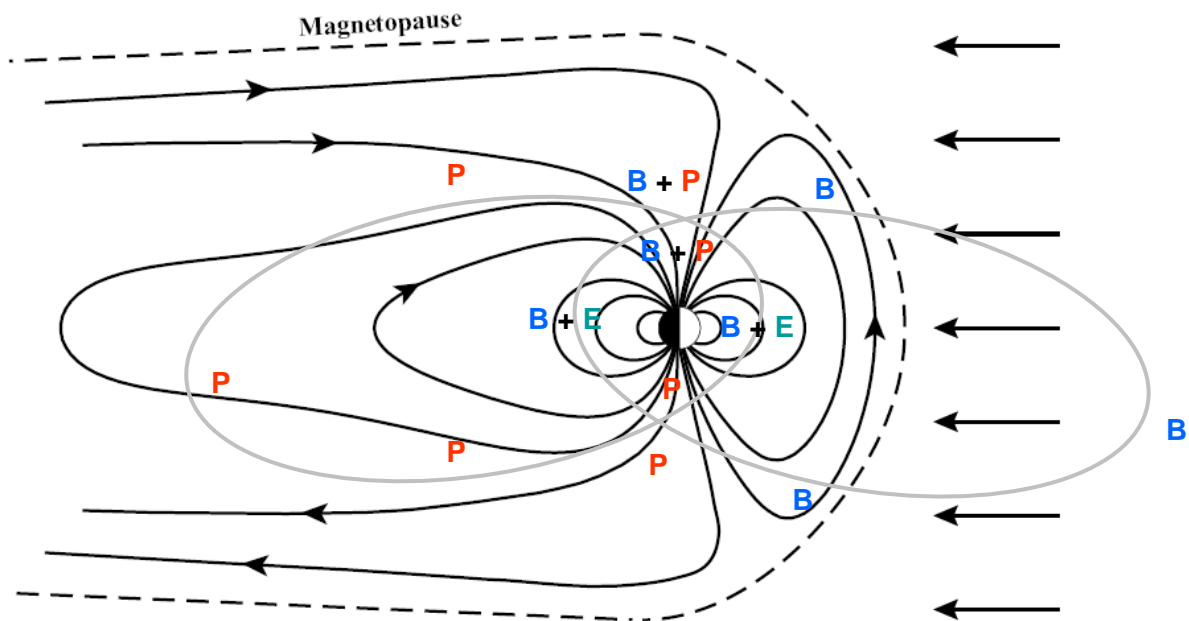


figure 3.6 catégorie(s) dominante(s) dans les différentes régions traversées par le satellite (P pour piégé diffus, E pour ellipsoïdes, B pour bandes).

La présence d'ellipsoïdes et de bandes aux pôles permet de confirmer que le Continuum piégé n'apparaît pas nécessairement sous une forme diffuse (Kurth et al., 1981). Il n'y a donc pas obligatoirement brouillage des fréquences. Peu de piégé diffus est observé côté jour, le brouillage des fréquences est donc moins efficace dans cette partie de la magnétosphère.

Le fait que la proportion de piégé diffus augmente avec l'altitude autour des pôles magnétiques suggère que le piégé diffus rencontré dans cette région de la magnétosphère apparaît du fait de l'intersection des faisceaux d'ondes de Continuum piégé à l'intérieur de la magnétosphère provenant du côté jour et renvoyé vers le côté nuit. Ces faisceaux d'ondes de Continuum se propagent ensuite côté nuit et s'échappent par l'arrière de la magnétosphère.

IV. Etude de l'évolution de la signature spectrale : la disparition des ellipsoïdes

L'étude de la répartition des événements par catégorie a montré que les ellipsoïdes étaient essentiellement observés près de la plasmopause, c'est-à-dire à proximité des sources du

Continuum. Dans les autres parties de la magnétosphère, les ellipsoïdes sont quasiment absents, voire inexistantes. On définit ici la région source comme la partie de la magnétosphère correspondant à la partie périégée de l'orbite située dans la région dipolaire. La figure 4.1 présente la proportion d'événements observés dans chacune des trois catégories dans la région source, c'est-à-dire à proximité de la plasmasphère (à gauche) et dans les autres régions (à droite). Dans la région source, les ellipsoïdes sont les plus nombreux (47% des événements), alors que dans les autres régions, les ellipsoïdes sont nettement minoritaires (14.6% des événements). Les ellipsoïdes disparaissent donc au cours de la propagation. On peut également constater que la proportion de bandes et de piégé diffus est moins importante dans la région source que dans les autres régions (39.8% des événements dans la région source contre 49.5% des événements dans les autres régions pour les bandes et 13% des événements dans la région source contre 35.9% des événements dans les autres régions pour le piégé diffus).

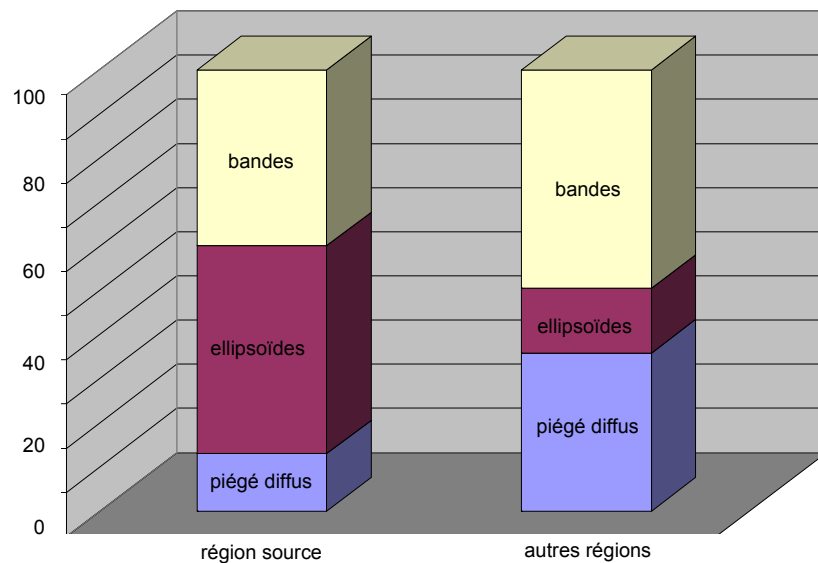


figure 4.1 proportion d'événements observés dans chacune des trois catégories dans la région source, c'est-à-dire à proximité de la plasmasphère (à gauche) et dans les autres régions (à droite).

Afin de comprendre la disparition des ellipsoïdes dans la propagation, nous allons à présent étudier un événement observé dans la région source et dont la signature spectrale entre dans la catégorie ellipsoïde.

1. Présentation de l'événement : le cas du 26 septembre 2003

L'événement du 26 septembre 2003 a déjà été présenté dans la partie II. A. Comme on l'a vu, celui-ci est observé dans la région dipolaire à environ 11h MLT. La figure 4.2 présente l'orbite et la configuration des satellites pendant l'intervalle de temps correspondant à l'événement (en haut), ainsi que le spectrogramme fait à partir des mesures de C2 (en bas).

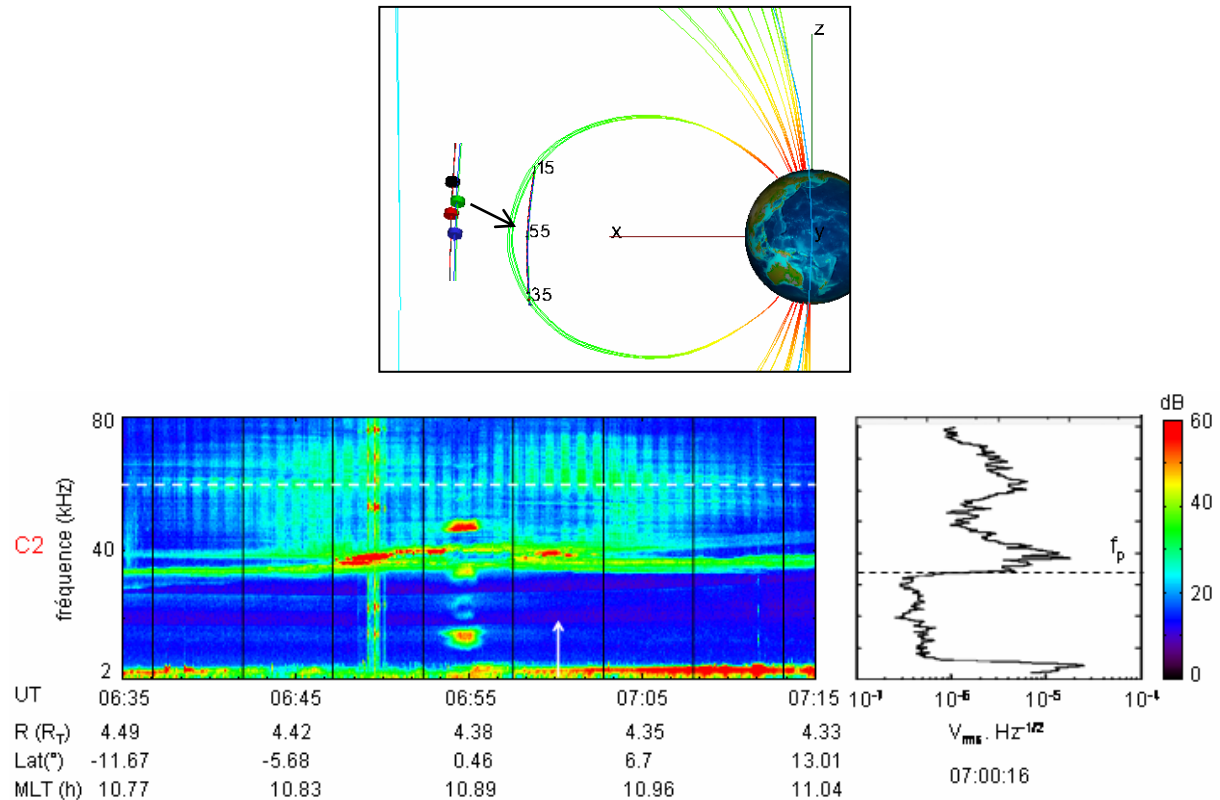


figure 4.2 événement du 26 septembre 2003. En haut, orbite et configuration des satellites (C1 en noir, C2 en rouge, C3 en vert et C4 en bleu). En bas, spectrogramme et spectre fait à partir des mesures de C2.

L'événement du 26 septembre 2003 apparaît sur le spectrogramme sous forme de deux ellipsoïdes, un dans l'hémisphère sud et un dans l'hémisphère nord, visible entre 40 et 80 kHz.

2. La structure spectrale des ellipsoïdes

Les ellipsoïdes apparaissent continus sur une large bande de fréquence sur les spectrogrammes. Dans le cas du 26 septembre, le Continuum apparaît sur une bande de fréquence d'environ 40 kHz de largeur. Les points représentés sur la figure 4.3 donne la position sur le spectrogramme des maxima d'intensité du champ électrique mesuré sur les

différents spectres composant l'ellipsoïde visible dans l'hémisphère nord entre 40 kHz et 70 kHz.

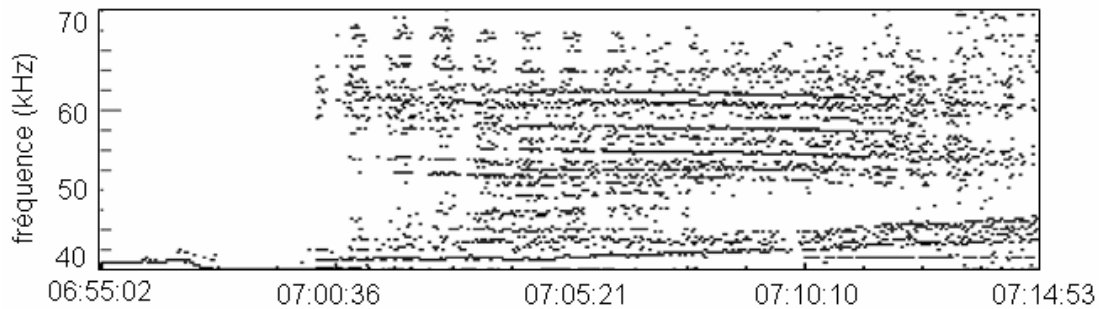


figure 4.3 position des maxima d'intensité du champ électrique des différents spectres composant l'ellipsoïde visible dans l'hémisphère nord sur le spectrogramme de la figure 4.2.

Les maxima d'intensité du champ électrique se répartissent ici le long de droites légèrement décroissantes. L'ellipsoïde a donc en réalité une structure discrète. Il se divise en bandes dont les maxima d'intensité du champ électrique sont visibles sur la figure 4.3. La largeur spectrale de ces bandes et l'écart les séparant sont tels que celles-ci se chevauchent sur le spectrogramme. C'est ce qui est responsable de l'aspect diffus de l'ellipsoïde.

Vingt cinq événements ayant une signature spectrale entrant dans la catégorie « ellipsoïdes » sont rencontrés lors des traversées de l'équateur au périégée par C3 durant l'année 2003. Dans 16% des cas, seul un ellipsoïde est observé, dans 84% des cas, deux ellipsoïdes sont observés (un dans chaque hémisphère). Quarante six ellipsoïdes sont donc traversés dans cette région. Dans chacun des cas, les ellipsoïdes se divisent en bandes. C'est donc une caractéristique propre aux ellipsoïdes observés lors des traversées de l'équateur au périégée.

Les ellipsoïdes visibles sur le spectrogramme de la figure 4.2 sont continus en fréquence entre 40 et 80 kHz. Comme on l'a vu, les ellipsoïdes sont composés de bandes. Ceux-ci ne sont donc pas émis par une source étendue émettant sur une bande continue en fréquence comme on aurait pu le supposer, mais par plusieurs sources ponctuelles émettant à des fréquences bien précises. L'utilisation de la triangulation permet de montrer que les ellipsoïdes observés au périégée sont toujours observés près des sources. Un exemple de ce type d'étude sur des ellipsoïdes a été présenté dans la partie II. A. II. Les faisceaux d'ondes émis par ces sources se propagent ensuite dans le milieu indépendamment les uns des autres. Afin de comprendre ce que deviennent les ellipsoïdes au cours de la propagation, nous allons à présent regarder comment se propagent différents rayons observés à un instant donné dans le cas du 26 septembre 2003.

3. L'évolution des ellipsoïdes au cours de la propagation

La figure 4.4 présente la trajectoire de quatre ondes différentes de fréquence 54.4 kHz (en bleu), 60.1 kHz (en rouge), 70 kHz (en vert) et 75 kHz (en bleu pâle) après leur observation par C2 le 26 septembre 2003 à 07:00 TU. Ces rayons sont tracés à partir du programme de tracé de rayon présenté partie I. B. III et dont une application a été présentée dans la partie II. A. III (événement du 16 juillet 2005). Nous avons en particulier vu dans cette dernière partie comment utiliser la modulation pour obtenir l'inclinaison du vecteur d'onde par rapport à l'axe z. La position de C2 au moment de l'observation est représentée par le triangle rouge.

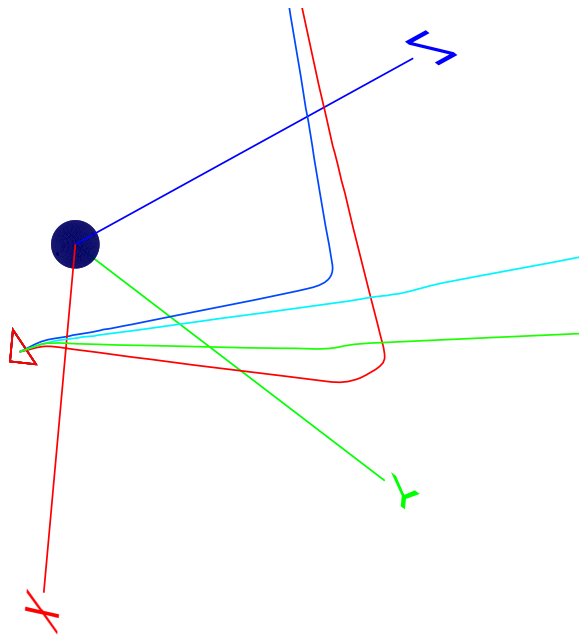


figure 4.4 trajectoire de quatre rayons dans le repère SM après observation de l'ellipsoïde par le satellite ($f = 54.4$ kHz en bleu, $f = 60.1$ kHz en rouge, $f = 70$ kHz en vert et $f = 75$ kHz en bleu pâle).

Comme on peut le voir sur la figure 4.4, cette étude montre que les ondes se propagent aux différentes fréquences en suivant des trajectoires différentes. On peut en particulier remarquer que les rayons se propageant à 54.4 kHz et à 60.1 kHz rebondissent à la surface de la magnétopause et que le rayon se propageant à 70 kHz est dévié lors de la traversée de la magnétogaine. Les ellipsoïdes sont observés lorsque le satellite se trouve à proximité des sources. Les rayons sont encore très proches les uns des autres. Très vite après leur passage par le point d'observation, les rayons s'éloignent, ce qui signifie que les bandes constituant l'ellipsoïde se séparent. Si le satellite avait traversé le phénomène un peu plus loin dans la propagation, certains rayons ne se trouvant plus sur la trajectoire du satellite n'auraient pas été

rencontrés. Les autres rayons auraient été traversés à des points de l'espace différents et le spectrogramme obtenu aurait été composé de bandes séparées dans le temps. Un exemple de ce type de spectrogramme est présenté sur la figure 4.5.

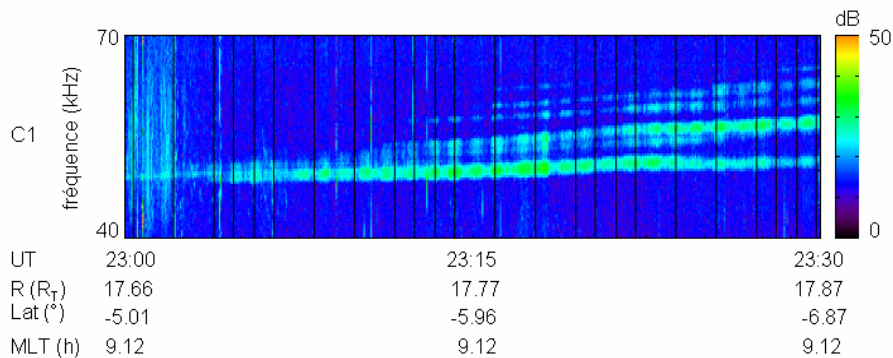


figure 4.5 exemple de bandes apparaissant les unes après les autres comme devrait apparaître les bandes d'un ellipsoïde si elles étaient observées plus loin dans la propagation (événement du 22 avril 2003).

4. Conclusion

L'étude des maxima d'intensité du champ électrique des différents spectres composant l'émission montre que les ellipsoïdes ne correspondent pas à une émission continue en fréquence, mais sont composés de bandes qui se superposent sur le spectrogramme. L'étude de plusieurs événements montre qu'il s'agit d'une caractéristique propre aux ellipsoïdes observés près de leur source.

L'étude de la trajectoire des ondes pour des fréquences différentes montre que les rayons se séparent. C'est ce qui explique le fait que la proportion d'ellipsoïde est moins importante dans les régions différentes de la région source que dans cette dernière. Ceci explique aussi l'augmentation de la proportion de bandes au cours de la propagation. Le piégeage des bandes se propageant à une fréquence inférieure à la fréquence plasma maximale de la magnétogaine explique ensuite l'augmentation de la proportion de piégé diffus au cours de la propagation.

On peut remarquer que, les rayons se propageant aux différentes fréquences composant les ellipsoïdes observés près du périhélie se séparant au cours de la propagation, les ellipsoïdes devraient totalement disparaître lorsqu'on s'éloigne de la plasmopause. Or, comme on l'a vu dans la partie III, des ellipsoïdes sont observés autour des pôles et dans la sous-région située entre 11.4 R_T et 19.6 R_T. Il est donc probable que l'apparition de ces ellipsoïdes correspondent

à un mécanisme différents et que les ellipsoïdes observés près du périégée ne soient pas les mêmes que ceux observés loin du périégée.

V. Conclusion

Afin d'étudier la propagation du Continuum, nous avons étudié dans la partie B la répartition des événements à partir d'une étude statistique faite sur la base d'un an de données de C3. Nous avons ainsi montré que les régions les plus favorables à l'observation du Continuum sont les régions polaires et la partie de la magnétosphère située côté nuit entre -40° et 40° de latitude magnétique. Nous avons également montré que des sources du Continuum sont situées à toutes les longitudes, mais que, en accord avec Gurnett (1975) et Kurth et al. (1981), elles se trouvent de préférence côté matin. Ne connaissant pas l'angle d'émission du faisceau d'ondes par rapport au plan méridien magnétique, il nous a été impossible de déterminer si elles se trouvaient entre 4h MLT et 14h MLT (Gurnett, 1975) ou entre 0h MLT et 7h MLT (Kurth et al., 1981). Pour cela, il faudrait déterminer la position des sources avec plus de précision. Une solution consisterait à utiliser la triangulation et déterminer systématiquement la position de la source responsable de l'apparition de l'événement observé. Une étude statistique utilisant l'évolution de l'intensité du champ électrique au cours de la propagation pourrait également être faite afin de déterminer s'il existe des sources à la magnétopause.

Différentes signatures apparaissent sur les spectrogrammes temps / fréquences. Afin d'étudier quelle type de signature domine dans telle ou telle région et une éventuelle évolution de la signature au cours de la propagation, nous avons classé ces signatures en catégories, les trois catégories principales étant le piégé diffus, les bandes et l'ellipsoïde. Cette division en plusieurs catégories permet de montrer que les sources du Continuum émettent du Continuum sous forme de bandes et d'ellipsoïdes. L'étude de la structure spectrale des ellipsoïdes observés au périégée montre que ceux-ci sont en réalité composés de bandes très rapprochées sur les spectrogrammes. L'aspect continu des ellipsoïdes n'est donc qu'une apparence et le Continuum est toujours émis sous forme de bandes. L'étude de la proportion d'événements observés dans chacune des trois catégories, près et loin des sources, montre que les ellipsoïdes disparaissent au cours de la propagation, alors que la proportion de bandes et de piégé diffus augmente. L'utilisation du tracé de rayon nous a permis de montrer que les rayons se propageant aux différentes fréquences composant les ellipsoïdes observés près du périégée se séparent au cours de la propagation. On peut en déduire que la signature spectrale évolue au

cours de la propagation : le Continuum apparaît sous forme de bandes et d'ellipsoïdes près des sources. Au cours de la propagation, les ellipsoïdes se transforment pour donner du Continuum entrant dans la catégorie « bandes ». Si la fréquence de ces bandes est suffisamment élevée, elles s'échappent de la magnétosphère et sont observées dans le vent solaire. Dans le cas contraire, elles restent piégée à l'intérieur de la magnétosphère. Du fait de rebonds successifs sur la surface de la magnétopause, une partie de ces bandes se transforment à leur tour pour donner du Continuum entrant dans la catégorie « piégé diffus ». Il reste cependant à comprendre l'existence de quelques ellipsoïdes dans les régions polaires et à des distances comprises entre $11.4 R_T$ et $19.6 R_T$.

Une étude statistique sur plusieurs années est à présent nécessaire pour confirmer ces résultats. Ceci permettrait également d'étudier la répartition des événements dans la magnétosphère en fonction des saisons et de déterminer l'impact de l'inclinaison du dipôle sur l'émission et la propagation du Continuum. Il faut cependant noter que, pour qu'une étude plus systématique soit possible, il faudrait automatiser la détection des événements sur les spectrogrammes.

C. Etude du mécanisme de génération

Dans la partie II. B, nous avons étudié la propagation du Continuum. Nous avons en particulier montré que ce dernier était structuré en bandes. Dans la partie C, nous allons nous intéresser au deuxième volet de l'étude de cette onde, c'est-à-dire à l'étude du mécanisme de génération.

Plusieurs mécanismes ont été développés depuis la découverte du Continuum pour expliquer sa génération (voir Barbosa, 1982 et la partie I. A. II de ce manuscrit), aucun d'entre eux n'étant actuellement reconnu comme étant le mécanisme responsable de l'apparition de cette onde. Dans cette partie, nous nous intéresserons plus particulièrement à la théorie de Jones (1980, 1982) qui est celle qui a été le plus développée. Afin d'expliquer la structure en bandes du Continuum, nous nous intéresserons aussi au lien existant entre les ondes électrostatiques et l'émission du Continuum.

I. Test de la théorie de Jones : l'exemple du 26 septembre 2003

Comme on l'a vu dans la partie I. A. II, la théorie de Jones stipule qu'une fenêtre radio, située dans le plan de l'équateur magnétique, émet deux faisceaux symétriques par rapport à ce plan. Les centres de ces faisceaux se propagent dans un plan contenant le vecteur champ magnétique et le vecteur gradient de densité pris à la fenêtre radio. Ils font un angle

$$\alpha = \text{atan} \left(\sqrt{\frac{f_{ce}}{f_{pe}}} \right)$$

où f_{ce} et f_{pe} sont la gyrofréquence et la fréquence plasma à la fenêtre radio, avec l'équateur magnétique (pour une démonstration de la relation, voir annexe 3).

Cette théorie a été testée plusieurs fois (Jones et al., 1987, Morgan et Gurnett, 1991, Rönmark, 1989,...) sans qu'il soit possible de déterminer si du Continuum peut être produit à partir de ce mécanisme ou non. L'événement du 26 septembre est similaire à celui utilisé par Jones et al. (1987) pour tester sa théorie. Dans cet article, l'auteur montre, à partir des mesures d'un

seul satellite, que les observations supportent sa théorie. L'utilisation de quatre satellites apporte des informations complémentaires qui vont permettre de la tester plus en détail.

1. Présentation de l'événement

1.1 Les données de l'instrument WHISPER

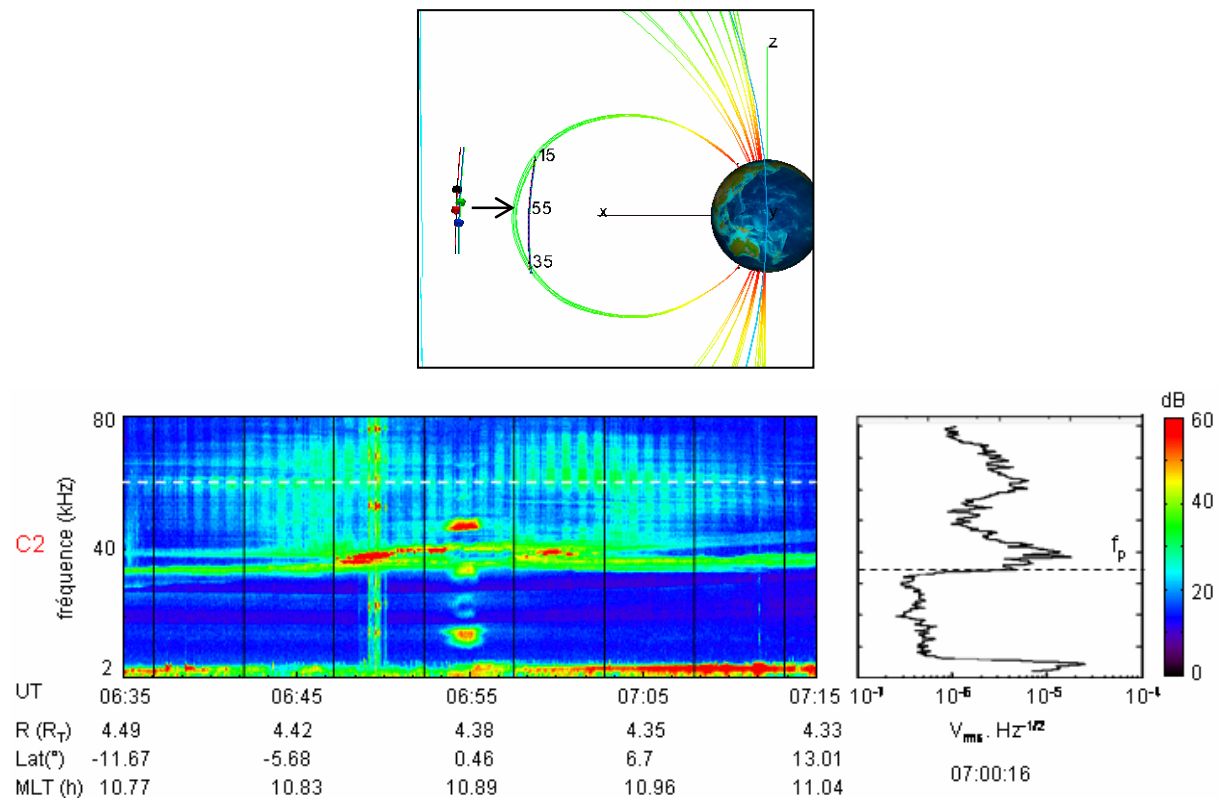


figure 1.1 événement du 26 septembre 2003. En haut, orbite et configuration des satellites (C1 en noir, C2 en rouge, C3 en vert et C4 en bleu). En bas, spectrogramme et spectre du champ électrique mesuré par C2. La droite horizontale en pointillé blanc est à 61.2 kHz.

L'événement du 26 septembre 2003 a déjà été présenté dans la partie A. La figure 1.1 présente l'orbite et la configuration des satellites pendant l'intervalle de temps correspondant à l'événement (en haut), ainsi que le spectrogramme fait à partir des mesures de C2 (en bas).

En résumé :

- Les satellites sont séparés de 200 km.
- Ils se trouvent dans la région dipolaire à environ 11h MLT.
- L'équateur magnétique est traversé à environ 06:55 TU.
- Deux ellipsoïdes sont observés entre 40 kHz et 80 kHz (un au Nord et un au Sud).

L'étude des maxima d'intensité présentée dans la partie II. A a montré que les faisceaux rencontrés par les différents satellites dans un hémisphère donné sont les mêmes.

L'étude des ellipsoïdes présentée dans la partie II. B. IV a montré que :

- Les ellipsoïdes ne correspondent pas à une émission continue en fréquence, mais sont composés de bandes qui se superposent sur le spectrogramme.
- Un ellipsoïde n'est pas émis par une source émettant sur une échelle continue en fréquence, mais par plusieurs sources émettant à des fréquences bien précises.
- Certaines fréquences peuvent être émises, d'autres non.

1.2 Les données de l'instrument FGM

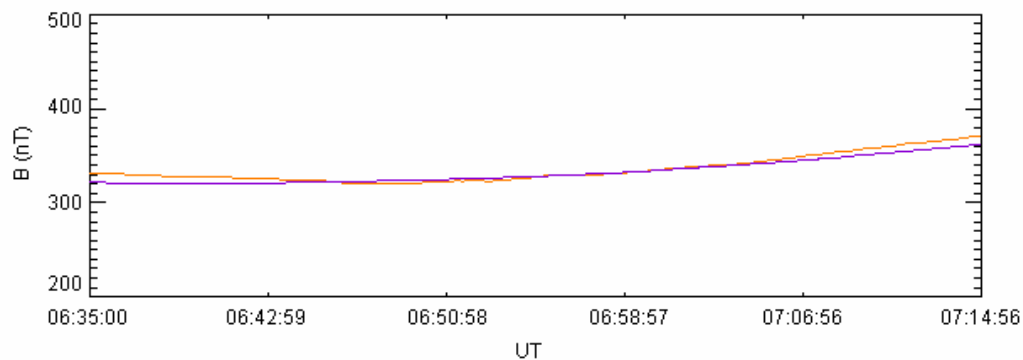


figure 1.2 norme du champ magnétique mesurée par l'instrument FGM (en orange) et norme du champ magnétique obtenu à partir du modèle dipolaire (en violet). La norme du champ magnétique mesurée par le satellite et celle calculée à partir du modèle sont proches.

La figure 1.2 présente la norme du champ magnétique mesuré par l'instrument FGM lors du passage au périhélie du 26 septembre 2003 (en orange) et celle du champ magnétique calculée à partir d'un modèle dipolaire (en violet). Les normes des deux champs magnétiques évoluent ensemble, celle du champ magnétique mesuré étant à peu près égale à celle du champ magnétique calculé. On peut donc supposer que la norme du champ magnétique mesurée se comporte comme celle d'un champ dipolaire.

2. La configuration double faisceau de l'événement

Dans sa théorie (voir partie I. A. II), Jones suppose que le Continuum est émis par des fenêtres radio situées à l'équateur magnétique. Une fenêtre radio donnée émet une onde de fréquence $f_{\text{onde}} = f_{\text{pe}}$ (f_{pe} est la valeur de la fréquence plasma locale) sous la forme de deux faisceaux symétriques par rapport à l'équateur magnétique (figure 1.3, à gauche). Ceux-ci font

un angle α avec l'équateur magnétique (Jones, 1980). Un satellite traversant les deux faisceaux en se déplaçant du sud vers le nord verrait un maximum d'intensité dans l'hémisphère sud, suivi d'un minimum d'intensité à l'équateur magnétique puis d'un maximum d'intensité dans l'hémisphère nord. Si le satellite passe au centre des faisceaux, les maxima d'intensité seraient observés à des latitudes magnétiques égales en valeurs absolues.

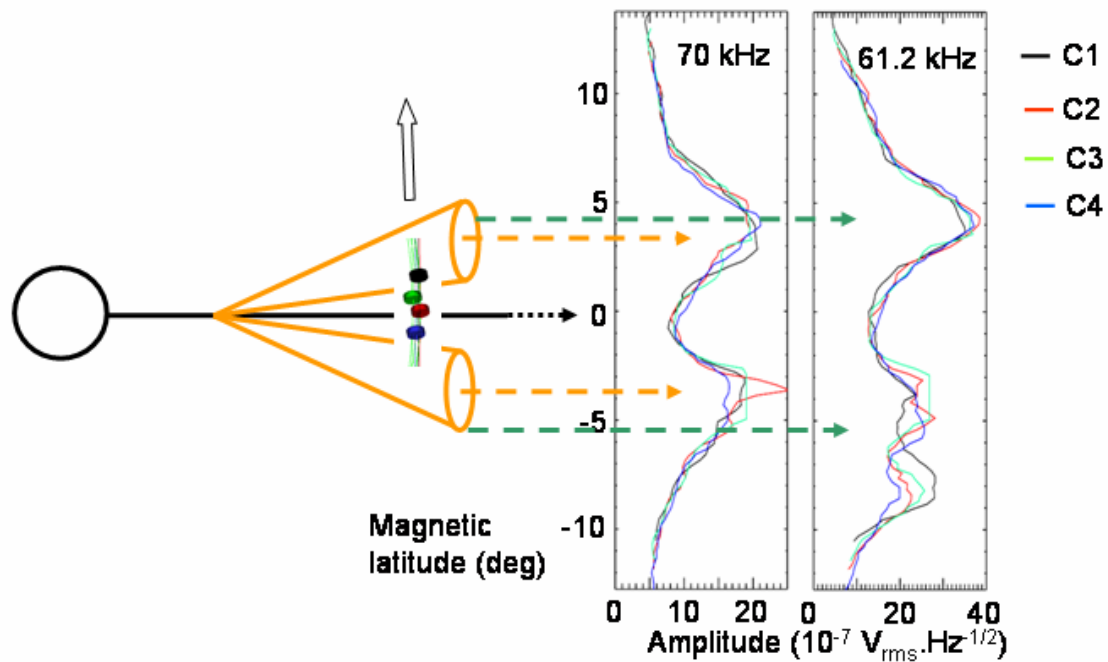


figure 1.3 source située dans le plan de l'équateur magnétique, et émettant deux faisceaux symétriques par rapport à l'équateur magnétique (à gauche). Variations du champ électrique mesurées par WHISPER à 70 kHz et à 61.2 kHz (à gauche). La position moyenne des centres des faisceaux sont données par les flèches en pointillé orange (70 kHz) et vert (61.2 kHz).

La partie droite de la figure 1.3 présente les variations de l'intensité du champ électrique mesurées par l'instrument WHISPER en fonction de la latitude magnétique pour deux fréquences différentes (70 kHz à gauche et 61.2 kHz à droite). Sur cette figure, les mesures des quatre satellites ont été représentées. A 70 kHz, un maximum d'intensité est observé dans chaque hémisphère. On peut remarquer que le maximum d'intensité vu par C3 dans l'hémisphère sud est coupé. A cet endroit, C3 traverse une onde électrostatique intense et l'instrument est saturé. L'intensité est alors très importante et pas significative. Toutes les valeurs d'intensité supérieures à $20 \times 10^{-7} V_{rms} \cdot Hz^{1/2}$ ont donc volontairement été ramenées à $20 \times 10^{-7} V_{rms} \cdot Hz^{1/2}$. Les maxima d'intensité sont observés à des latitudes magnétiques proches en valeur absolue ($3.4^\circ \pm 0.05^\circ$). On peut donc dire que les satellites Cluster observent bien deux faisceaux symétriques par rapport à l'équateur magnétique.

Trois maxima d'intensité sont par contre observés à 61.2 kHz : deux dans l'hémisphère sud et un dans l'hémisphère nord. Les faisceaux observés dans l'hémisphère sud sont observés à environ $-8.1^\circ \pm 0.05^\circ$ et $-4.4^\circ \pm 0.05^\circ$ de latitude magnétique, le faisceau observé dans l'hémisphère nord est observé à $4.4^\circ \pm 0.05^\circ$ de latitude magnétique. On observe donc les maxima d'intensité de deux des faisceaux à des latitudes magnétiques égales en valeur absolue. En accord avec la théorie de Jones, ces deux faisceaux proviennent de la même fenêtre radio. Un troisième faisceau isolé est observé à environ -8° de latitude magnétique. Morgan et Gurnett (1991) montrent, à partir d'une étude statistique faite sur la base des données de DE1, que l'existence de deux faisceaux symétriques par rapport à l'équateur magnétique est très rare. Ils suggèrent que des asymétries dans le profil de densité ou dans le champ magnétique pourrait expliquer ce résultat. Dans ce cas, la fenêtre radio responsable de l'émission du faisceau observé à environ -8° de latitude magnétique se trouve à une longitude différente de celle à laquelle est située la fenêtre radio responsable des faisceaux dont les maxima d'intensité sont visibles à 4.4° et à -4.4° de latitude magnétique. Du fait de l'inclinaison du plan dans lequel se propage l'onde par rapport à l'orbite des satellites, seul un faisceau est traversé. Par la suite, on ne considèrera que les faisceaux observés à 4.4° et à -4.4° de latitude magnétique.

La configuration en double faisceau observée pour deux fréquences différentes est en accord avec la théorie de Jones : une fenêtre radio est située dans le plan de l'équateur magnétique et émet deux faisceaux symétriques par rapport à l'équateur magnétique.

Nous allons à présent tester la théorie de Jones. Dans un premier temps, nous supposerons que la source se trouve dans le plan de l'équateur magnétique et dans le plan méridien magnétique dans lequel sont observés les maxima d'intensité, puis nous relaxerons une à une les différentes hypothèses.

3. Cas d'une source située à l'équateur magnétique et émettant dans un plan méridien.

3.1 L'ouverture des faisceaux

La théorie de Jones stipule que les deux faisceaux émis par la source se propagent dans l'espace en faisant un angle $\alpha = \text{atan} \left(\sqrt{\frac{f_{ce}}{f_{pe}}} \right)$ avec l'équateur magnétique. La fenêtre radio se

trouve dans le gradient de densité de la plasmopause et émet une onde qui se propage à une fréquence $f_{\text{onde}} = f_{\text{pe}}$. A la plasmopause, les variations du champ magnétique sont en général petites devant celles de la densité. f_{ce} varie en général moins vite que f_{pe} . Dans ce cas, plus la fréquence de l'onde f_{onde} est élevée, plus la valeur de l'angle α est petite.

La partie droite de la figure 1.3 présente les variations de l'intensité du champ électrique pour $f_{\text{onde}} = 70$ kHz (à gauche) et $f_{\text{onde}} = 61.2$ kHz (à droite). Les centres des faisceaux sont observés à une latitude plus grande en valeur absolue pour l'onde se propageant à 61.2 kHz (4.4°) que pour l'onde se propageant à 70 kHz (3.4°). On suppose que les sources se trouvent dans le même plan méridien magnétique, et que les centres des faisceaux se propagent dans ce plan. Dans ce cas, l'angle α correspond à la latitude magnétique à laquelle est observé le maximum d'intensité des faisceaux et $\alpha_{70 \text{ kHz}} < \alpha_{61.2 \text{ kHz}}$. Ces observations sont en accord avec la théorie de Jones.

3.2 Calcul de la valeur de l'angle α et recherche de la position de la source

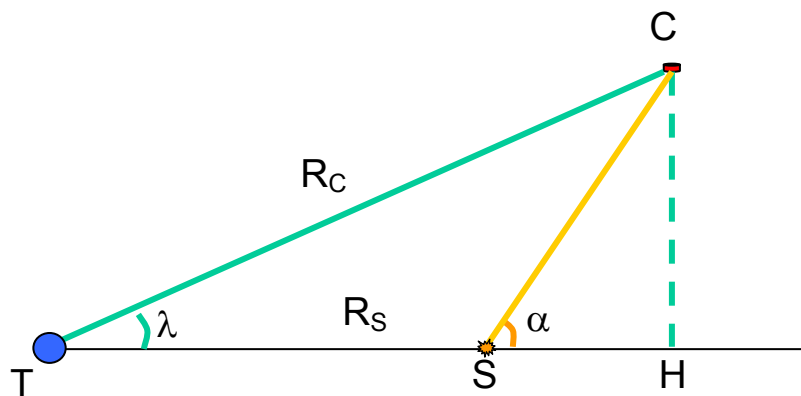


figure 1.4 schéma donnant la position de la source dans le plan méridien magnétique en fonction de la position du satellite et de la valeur de l'angle α .

Soit une fenêtre radio S située à l'équateur magnétique (figure 1.4), à une distance R_S du centre de la Terre. Cette fenêtre radio émet une onde de fréquence $f_{\text{onde}} = f_{\text{pe}}$, qui se propage en faisant un angle α avec l'équateur magnétique. Cette onde est interceptée par le satellite (C) à une latitude magnétique λ et à une distance géocentrique R_C .

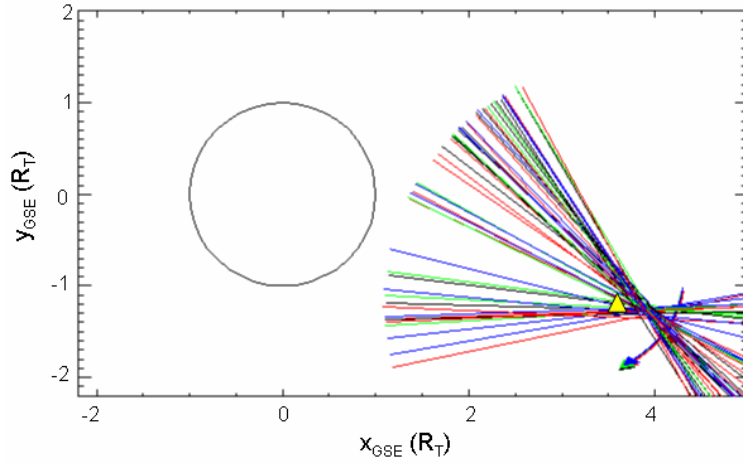


figure 1.5 étude de directivité faite pour les quatre satellites entre 06:35 TU et 07:10 TU. Les droites de directivité pointent toutes vers la même région source. Le triangle jaune donne la position de la source obtenue dans le cadre de la théorie de Jones à partir de la position en latitude des maxima d'intensité.

Le champ magnétique mesuré par l'instrument FGM se comporte comme un champ magnétique dipolaire. Afin de modéliser le champ magnétique, un modèle dipolaire est donc utilisé. Afin de tenir compte des différences de valeurs qu'il y a entre la norme du champ magnétique mesuré et celle du champ magnétique dipolaire, la valeur du champ magnétique

mesurée par le satellite est utilisée comme référence. λ étant petit, on a alors $\frac{f_{ce}}{f_{ce\text{ sat}}} = \left(\frac{R_C}{R_S}\right)^3$

(3).

A 70 kHz, le satellite observe les maxima d'intensité à $\lambda = 3.4^\circ$ et à $\lambda = -3.4^\circ$, et à $R_C = 4.36 R_T$. A cet endroit, $f_{ce\text{ sat}} = 9.5$ kHz ($f_{ce\text{ sat}}$: gyroharmonique mesurée par le satellite). La résolution du système d'équation formé par les équations, (1), (2) et (3) donne alors :

$$\begin{cases} f_{ce} = 14.5 \text{ kHz} \\ R_S = 3.8 R_T \\ \alpha = 24.5^\circ \end{cases}$$

Nous allons à présent regarder la compatibilité de ce résultat avec les observations. La figure 1.5 présente une étude de directivité faite entre 06:35 TU et 07:10 TU à 70 kHz et pour les quatre satellites. Comme on l'a vu dans la partie I. A. II, toutes les droites de directivité pointent vers la même région. L'intersection de ces droites donne la projection de la source du Continuum, c'est-à-dire de la fenêtre radio, dans le plan (x_{GSE}, y_{GSE}) . Le triangle jaune donne la position de la fenêtre radio obtenue à partir du calcul présenté ci-dessus, et projetée dans le

plan (x_{GSE}, y_{GSE}). Comme on peut le voir sur cette figure, la fenêtre radio représentée par le triangle jaune, et la fenêtre radio obtenue à partir de l'étude de directivité se trouvent à des positions différentes. Les observations sont donc en désaccord avec la théorie de Jones.

Supposons maintenant que la fenêtre radio se trouve à la position obtenue à partir de l'étude de directivité. Celle-ci se trouve alors $R_S = 4.15 R_T$. On obtient à partir de l'équation (2) $\alpha = 51^\circ$, puis à partir de l'équation (1) $f_{ce} = 107$ kHz, ce qui correspond à une valeur de f_{ce} qu'on peut trouver à une distance géocentrique de $1.95 R_T$ (équation (3)) et non pas à $4.15 R_T$. Le résultat est donc aussi en désaccord avec la théorie de Jones.

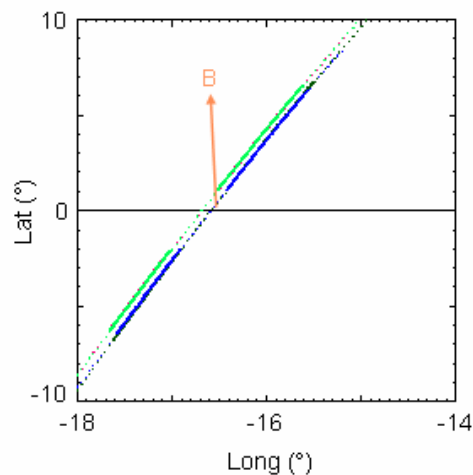


figure 1.6 extension latitudinale et longitudinale des faisceau. La figure est faite en SM. Le champ magnétique correspond au champ magnétique mesuré au moment de la traversée de l'équateur magnétique.

Les observations et la théorie de Jones ne sont pas en accord dans l'hypothèse d'une fenêtre radio située dans le plan de l'équateur magnétique et dans le plan méridien magnétique dans lequel on observe les maxima d'intensité.

Si la surface de la plasmopause n'est pas lisse, le plan contenant le vecteur champ magnétique et le vecteur gradient de densité ne correspond pas au plan méridien magnétique. La figure 1.6 présente l'extension en longitude magnétique et en latitude magnétique des faisceaux le long de l'orbite des satellites. L'orbite de chacun des quatre satellites est représentée en pointillé. La partie de chaque orbite éclairée par le faisceau est représentée en traits pleins. On peut voir sur cette figure que les satellites n'orbitent pas à une longitude donnée. On peut également constater que les faisceaux sont observés entre -17.65° et -16.9° de longitude (10.82 h MLT et 10.87 h MLT) dans l'hémisphère sud et entre -15.52° et -14° de longitude (10.9 h MLT et 10.97 h MLT) dans l'hémisphère nord. Ils ne sont donc pas vus dans le même plan méridien magnétique.

Nous allons à présent étudier le cas d'une source se trouvant dans le plan de l'équateur magnétique, mais située dans un plan différent du plan méridien magnétique dans lequel les faisceaux sont observés.

4. Cas d'une source située à l'équateur magnétique

Jones (1982) généralise sa théorie pour le cas d'une plasmasphère déformée. Dans ce cas, la fenêtre radio est toujours supposée se trouver à l'équateur magnétique, et le champ magnétique est toujours supposé dipolaire, mais le vecteur gradient de densité à la source peut être situé dans un plan différent du plan méridien magnétique. Jones (1982) définit alors le lieu géométrique des fenêtres radio (ou courbes de visibilité) pouvant émettre le faisceau qui est traversé par le satellite à une position donnée.

Soit un satellite situé à une position donnée (R, ξ, η) où R est la distance géocentrique, ξ est la longitude magnétique et η est la latitude magnétique. Ce satellite observe une onde de fréquence f_{onde} se propageant avec un angle α par rapport à l'équateur magnétique. D'après la théorie de Jones la position $(R_0, \xi_0, 0)$ de la source observable par le satellite vérifie la relation dite de visibilité des sources :

$$R_0^2 + R^2 \cos^2 \eta - 2 R_0 R \cos \eta \cos (\xi - \xi_0) - R^2 \sin^2 \eta \frac{f_{ce}}{f_{pe}} = 0$$

où f_{ceq} est la gyrofréquence électronique à l'équateur et à la surface de la Terre (pour la démonstration de la relation, voir annexe 3). On a donc plusieurs couples (R_0, ξ_0) possibles et on peut alors tracer la courbe des positions possibles de la fenêtre radio.

Dans le cas du 26 septembre, la norme du champ magnétique se comporte comme celle d'un champ magnétique dipolaire. La flèche orange représentée sur la figure 1.6 donne le vecteur champ magnétique mesuré par le satellite au moment de la traversée de l'équateur magnétique. Le vecteur champ magnétique est faiblement incliné par rapport à la verticale. On peut donc considérer que le champ magnétique est dipolaire. Il est alors possible d'utiliser la relation de visibilité des sources. Le résultat obtenu pour $f_{\text{onde}} = 70$ kHz est présenté sur les figure 1.7 a et b. Sur ces figures, les courbes de visibilité ont été tracées pour les quatre satellites. Les positions choisies pour chacun des quatre satellites sont celles auxquelles le satellite observe le maximum d'intensité visible dans l'hémisphère nord (figure a) et dans l'hémisphère sud (figure b). Sur chaque figure, la croix verte donne la position de C3 au

moment où le maximum d'intensité est rencontré, et la droite en pointillé noir donne la trace du plan méridien magnétique correspondant. L'étoile grise donne la position de la fenêtre radio obtenue à partir de l'étude de directivité. La fenêtre radio étant supposée se trouver dans le plan de l'équateur magnétique, la position obtenue a été projetée dans le plan (x_{SM}, y_{SM}) . L'étoile grise n'étant pas située sur la droite en pointillé, les figures a et b confirment que la fenêtre radio obtenue à partir de l'étude de directivité ne se trouve pas dans le même plan méridien magnétique que les satellites au moment de l'observation des maxima d'intensité.

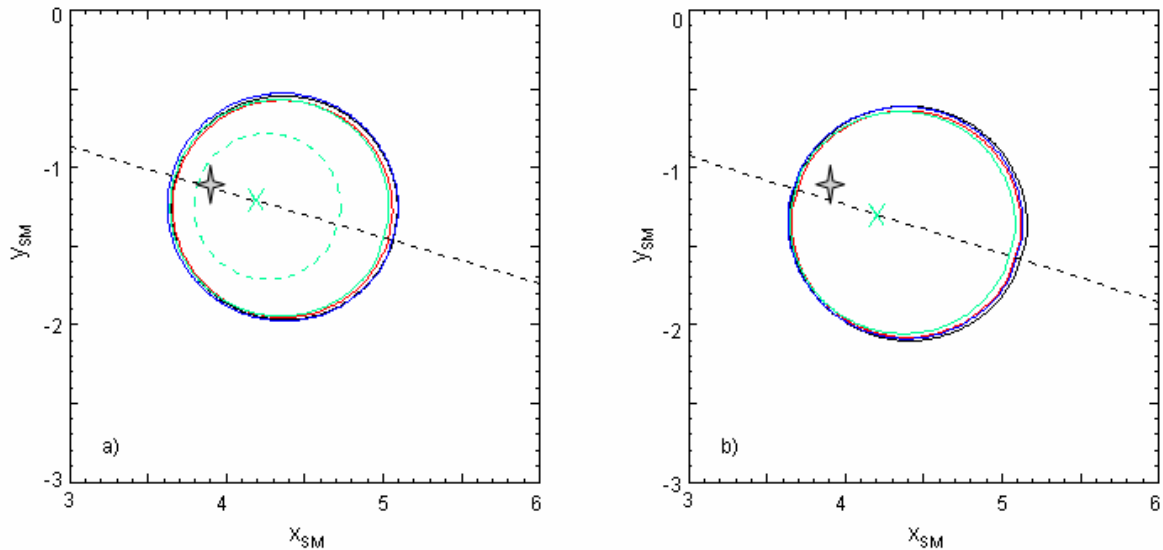


figure 1.7 courbes de visibilité tracées pour chaque satellite à la position à laquelle il rencontre le maximum d'intensité visible dans l'hémisphère nord (a) et dans l'hémisphère sud (b) pour $f_{onde} = 70$ kHz. La courbe en pointillé vert sur la figure a représente la courbe de visibilité pour C3 lorsqu'il se trouve à 1° de latitude magnétique du maximum d'intensité. La croix verte sur chaque figure donne la position de C3, la droite en pointillé noir donne la trace du plan méridien magnétique passant par C3. L'étoile grise donne la position de la source obtenue à partir de l'étude de directivité et projetée dans le plan de l'équateur magnétique.

Dans le cas de l'hémisphère nord, comme dans le cas de l'hémisphère sud, du fait de la proximité des orbites des satellites, les quatre courbes de visibilité sont à peu près identiques. En accord avec Jones (1982), la fenêtre radio doit être située sur les courbes de visibilité. Sur chacune des deux figures, la position de la fenêtre radio obtenue à partir de l'étude de directivité n'est localisée sur aucune des courbes de visibilité.

La position de la fenêtre radio obtenue à partir de l'étude de directivité est obtenue avec une incertitude de $\pm 0.12 R_T$. L'incertitude sur la position des maxima d'intensité est de $\pm 1^\circ$. La

courbe de visibilité en pointillé vert sur la figure 1.7 a est tracée pour C3 lorsqu'il se trouve 1° de latitude magnétique avant le maximum d'intensité visible dans l'hémisphère nord. L'étoile grise est située proche de cette courbe. En tenant compte de l'incertitude sur la position de la source, on peut considérer que la fenêtre radio obtenue à partir de l'étude de directivité se trouve sur la courbe de visibilité en pointillé vert.

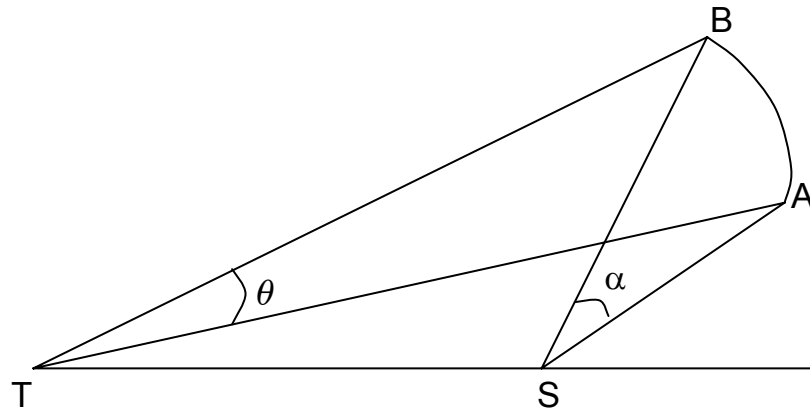


Figure 1.8 schéma donnant la position de la source (S) par rapport à la Terre (T) ainsi que l'ouverture du faisceau (α). Celui-ci est observé par le satellite le long de l'arc AB sur un angle θ en latitude magnétique.

En tenant compte des incertitudes sur la position de la fenêtre radio obtenue à partir de l'étude de directivité et sur la position des maxima d'intensité, on peut considérer que les observations et la théorie de Jones sont en accord. Cependant, une fenêtre radio située dans le plan de l'équateur à $TS = 4.15 R_T$ se trouve à $SA = SB \approx 0.6 R_T$ du satellite lorsque celui-ci observe le phénomène (figure 1.8). La largeur du faisceau le long de l'orbite du satellite, est de $\theta = 5.5^\circ$ de latitude magnétique (valeur maximale de l'intensité $- 6$ dB). A partir du schéma de la figure 1.8, on trouve :

$$TA = AB = SA \alpha$$

$$\alpha = \frac{TA \alpha}{SA}$$

On en déduit que l'ouverture du faisceau est $\alpha \approx 40^\circ$. A partir des propriétés de la fenêtre radio, Jones (1982) montre que l'ouverture du faisceau est proche de 2° . Les observations sont ici en désaccord avec la théorie de Jones.

Nous allons à présent relaxer la dernière hypothèse et considérer une fenêtre radio qui n'est pas située dans le plan de l'équateur magnétique.

5. Cas d'une source située dans l'espace

La relation de visibilité des sources généralisées aux cas de sources situées dans un plan différent du plan de l'équateur magnétique est calculée dans l'annexe 3. On montre que les coordonnées d'une fenêtre radio située à une position (R_0, ξ_0, η_0) vérifient la relation :

$$\frac{R \sin \eta - R_0 \sin \eta_0}{\tan \delta} = R_0^2 \cos^2 \eta_0 + R^2 \cos^2 \eta - 2 R_0 R \cos \eta \cos \eta_0 \cos (\xi - \xi_0)$$

où $\delta = \alpha + a \cos \frac{1 - 3 \sin^2 \eta_0}{\sqrt{1 + 3 \sin^2 \eta_0}}$

A partir de ces équations, il est possible de tracer les courbes de visibilité pour une latitude magnétique η_0 donnée.

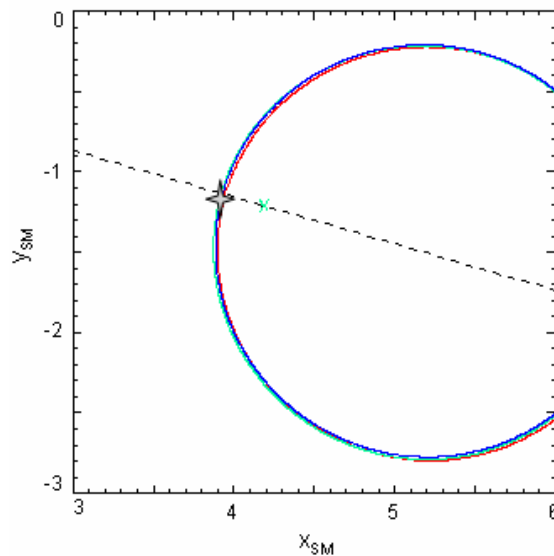


figure 1.9 identique à la figure 1.7 b pour $f_{onde} = 70 \text{ kHz}$ et $\eta_0 = 0.65^\circ$.

Afin de déterminer la latitude magnétique de la fenêtre radio, on recherche la latitude magnétique telle que la fenêtre radio obtenue à partir de l'étude de directivité se trouve sur les courbes de visibilité. Comme dans le cas précédent, les positions choisies pour chacun des quatre satellites sont celles auxquelles le satellite observe le maximum d'intensité visible dans

l'hémisphère nord. Les courbes de visibilité sont tracées pour des valeurs successives de η_0 . La position de la fenêtre radio obtenue à partir de l'étude de directivité est ensuite projetée dans le repère SM, en supposant qu'elle se trouve à la latitude magnétique choisie. L'intersection est obtenue pour $\eta_0 = 0.65^\circ$ (figure 1.9).

Les observations sont donc en accord avec la théorie de Jones si la fenêtre radio est située à 0.65° de latitude magnétique.

6. Conclusion

Nous avons ici testé la théorie de Jones à partir de l'étude d'un événement dont la signature spectrale présente deux ellipsoïdes symétriques par rapport à l'équateur magnétique. Celles-ci se divisent en bandes, ce qui signifie que plusieurs sources émettant à des fréquences différentes sont responsables de leur observation, et que certaines fréquences peuvent être émises, alors que d'autres sont interdites. Ces constatations ne contredisent pas de la théorie de Jones. L'étude des variations de l'intensité à une fréquence donnée montre une configuration en double faisceau parfaitement en accord avec cette théorie.

La théorie de Jones a deux hypothèses de base : la fenêtre radio est située dans le plan de l'équateur magnétique (1), l'émission se fait dans le plan méridien magnétique (2). En suivant la même démarche que celle suivie par Jones, nous avons relaxé une à une les différentes hypothèses et obtenu les résultats suivant :

- si on considère que les deux hypothèses sont vérifiées, les observations ne sont pas en accord avec la théorie.
- Si on relaxe l'hypothèse (2), le faisceau est trop large et les observations ne sont pas en accord avec la théorie.
- Si on relaxe les hypothèses (1) et (2), il est possible de trouver une latitude magnétique telle que les observations et la théorie soient en accord.

La position de la source n'étant pas complètement déterminée, il est toujours possible de trouver un accord entre la théorie de Jones et les observations. Il est donc difficile de valider ou d'invalider la théorie de Jones à partir de ces observations.

II. Le rôle des fréquences propres : l'exemple du 30 décembre 2003

Comme on l'a vu, le Continuum apparaît sur les spectrogrammes sous forme de bandes. Ceci signifie qu'il existe, pour un événement donné, des fréquences interdites (ne pouvant pas être émises). Afin de comprendre ce phénomène, nous allons à présent étudier ce qu'il se passe avant la source. Les modes propres interviennent dans la génération de l'onde électrostatique. Ils ont donc un rôle très important puisqu'ils sont à la base du mécanisme de génération du Continuum. La plupart des mécanismes de génération font intervenir une onde à la fréquence hybride haute f_{UH} (Jones, 1982, Rönmark, 1983, Christiansen et al., 1984, Melrose 1981), certains mécanismes utilisent des émissions aux gyroharmoniques $n f_{ce}$ ou suivant les modes de Bernstein (Rönmark, 1985, Oya, 1971). A partir d'un événement observé à proximité de la plasmopause mais dont la signature spectrale est très particulière et très différente de celle des ellipsoïdes, nous allons tester une hypothèse reliant l'émission du Continuum à f_{UH} et f_{ce} (Kurth et al. (1981)). Afin de déterminer si la théorie de Jones est compatible avec la structure discrète du Continuum, nous discuterons, par ailleurs, les caractéristiques spectrales à la lumière des travaux de Horne (1990) sur le rôle des ondes électrostatiques dans la signature spectrale du Continuum.

1. Présentation de l'événement

1.1 Les données de l'instrument WHISPER

L'événement du 30 décembre 2003 a déjà été présenté dans la partie II. A. I. Comme on l'a vu, cet événement est observé dans la région dipolaire entre 4h30 et 5h MLT. La figure 2.1 montre l'orbite et la configuration des satellites pendant l'intervalle de temps correspondant à l'observation de l'événement (en haut), ainsi que le spectrogramme fait à partir des mesures de C3 (en bas).

L'événement du 30 décembre 2003 apparaît sur le spectrogramme entre 30 et 60 kHz sous forme de quatre bandes de fréquences, larges, parallèles, décroissantes avec le temps, et de largeur à mi-hauteur environ 3 kHz. Les points représentés sur la figure 2.2 donnent la position sur le spectrogramme des maxima d'intensité mesurés sur les différents spectres pris

entre 08:20 TU et 08:50 TU. La couleur de chaque point donne la valeur de l'intensité mesurée normalisée par la dynamique (écart entre valeur maximale et valeur minimale de l'intensité mesurée) sur le tout spectre (voir partie I . B. III). Comme on peut le voir sur cette figure, les bandes sont composées d'une région très intense (en rouge) et d'une autre d'intensité plus faible (en vert).

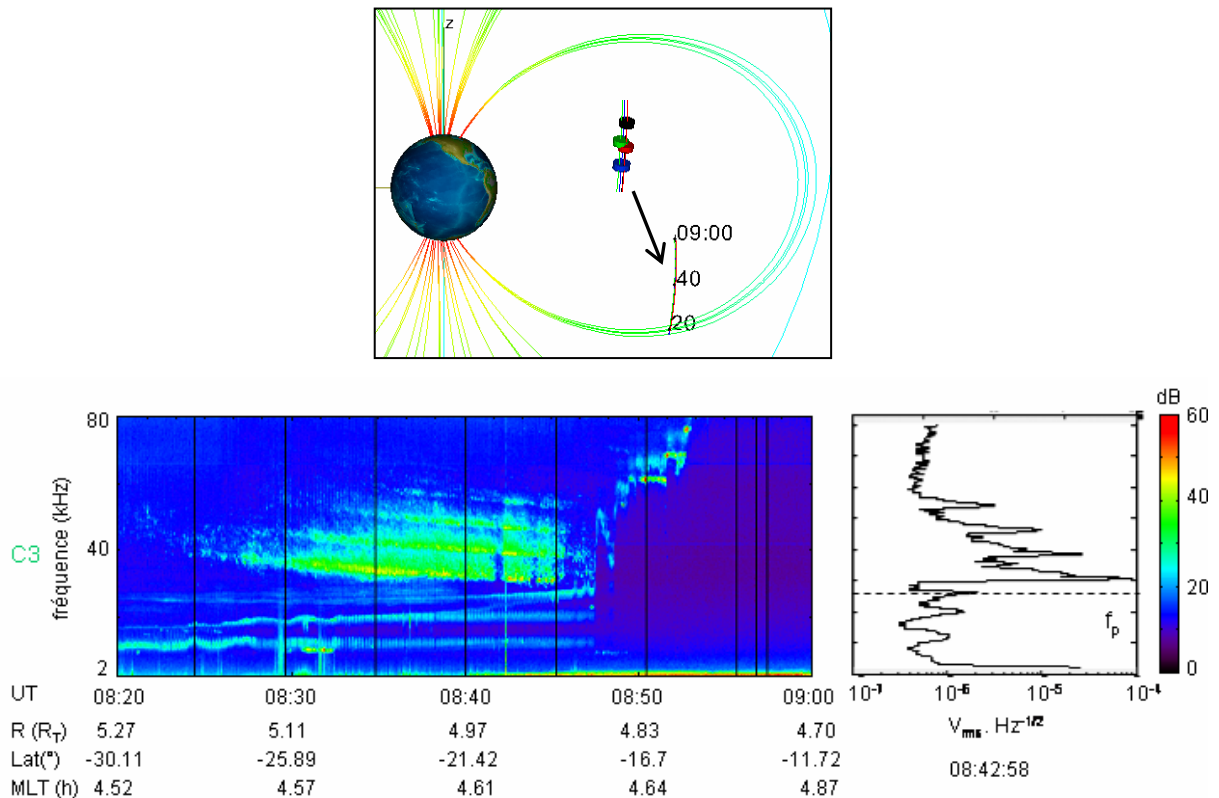


figure 2.1 événement du 30 décembre 2003. En haut, orbite et configuration des satellites (code couleur : noir pour C1, rouge pour C2, vert pour C3 et bleu pour C4). En bas, spectrogramme et spectre faits à partir des données de C3.

La figure 2.3 montre la direction de propagation du vecteur d'onde dans le plan (x_{GSE} , y_{GSE}), c'est-à-dire l'angle fait par le vecteur \vec{k} avec l'axe x_{GSE} . Les courbes noires sur cette figure représentent les régions très intenses des bandes visibles en rouge sur la figure 2.2. L'angle fait par le vecteur \vec{k} avec l'axe x_{GSE} est approximativement le même pour chacune des régions visibles en rouge sur la figure 2.2. Les ondes responsables de l'observation de ces parties très intenses du spectrogramme ont donc toutes la même direction de propagation (à peu près la direction Terre –satellite, le long du méridien 4.5h MLT). On peut supposer qu'elles proviennent toutes de la même région de la plasmopause, et noter que le taux de modulation pour ces ondes est significatif ($> 50\%$) dans ces régions (figure non présentée).

Les ondes responsables des parties moins intenses ont, en revanche, une direction de propagation différente (environ 45° d'écart avec la direction précédente), et correspondent à un taux de modulation moins important. Elles proviennent alors d'une région différente ou bien suivent un chemin de propagation différent. Deux phénomènes sont donc observés en même temps sans que l'on puisse affirmer s'ils ont une cause commune : des bandes de Continuum (la partie intense de l'émission), et une émission de Continuum plus diffuse.

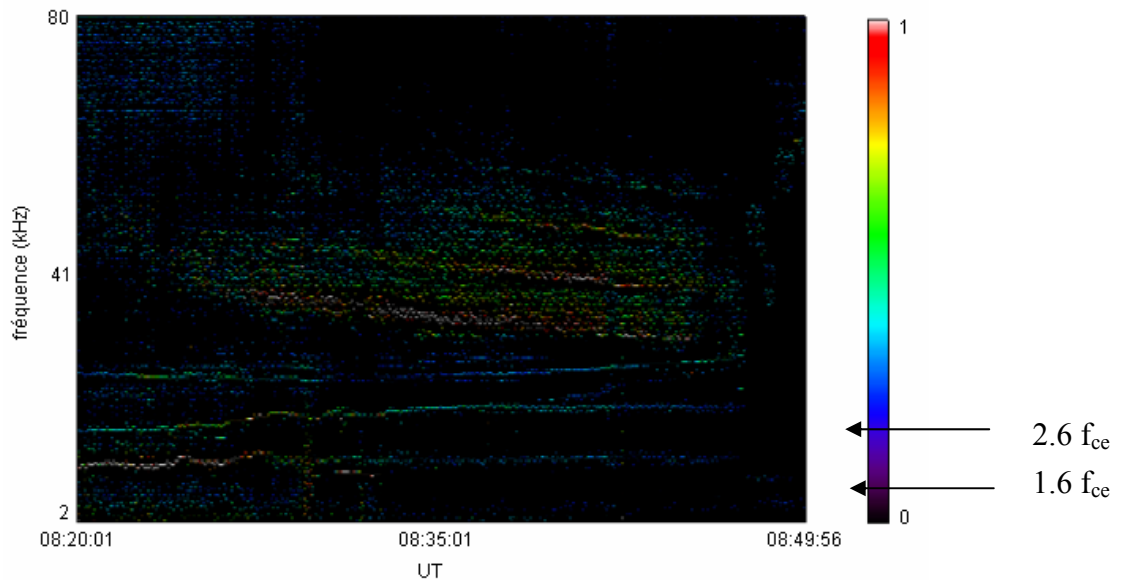


figure 2.2 position et intensité des maxima d'intensité des différents spectres composant le spectrogramme de la figure 2.1 entre 08:20 TU et 08:50 TU. Le Continuum apparaît en rouge et en vert sur cette figure. Les maxima d'intensité à $f < 30$ kHz sont dus à des émissions électrostatiques locales.

Nous allons à présent nous intéresser à la partie la plus intense du spectre d'émission.

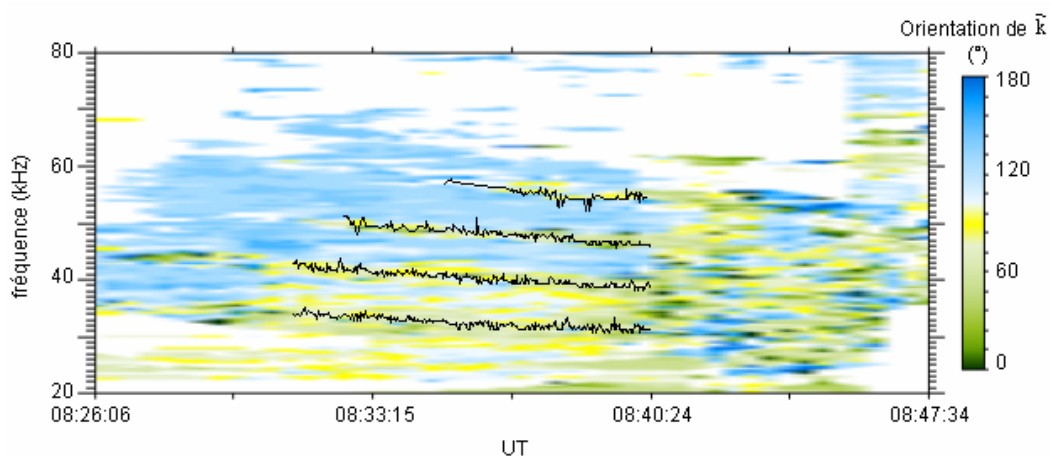


figure 2.3 direction de propagation des ondes dans le plan (x_{GSE}, y_{GSE}) . Les courbes noires donnent la position des maxima d'intensité.

Le fait d'observer des bandes sur le spectrogramme montre que seules certaines fréquences sont émises. L'émission ou la non émission des différentes fréquences est directement liée au mécanisme de génération permettant l'apparition de l'onde observée. L'étude des caractéristiques spectrales des bandes de Continuum ainsi que de leur évolution avec la position du point d'observation va nous renseigner sur les spectres émis à la source et ainsi permettre de discuter le mécanisme de génération.

1.2 Les données de l'instrument FGM (Fluxgate Magnetometer)

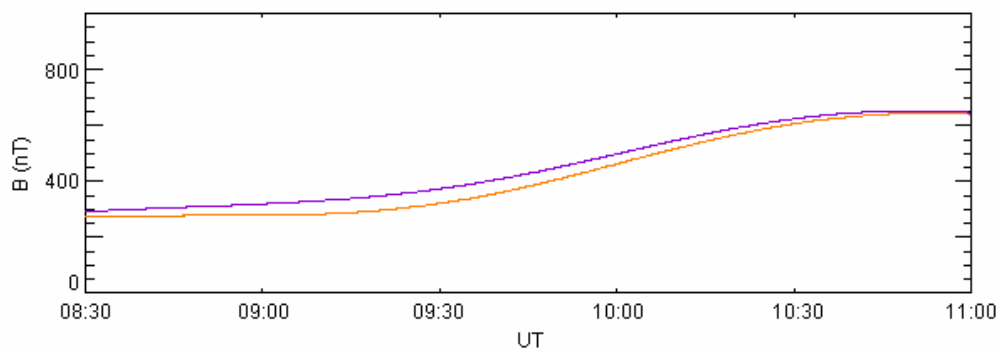


figure 2.4 norme du champ magnétique mesurée par l'instrument FGM (en orange) et norme du champ magnétique obtenu à partir du modèle dipolaire (en violet). La norme du champ magnétique mesurée par le satellite et celle calculée à partir du modèle sont proches.

La figure 2.4 présente la norme du champ magnétique mesuré par l'instrument FGM lors du passage au périhélie du 30 décembre 2003 (en orange), et la norme du champ magnétique calculée à partir d'un modèle dipolaire (en violet). Les normes des deux champs magnétiques évoluent ensemble, celle du champ magnétique mesuré restant un peu inférieure à celle du champ magnétique calculé. On peut donc supposer que la norme du champ magnétique mesurée se comporte comme celle d'un champ dipolaire, la différence entre les valeurs du champ magnétique mesuré et celles du champ magnétique calculé permettant de supposer un étirement des lignes de champ magnétique.

2. Etude de l'évolution en fréquence des maxima d'intensité du champ électrique : test de l'hypothèse $f = f_{UH} = (n + 1/2) f_{ce}$ à la source

Les observations de Gurnett (1975), de Kurth et al. (1979 et 1981) et de Kurth (1982) indiquent un lien entre l'observation du Continuum et celle d'ondes électrostatiques intenses à

des fréquences proches de f_{UH} . Kurth et al. (1981) suggèrent alors que les ondes électrostatiques observées à :

$$f \approx (n + \frac{1}{2}) f_{ce} = f_{UH} \quad (1)$$

pourraient être à l'origine du Continuum. Si cette hypothèse est vérifiée, elle expliquerait la structure en bandes du Continuum. Afin de tester cette hypothèse, nous allons étudier les écarts en fréquence entre deux bandes consécutives.

2.1 Evolution en fréquence des maxima d'intensité du champ électrique

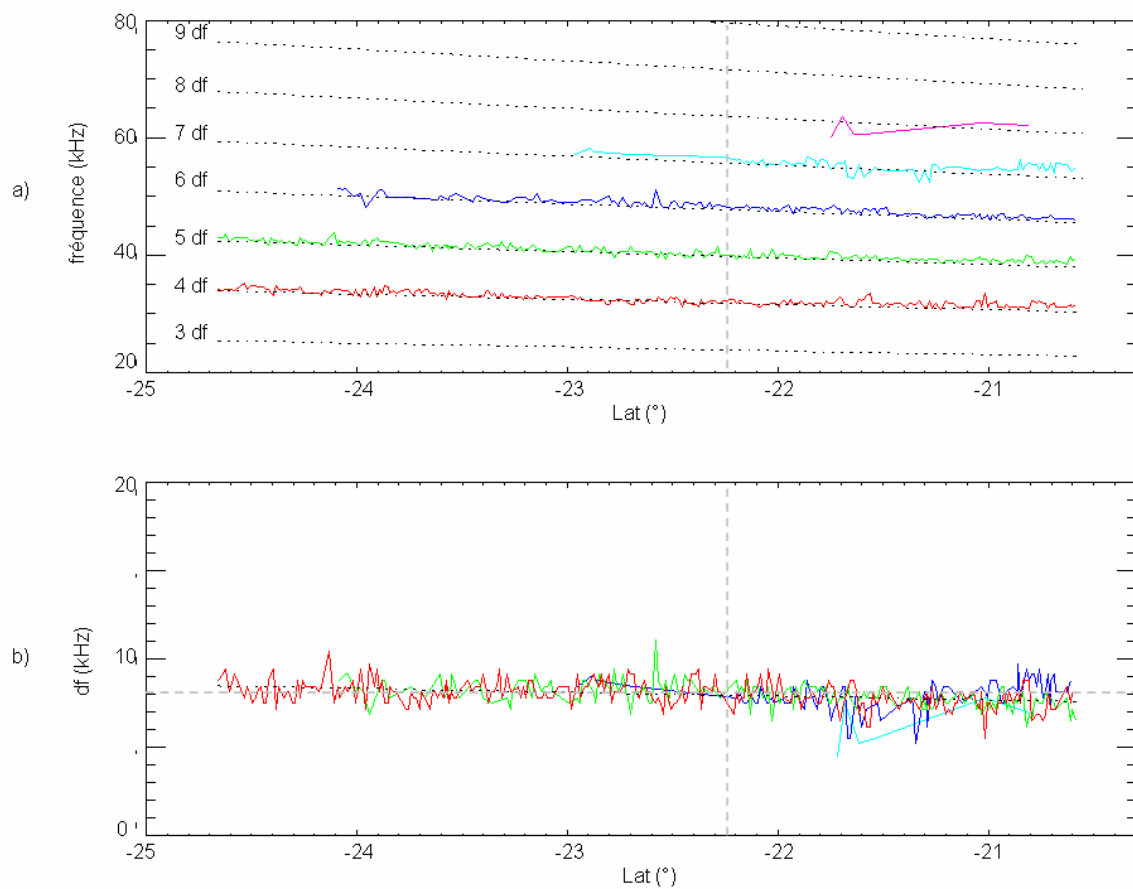


figure 2.5 (a) évolution de la fréquence des maxima d'intensité des différentes bandes en fonction de la latitude magnétique. (b) Evolution de df , écart en fréquence entre les maxima d'intensité du champ électrique de deux bandes consécutives, avec la latitude magnétique.

2.2 Etude de la relation entre la gyrofréquence et la fréquence du Continuum. La droite horizontale en pointillé gris est à 8 kHz. Sur les deux figures, les droites verticales en pointillé gris sont à -22.2° .

La figure 2.5 a montré l'évolution des fréquences des maxima d'intensité en fonction de la latitude magnétique pour C3. La courbe rouge donne l'évolution des maxima d'intensité du champ électrique pour la bande située à la fréquence la plus basse, et la courbe rose montre l'évolution des maxima d'intensité du champ électrique pour la bande située à la fréquence la plus haute. On peut remarquer que, du fait de sa faible intensité, cette dernière n'est pas visible sur le spectrogramme. Les maxima d'intensité du champ électrique évoluent quasi linéairement avec la latitude magnétique, leur fréquence décroissant à mesure que le satellite s'approche de l'équateur magnétique.

La figure 2.5 b présente l'évolution de df , écart en fréquence entre les maxima d'intensité du champ électrique de deux bandes consécutives, en fonction de la latitude magnétique. Cinq bandes sont visibles sur la figure a. Quatre courbes sont donc tracées sur la figure b. La couleur de chacune des quatre courbes correspond à celle de la bande de fréquence la plus basse choisie pour le calcul de df sur la figure a. Ainsi, la courbe rouge de la figure b donne l'évolution de l'écart en fréquence entre la courbe verte et la courbe rouge sur la figure a. Les quatre courbes obtenues se superposent. Pour une latitude magnétique donnée, l'écart entre les bandes est donc constant ($df = cte$). Les maxima d'intensité des bandes observées sur le spectrogramme sont alors des multiples entiers de df . Comme la fréquence des maxima d'intensité du champ électrique des différentes bandes, l'écart en fréquence entre les maxima d'intensité du champ électrique de deux bandes consécutives évolue linéairement. La pente des différents df (lat) est négative, l'écart entre les maxima d'intensité des bandes diminue donc avec la latitude magnétique

2.2 a Emission à $(n+1/2)f_{ce}$

A partir des observations précédentes, nous allons à présent discuter diverses hypothèses sur le critère qui sélectionne les fréquences des ondes de Continuum, et notamment la relation (1) :

$$f = f_{uh} = \left(n + \frac{1}{2}\right) f_{ce}.$$

Il est communément admis que les sources du Continuum se trouvent à la plasmopause, dans le gradient de densité. La figure 2.6 a montre un exemple de profil radial de densité à la plasmopause (modèle : Gallagher et al., 1988) pris à l'équateur pour une valeur donnée de la

longitude (4h30 MLT). La fréquence plasma est représentée en bleu, et les gyrofréquences ($n f_{ce}$) en rouge. En vert, on peut voir l'évolution de f_{UH} qui reste proche de f_{pe} , et en noir, un profil $f_{pe}(R)$ pour une plasmopause de faible épaisseur (après lissage des irrégularités, la plasmopause observée le 30 décembre 2003 est de faible épaisseur). Le paramètre R représente alors la distance géocentrique du satellite, la plasmopause étant centrée autour de la coquille magnétique à $L = 4.82$.

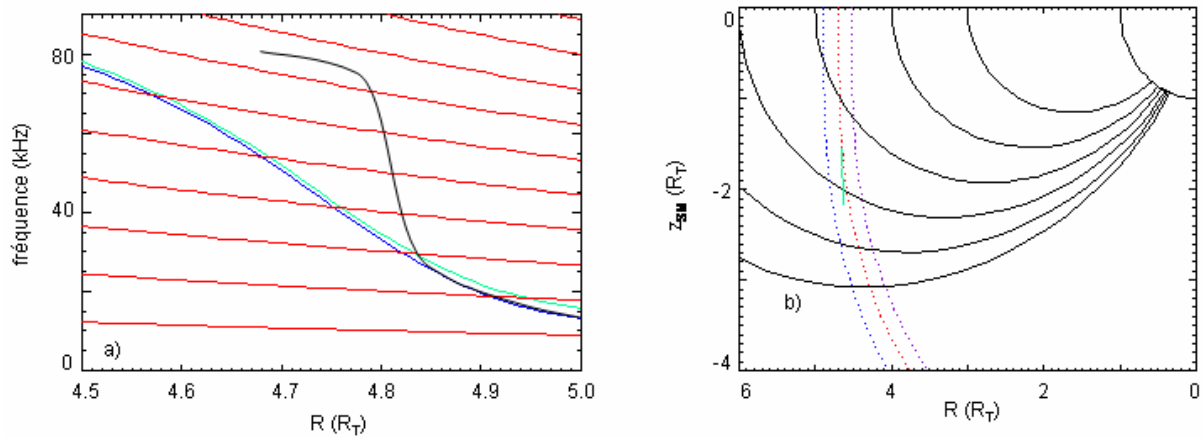


figure 2.6 a) évolution, dans le plan équatorial et en fonction de la distance géocentrique, de f_{pe} (en bleu), f_{UH} (en vert) et $n f_{ce}$ (en rouge) pour un modèle empirique de plasmopause (Gallagher et al., 1988). En noir : allure du profil $f_{pe}(R)$ pour une plasmopause de faible épaisseur. b) Courbes iso f_{ce} dans un plan méridien. En bleu : $f_{ce} = 7.5$ kHz ; en rouge, $f_{ce} = 8.5$ kHz, en violet, $f_{ce} = 9.5$ kHz. En vert : orbite de Cluster pendant l'observation du Continuum (08:20 TU à 08:50 TU).

Supposons, dans un premier temps, que la plasmopause a une épaisseur significative (cas du modèle), et que le Continuum est émis quand $f_{UH} = n f_{ce}$. Dans ce cas, $3 f_{ce} = f_{UH}$ est responsable de l'apparition d'une source de Continuum se trouvant à environ $4.83 R_T$ et $4 f_{ce} = f_{UH}$ de l'apparition d'une source de Continuum se trouvant à environ $4.75 R_T$. Ces sources émettent respectivement à $3 f_{ce} = 29.8$ kHz, ce qui correspond à $f_{ce} = 9.9$ kHz, et à $4 f_{ce} = 41.7$ kHz, ce qui correspond à $f_{ce} = 10.4$ kHz. La valeur de f_{ce} n'est donc pas la même à la position de la source située à $3 f_{ce} = f_{UH}$ et à la position de la source située à $4 f_{ce} = f_{UH}$. On ne peut donc pas relier l'écart en fréquence entre les bandes de Continuum à une valeur particulière de f_{ce} , ni, à fortiori, identifier facilement à quelle position se fait l'émission dans la bande gyroharmonique.

La valeur de l'écart df entre les bandes, comme celle des fréquences émises, va dépendre

1. de f_{UH} , donc du profil de densité considéré

2. de l'évolution de f_{ce} le long du gradient de densité
3. de l'ordre des bandes gyroharmoniques considérées

L'écart df peut être constant si le profil de densité est vertical (condition 1) ou si $f_{ce} = \text{cte}$ dans l'épaisseur de la plasmopause (condition 2). Dans les deux cas, $df = f_{ce}$. De plus, l'écart df entre deux fréquences d'émission respectant la condition $f_1 = f_{uh}(R_1) = n f_{ce}(R_1)$ et $f_2 = f_{uh}(R_2) = (n+1) f_{ce}(R_2)$ peut être indépendant de n sans que l'une des deux conditions ci-dessus soit vérifiée. Il suffit pour cela que la pente du profil de la fréquence f_{uh} évolue de manière adéquate, un peu plus rapidement (vers les hautes fréquences) que celle du profil de la fréquence f_{ce} .

Dans le cas du 30 décembre 2003, les bandes sont des harmoniques de df : on a $f_{émise} \approx n df$. Les deux conditions ci-dessus (fort gradient de densité et faible gradient de champ magnétique) sont approchées à la plasmopause au moment de sa traversée. La condition $f_{uh} = n f_{ce}$ peut être considérée comme acceptable.

Considérons maintenant l'hypothèse exprimée par la relation (1) : $f = f_{uh} = (n + \frac{1}{2}) f_{ce}$.

Le pic d'intensité de plus basse fréquence ($f = 4 df$) correspond alors à $n = 3$ ou à $n = 4$. Discutons, par exemple, l'observation à $df = 8$ kHz. Cet écart en fréquence est observé à 22.2° de latitude magnétique (figure 2.5). Le pic d'intensité correspondant à la bande du bas est alors observé à $f = 32$ kHz, ce qui équivaut, d'après la relation (1) à $f_{uh} = 32$ kHz à la source. Si $n = 3$, alors la relation (1) permet de dire que $f_{ce}(R = R_1) = 9.14$ kHz. La figure 2.6 b montre l'évolution dans un diagramme R_{SM} / Z_{SM} de trois iso- f_{ce} (7.5 kHz en bleu, 8.5 kHz en rouge et 9.5 kHz en violet). La norme du champ magnétique mesurée évolue comme celle d'un champ magnétique dipolaire, la valeur obtenue restant cependant inférieure à la valeur calculée (figure 2.3). Afin de modéliser l'évolution de f_{ce} dans le diagramme R_{SM} / Z_{SM} , un modèle dipolaire est utilisé. Afin d'obtenir à son point de passage à l'équateur la valeur du champ magnétique mesurée par le satellite, un coefficient multiplicateur est appliqué au modèle. La trajectoire du satellite pendant la durée d'observation des bandes de Continuum est représentée en vert. Comme on peut le voir sur la figure, $f_{ce} = 9.14$ kHz définit un point d'émission sur une surface iso- f_{ce} placée entre le satellite et la Terre (plus précisément entre la courbe rouge et la courbe violette). Le pic suivant est observé à $f = 40$ kHz. La source se trouve à un point de l'espace où $f = f_{pe}$. La source émettant une onde de fréquence $f = 40$ kHz est située dans une région où la densité est plus élevée, donc plus près de la Terre, que la source émettant une onde de fréquence $f = 32$ kHz. Pour vérifier la relation (1), cette source

doit être située en un point de l'espace où $f_{ce}(R = R_2) = 8.9$ kHz, c'est-à-dire entre les courbes rouge et violette sur la figure 2.6 b. Ceci n'est possible que si la latitude d'émission est significativement plus faible dans le cas d'une source émettant à $f = 40$ kHz que dans le cas d'une source émettant à $f = 32$ kHz. Cette condition n'est pas conciliable avec le fait qu'une même zone de la plasmopause émette ces différentes fréquences.

Si $n = 4$, alors $f_{ce}(R = R_1) = 7.11$ kHz et $f_{ce}(R = R_2) = 7.3$ kHz. Les surfaces iso- f_{ce} correspondantes sont situées à plus grande distance de la Terre que le point d'observation (au-delà de la courbe bleue sur la figure 2.6 b), ce qui ne correspond pas non plus à la configuration attendue.

Nous considérons donc la relation (1) comme étant un critère d'émission peu vraisemblable dans le cas de l'événement étudié.

2.2 b Résultats complémentaires

D'autres mécanismes que celui mettant en jeu f_{UH} et $n f_{ce}$ peuvent être responsables de la génération de bandes larges du type de celles observées le 30 décembre 2003. Rönmark (1985), par exemple, suppose la décroissance d'un mode de Bernstein (f_q) en une onde électrostatique basse fréquence, et en un mode O. L'événement du 27 décembre 2005 présenté sur la figure 2.7 apparaît sur C3 à environ 5h30 MLT, entre -20° et -15° de latitude magnétique, et juste avant que le satellite ne pénètre à l'intérieur d'une plume. Comme dans le cas du 30 décembre 2003, les bandes observées présentent une largeur spectrale de l'ordre de 3 kHz, et sont décroissantes avec le temps.

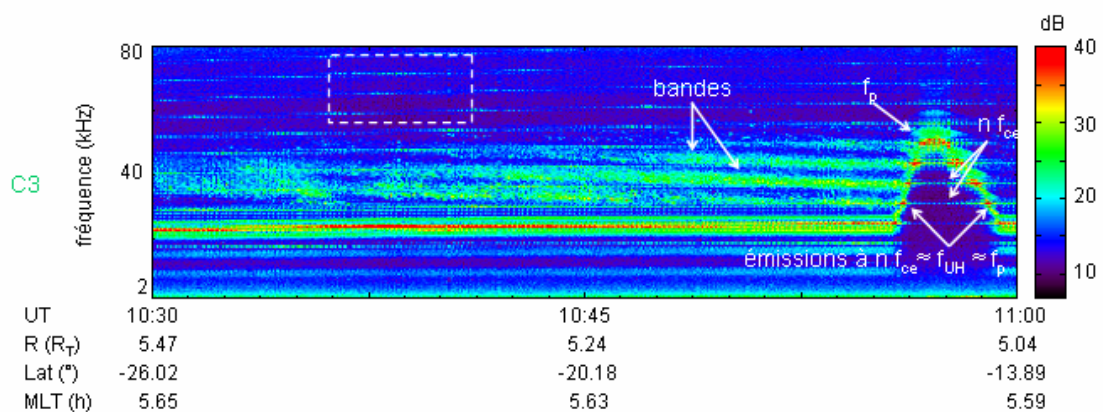


figure 2.7 événement du 27 décembre 2005 vu par C3. Des bandes larges du type de celles du 30 décembre 2003 sont visibles. Elles apparaissent avant la plume à $f = n f_{ce}$. On note la présence d'émissions parasites aux gyroharmoniques locales dues à l'instrument EDI (rectangle blanc).

Durant l'intervalle de temps pendant lequel l'événement du 27 décembre 2005 est observé, l'instrument EDI (electrons drift instrument, Pashmann et al., 1997) fonctionne sur C3, ce qui a pour effet d'exciter les $n f_{ce}$. Celles-ci sont alors bien visibles sur le spectrogramme, et des émissions intenses apparaissent dans le gradient de densité de la plume lorsque $n f_{ce} = f_{pe}$.

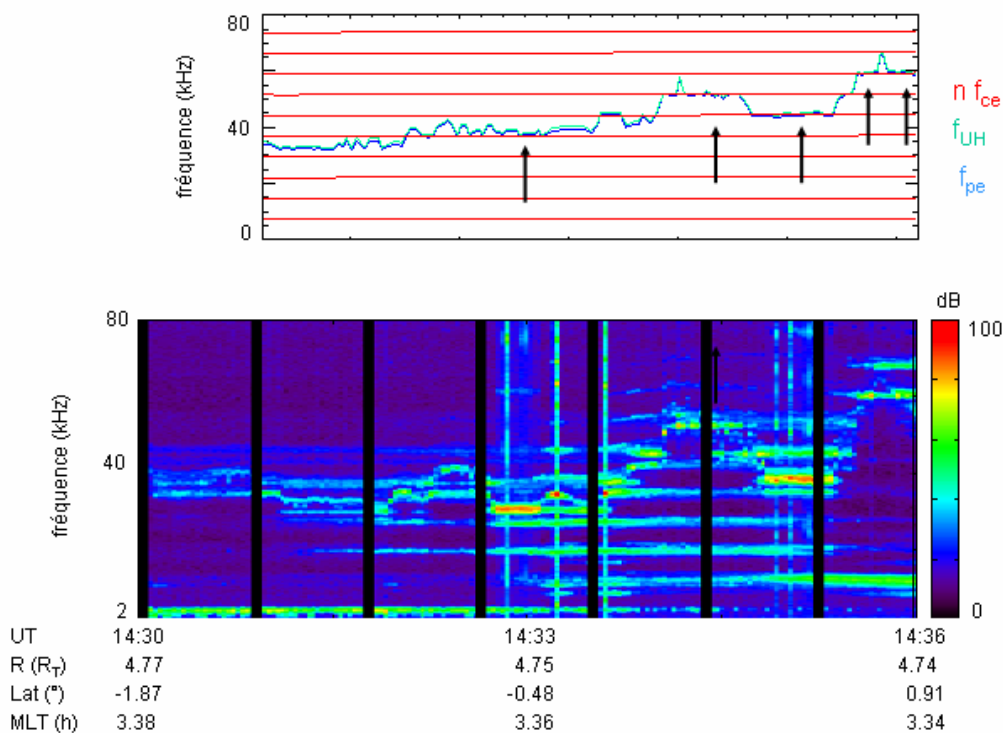


figure 2.8 données de C1 pour la traversée de la plasmopause du 14 janvier 2003 (en bas). Des émissions électrostatiques intenses apparaissent lorsque $n f_{ce} = f_{pe} = f_{UH}$. Ces émissions sont repérées par des flèches (en haut).

Les bandes de Continuum disparaissent lorsque le satellite pénètre dans la plume. A leur disparition, elles sont observées à $f \approx n f_{ce}$. Elles semblent ici être émises dans le gradient de densité de la plume aux harmoniques de f_{ce} . Huit cas de bandes larges, disparaissant lorsque le satellite traverse, le gradient de densité sont observés en 2003, 2005 et 2006. Pour chacun des huit cas, les bandes de Continuum sont observée à $f \approx n f_{ce}$ à la traversée de la plasmopause

Un dernier exemple est présenté sur la figure 2.8. Il montre l'existence d'émissions intense à $f = f_{pe}$. Elles sont repérées par des flèches sur la partie haute de la figure. Comme on peut le voir, elles apparaissent quand $f_{pe} = f_{UH} = n f_{ce}$. Ces émissions pourraient être à l'origine d'événements du type de celui du 30 décembre 2003.

3. Compatibilité des observations avec la théorie de Jones

3.1 Les simulations de Horne (1990) : étude du spectre de l'émission

3.1 a L'étude de Horne (1990)

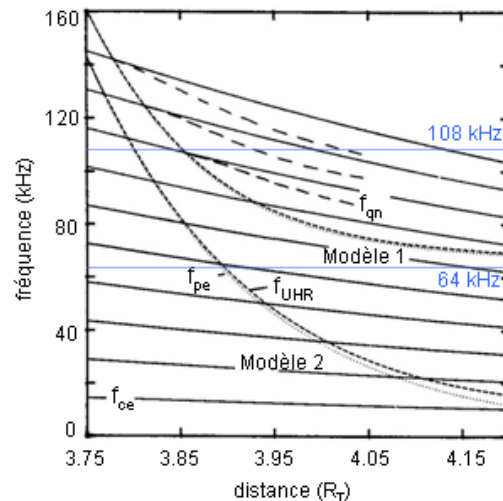


figure 2.9 d'après Horne (1990). Modèles de densité utilisés dans les simulations. Celles-ci sont faites entre 64 kHz et 108 kHz.

La théorie de Jones montre que le Continuum est généré à partir d'une onde électrostatique à $f = f_{UH}$ qui se convertit en une onde électromagnétique de mode Z. Celle-ci se transforme ensuite en une onde électromagnétique de mode O à travers une fenêtre radio. Horne (1990) suppose que la structure en bandes du Continuum est une conséquence du domaine d'existence des ondes électrostatiques responsables de l'apparition de l'onde électromagnétique de mode Z. Ces ondes électrostatiques ne peuvent exister qu'entre $n f_{ce}$ et f_{qn} (voir annexe 1). Le spectre des ondes électrostatiques n'étant pas continu, celui de l'onde se propageant dans le mode Z, puis celui du Continuum ne l'est pas non plus. Afin de valider cette hypothèse, l'auteur définit deux profils de densité (modèle 1 et modèle 2 sur figure 2.9 (d'après Horne (1990))). En prenant comme point de départ la fenêtre radio ($f = f_{pe}$), et en utilisant un programme de tracé de rayon, il reconstruit la trajectoire de l'onde jusqu'à sa région de génération. Si cette dernière est amortie avant d'atteindre sa région de génération, alors aucune onde ne peut atteindre la fenêtre radio à cette fréquence.

A partir de l'étude sur la trajectoire des différents rayons, Horne (1990) reconstruit le spectre du mode Z lorsque celui-ci atteint les fenêtres radio (figure 2.10). L'étude est faite entre 64 kHz et 108 kHz (pointillé bleus sur la figure 2.9) et pour les deux profils de densité (modèle 1,

figure a, modèle 2, figure b). Les deux spectres obtenus sont très différents, mais montrent bien que certaines fréquences ne peuvent pas atteindre leur fenêtre radio, et que le mode Z va être structuré en bandes. L'intervalle 64 kHz / 108 kHz, un pic d'intensité est observé par bande gyroharmonique traversée par f_{pe} sur. Le nombre de pics d'intensité dépend alors de la valeur du gradient de densité.

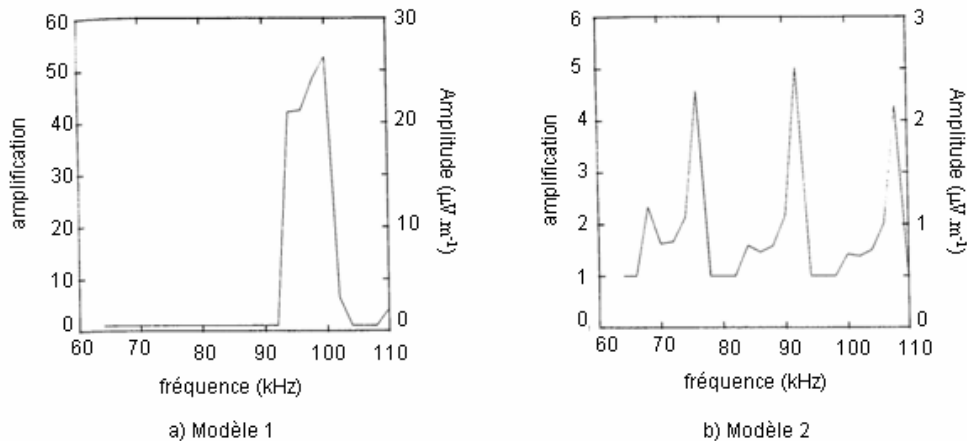


figure 2.10 d'après Horne (1990). Amplitude du mode Z en fonction de la fréquence lorsqu'il atteint la fenêtre radio.

Des fenêtres radio existent à toutes les fréquences plasmas. Si une onde de fréquence f atteint sa fenêtre radio, elle est automatiquement convertie. Certaines fréquences n'atteignant jamais leur fenêtre radio, certaines fenêtres vont être actives et d'autres non. Le Continuum est alors structuré en bandes.

La fenêtre radio peut atténuer l'onde, mais ne modifie pas la forme du spectre (Budden et Jones, 1987). La signature spectrale du Continuum émis par les fenêtres radio doit donc être la même que celle du mode Z lorsqu'il atteint les fenêtres.

On va à présent comparer la signature spectrale du Continuum lors de l'événement du 30 décembre 2003 avec celle obtenue par simulation par Horne (1990).

3.1 b Comparaison avec le spectre de l'événement du 30 décembre 2003

La figure 2.11 présente un exemple de spectre de l'événement du 30 décembre 2003 fait à partir des données de C3. Ce spectre apparaît sur la figure 2.1 à droite du spectrogramme. Les signatures spectrales des bandes de Continuum apparaissent sous forme de pics d'intensité visibles au dessus de la fréquence plasma. Quatre pics d'intensité correspondant à quatre bandes de Continuum sont visibles sur ce spectre entre 29 kHz et 56.6 kHz. D'après Horne

(1990), un pic d'intensité est obtenu par bande gyroharmonique. Le saut de fréquence plasma dans lequel se trouvent les sources responsables du spectre de la figure 2.11 doit donc traverser tout ou partie de quatre bandes gyroharmoniques successives en 27 kHz. Ceci correspond à une gyrofréquence qui serait comprise entre 7 et 9 kHz dans le cas d'un échelon brusque de fréquence plasma (gradient infini) et sur un intervalle un peu plus élevé dans le cas d'une épaisseur de plasmopause plus réaliste. Ce critère définit une zone d'émission possible dans un plan méridien, comme indiqué figure 2.6 b.

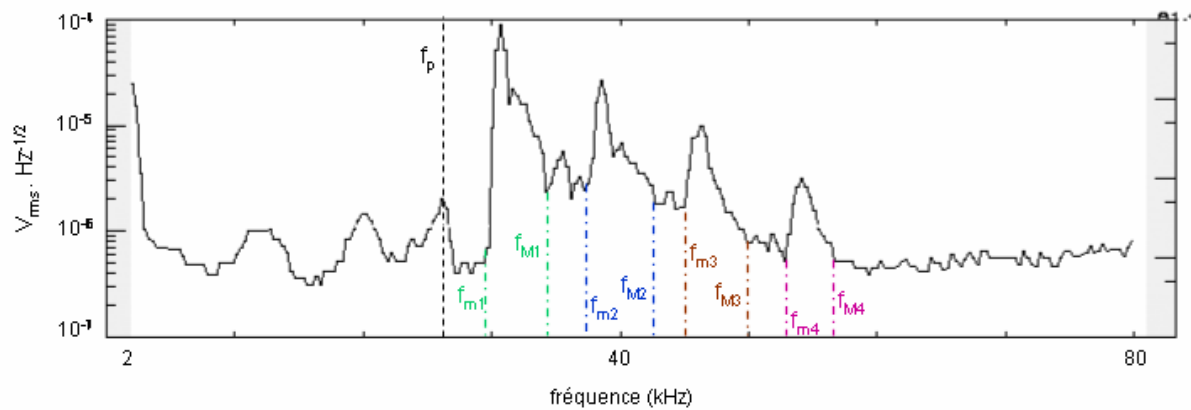


figure 2.11 spectre fait à partir des données de C3 à 08:42:58 TU et déjà présenté à droite du spectrogramme sur la figure 2.1.

La norme du champ magnétique mesuré évolue comme la norme d'un champ magnétique dipolaire, la valeur obtenue restant cependant inférieure à la valeur calculée (figure 2.3). La source se trouve, d'après la théorie de Jones, dans le plan de l'équateur magnétique. Ceci n'est que fort peu probable dans le cas de l'événement considéré. En effet, la zone de l'équateur magnétique couvrant le domaine des gyrofréquences autour de 8 kHz est placée à la même distance de l'axe magnétique que le point d'observation. Le rayon qui se propagerait entre la source et le satellite serait alors à peu près parallèle à l'axe de spin, et le taux de modulation serait très faible. Ce n'est pas le cas ici.

En résumé, le spectre de l'événement du 30 décembre 2003 présente des caractéristiques similaires, bien que différant dans les détails, à celui obtenu par Horne (1990) à partir de modèles de densité. Les écarts en fréquence observés correspondent à la valeur locale de f_{ce} mesurées par le satellite. Le scénario développé par Horne (1990) est donc plausible, mais, si ce modèle est valide, la source n'est pas située dans le plan de l'équateur magnétique.

3.2 Latitude magnétique de la première source « vue » par le satellite

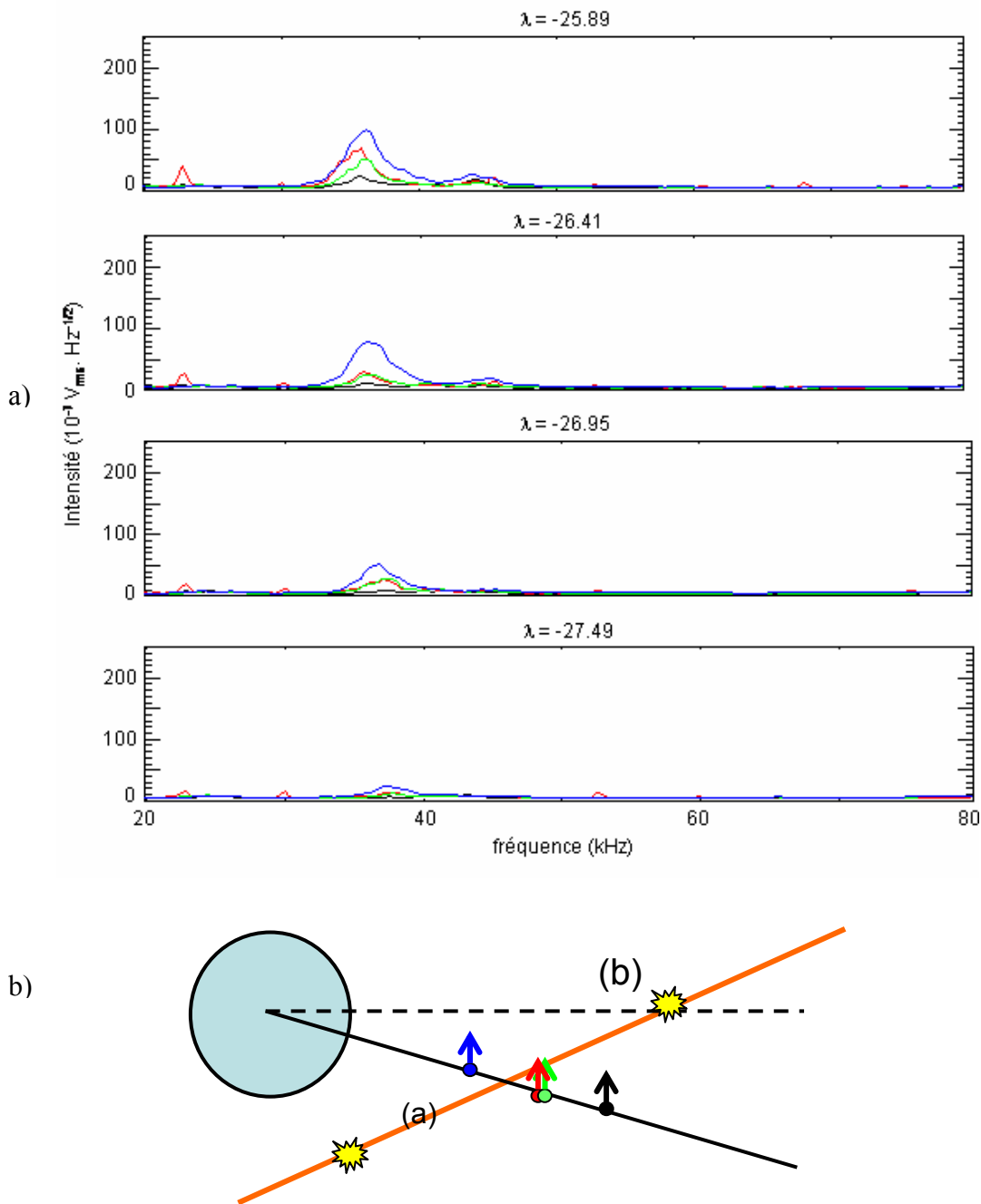


figure 2.12 intensité du champ électrique mesuré par les quatre satellites (noir : C1, rouge : C2, vert : C3, bleu : C4) entre -27.49° (en bas) et -25.89° (en haut) de latitude magnétique (a) et schéma donnant la position de la frontière de l'événement (en orange).

La figure 2.12 a présente l'intensité du champ électrique mesuré par les quatre satellites (noir : C1, rouge : C2, vert : C3, bleu : C4) entre 20 kHz et 80 kHz, et entre -27.49° (en bas) et -25.89° (en haut) de latitude magnétique. Supposons que la source émette une onde d'intensité constante pendant toute la période d'observation. Le premier pic d'intensité

apparaît sur C4 à -27.49° de latitude magnétique entre 35 et 40 kHz. Il apparaît sur C2 et C3 à -26.95° de latitude magnétique, puis sur C1 à -25.89° de latitude magnétique. Les quatre satellites découvrent donc le Continuum à une fréquence donnée pour des latitudes magnétiques différentes.

C4 orbite plus près de la Terre que C2, C3 et C1, C2 et C3 orbitent à des distances de la Terre similaires, et C1 orbite plus loin de la Terre que C4, C2 et C3 (schéma figure 2.12 b). Le satellite le plus proche de la Terre rencontre le phénomène à la distance la plus grande de l'équateur magnétique. La frontière de l'événement (en orange sur la figure 2.12 b) est donc telle que plus la distance géocentrique augmente, plus la latitude magnétique diminue. La source peut alors être située à une latitude magnétique supérieure en valeur absolue à celle à laquelle C4 découvre l'événement (position (a) sur la figure 2.12) ou à une latitude magnétique inférieure en valeur absolue à celle à laquelle C1 le rencontre (position (b) sur la figure 2.12). Dans ce cas, elle se trouve à une distance géocentrique plus grande que celles des satellites, ce qui suppose l'existence d'une plume.

Cette étude montre que la position (a) de la source est compatible avec les écarts en fréquence mesurés par les différents satellites. Cette position est donc compatible avec le scénario de Horne (1990).

4. Bilan

Le rôle des fréquences propres est étudié ici à partir d'un événement observé près du périégée, donc à proximité des sources du Continuum. Celui-ci présente une signature spectrale en bandes de largeur en fréquence d'environ 3 kHz. Ce type de signature spectrale est très particulier et peu fréquent (2% des événements observés en 2003).

L'étude de l'évolution des maxima d'intensité des différentes bandes de Continuum permet de montrer que l'hypothèse de Kurth (1981) n'est pas vérifiée. Dans le cas étudié ici, le Continuum n'est pas émis à $(n + \frac{1}{2}) f_{ce} = f_{UH}$. On montre également que, du fait de la pente du gradient de densité, le lien entre l'écart séparant les bandes de Continuum et f_{ce} n'est pas direct. Dire, par exemple, que le Continuum est observé près de sa source parce que l'écart entre les bandes est proche de f_{ce} local n'est valable que si le gradient de densité est vertical.

La théorie de Jones propose un mécanisme de génération ayant comme point de départ f_{UH} . Cette théorie n'explique pas le caractère discret de l'onde. Les travaux de Horne (1990) permettent d'expliquer la structure en bandes du Continuum à partir du domaine d'existence des ondes électrostatiques, et de leur amortissement le long de la trajectoire du rayon. Dans ce cas, le rôle des modes propres du plasma est d'autoriser l'émission de certaines fréquences et d'en interdire d'autres. L'étude d'un spectre de l'événement du 30 décembre 2003 à la lumière des travaux de Horne (1990) définit une zone d'émission possible dans le plan méridien magnétique.

La latitude magnétique à laquelle le premier pic d'intensité apparaît sur chacun des quatre satellites montre que, dans l'hypothèse d'une source émettant une onde d'intensité constante, la première source « vue » par les satellites se trouve à une latitude magnétique inférieure à -27.5° , donc loin de l'équateur magnétique. De plus, une source qui y serait située émettrait une onde se propageant presque verticalement, ce qui contredit les observations. Tout ceci indique que la source n'est pas située à l'équateur magnétique, et l'observation contredit une partie de la théorie de Jones.

Il est généralement admis que la source du Continuum se trouve autour du plan de l'équateur magnétique. Les résultats présentés ici montre que les sources peuvent être éloignées de ce plan. Les mécanismes de génération mettant en jeu des ondes électrostatiques intenses à $f = f_{UH}$ utilisent l'hypothèse selon laquelle ces ondes électrostatiques sont particulièrement intenses quand $f_{UH} = (n + \frac{1}{2}) f_{ce}$ (Gough et al., 1979). Ces mécanismes de génération sont très efficaces autour de l'équateur magnétique, mais le sont peu à hautes latitudes magnétiques. D'autres mécanismes de génération doivent donc être développés pour expliquer des événements du type de celui du 30 décembre 2003.

III. Conclusion

Dans la partie C, nous avons testé la théorie de Jones à partir de l'étude de deux événements présentant des signatures spectrales différentes. Celui du 26 septembre 2003 nous a permis un test direct de la théorie de Jones. Pour ce faire, nous avons pris différents points de la théorie (ouverture des faisceaux, angle fait par les faisceaux avec l'équateur magnétique, visibilité des sources) puis, nous avons regardé si la théorie et les observations étaient en accord. Un

accord entre les deux a pu être trouvé dans le cas d'une source située légèrement en dehors de l'équateur magnétique.

L'événement du 30 décembre 2003 nous a permis un test indirect de la théorie de Jones. En accord avec Horne (1990), dans l'hypothèse où la théorie de Jones est vérifiée, il est possible de prédire le spectre du Continuum à partir du comportement des ondes électrostatiques. A partir des observations en fréquence, une région source peut alors être déterminée.

A partir de l'événement du 30 décembre 2003, nous avons également testé l'hypothèse de Kurth et al. (1981) reliant la fréquence du Continuum, f_{ce} et f_{UH} . Dans le cas du 30 décembre 2003, la relation $(n + \frac{1}{2}) f_{ce} = f_{UH} = f_{continuum}$ n'est pas vérifiée. Des observations complémentaires montrent que des émissions électrostatiques à $n f_{ce} = f_{pe} = f_{UH}$ pourraient être les sources de ce type d'événements.

D'autres mécanismes de génération ont été développés, et n'ont pas été étudiés ici. Ils sont non linéaires, et mettent généralement en jeu une onde électrostatique basse fréquence, et un mode propre du plasma (Melrose, 1981, Rönmark, 1983, Rönmark, 1985, Christiansen et al., 1984). Il faudrait à présent tester ces différents mécanismes de génération. Ces théories ne décrivent pas le comportement de l'onde après l'émission, ce qui rend impossible toute étude du type de celle utilisée pour tester la théorie de Jones à partir de l'événement du 26 septembre 2003. Une solution consisterait à étudier la corrélation entre l'apparition des ondes électrostatiques mises en jeu dans les différents mécanismes de génération et l'apparition de Continuum.

D. Etude de la plasmasphère comme surface d'émission

Comme on l'a vu dans la partie II. B, le Continuum est généré sous forme de bandes séparées en fréquence. Cette structure discrète provient probablement du mécanisme responsable de l'apparition du Continuum. Le mécanisme de génération n'explique cependant pas l'écart en fréquence qu'on peut observer entre les bandes, ni l'évolution en fréquence que peuvent avoir les bandes de Continuum. Tout ceci est dû à la forme et à l'évolution de la surface à laquelle se trouve la source de l'onde. Les sources du Continuum sont réputées se trouver dans le gradient de densité de la plasmopause. Cette dernière est une surface qui se déplace et qui se déforme. On définit la surface émettrice comme étant la région de la plasmopause dans laquelle se trouvent les sources d'un événement.

Dans cette partie, nous allons nous intéresser au lien existant entre la surface émettrice et la signature spectrale observée. L'étude présentée ici est une étude préliminaire qui reste qualitative. On regardera tout d'abord le rôle des mouvements de la plasmopause, puis on s'intéressera à la forme de la surface émettrice.

I. Le rôle des mouvements de la plasmasphère

La plasmopause n'est pas une surface statique. Pendant les périodes de forte activité magnétique ou durant un orage magnétique, la plasmopause se déplace, se déforme. Ces mouvements vont donc avoir un impact sur l'onde émise dans le gradient de densité (fréquence, signature spectrale, évolution spatio-temporelle).

Nous allons étudier ici deux cas particuliers. L'étude du premier cas (14 août 2003) nous permettra de visualiser l'impact des mouvements de la plasmasphère sur la signature spectrale du Continuum. L'étude du second cas (2 janvier 2003) nous permettra, à partir de l'évolution des bandes de Continuum, de déterminer comment se déplace la surface émettrice.

1. Le cas du 14 août 2003 : un cas de bandes oscillantes

1.1 Présentation de l'événement

L'événement du 14 août 2003 est présenté sur la figure 1.1. Les satellites orbitent dans la région dipolaire (à droite) entre 13h et 14h MLT.

Le spectrogramme fait à partir des mesures de C4 est présenté en bas à gauche sur la figure 1.1. Les mesures sont représentées entre 40 et 80 kHz et entre 10:40 TU et 11:40 TU. Les satellites étant proches (séparation : 200 km), les spectrogrammes des trois autres satellites sont à peu près identiques et ne sont pas montrés ici. L'existence d'une onde électrostatique intense entre 60 et 70 kHz montre que l'équateur magnétique est traversé un peu après 11:10 TU. Ce type d'émission située au dessus de la fréquence plasma locale est lié à la proximité de la plasmopause.

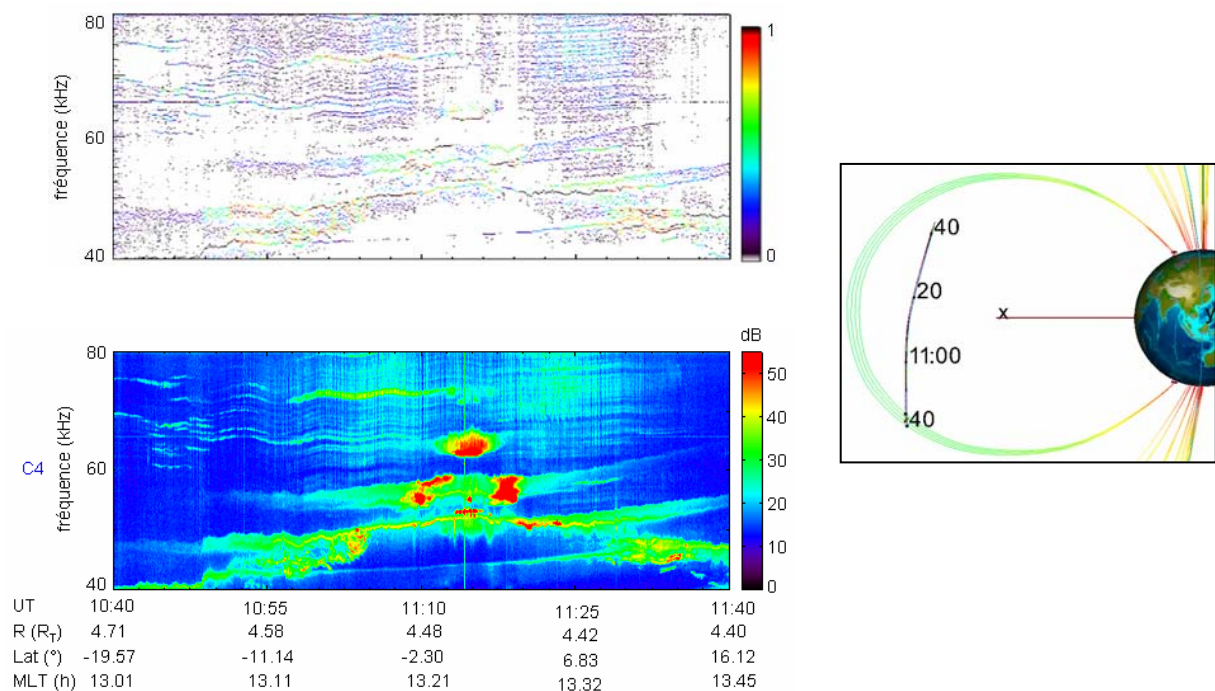


figure 1.1 événement du 14 août 2003 : orbite (à droite), spectrogramme fait à partir des mesures de C4 (en bas, à gauche) et représentation temps / fréquence des maxima d'intensité correspondante (en haut, à gauche).

L'événement du 14 août apparaît au dessus de la fréquence plasma, entre 60 et 80 kHz. Il apparaît tout au long de l'orbite entre 10:40 TU et 11:35 TU. Cet événement se présente sous deux formes différentes :

- sous forme de bandes oscillantes dans l'hémisphère sud.

- sous forme d'un ellipsoïde dans l'hémisphère nord.

La figure située au dessus du spectrogramme donne une représentation temps / fréquence des maxima d'intensité du champ électrique (voir partie I. B. II). Les bandes oscillantes visibles dans l'hémisphère sud apparaissent très nettement sur cette figure. Celles-ci sont parallèles et oscillent en phase à une période $T_{NTC} = 7 \text{ min } 30$. A l'approche de l'équateur magnétique, l'oscillation s'amortit puis disparaît.

La figure 1.2 présente les variations de l'intensité du champ électrique en fonction du temps pour chacun des quatre satellites à $f = 80 \text{ kHz}$. Des pics d'intensité sont observés par chacun d'entre eux dans l'hémisphère sud. Comme le montre le spectrogramme de la figure 1.1, une bande intercepte périodiquement la fréquence choisie. Le satellite observe un pic d'intensité à chaque fois que cette bande passe par 80 kHz . Les pics d'intensité sont observés en même temps par les quatre satellites. Ils se trouvent alors dans le même faisceau d'onde. En accord avec l'étude présentée dans la partie II. A. I, les satellites se trouvent sur la trajectoire d'un faisceau d'onde provenant d'une source qui s'allume puis s'éteint avant que les satellites n'aient eu le temps d'en sortir. Le faisceau émis est suffisamment large pour éclairer les quatre satellites en même temps. Comme le montre la figure 1.2, une source émettant à 80 kHz s'allume et s'éteint périodiquement.

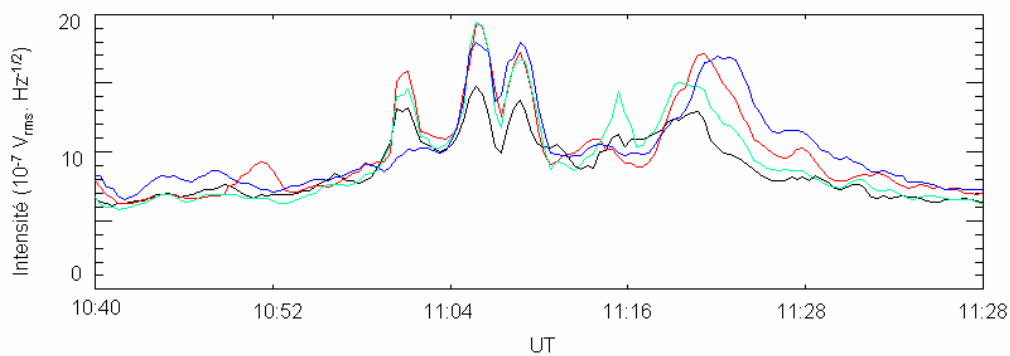


figure 1.2 intensité du champ électrique en fonction du temps pour $f = 80 \text{ kHz}$ et pour les quatre satellites (C1 en noir, C2 en rouge, C3 en vert et C4 en bleu)

Nous allons à présent rechercher la cause des oscillations des bandes de Continuum. La source émet une onde à $f = f_{pe}$. Nous nous intéresserons donc tout d'abord au comportement du plasma. Nous montrerons que le plasma oscille avec le champ magnétique, puis nous étudierons le lien existant entre ces oscillations et celles des bandes de Continuum.

1.2 Les oscillations de la plasmasphère

1.2 a Les données de l'instrument EDI

L'instrument EDI (electron drift instrument) mesure la vitesse de dérive des électrons (Paschmann et al., 2001). Les mesures des trois composantes de la vitesse dans le repère GSE sont présentées sur la figure 1.3 pour C1, C2 et C3. Ces composantes oscillent de façon sinusoïdale à une période $T_V = 3 \text{ min } 45$. Dans chaque direction, la vitesse est périodiquement positive puis négative, ce qui signifie que les électrons se déplacent dans un sens puis dans l'autre. On observe donc ici une oscillation du plasma. Dans une direction donnée, les trois satellites observent les oscillations en même temps. On peut également remarquer que V_x et V_y oscillent en phase et avec la même amplitude, alors que V_z oscille en opposition de phase et avec une amplitude environ égale au double de l'amplitude de V_x ou de V_y .

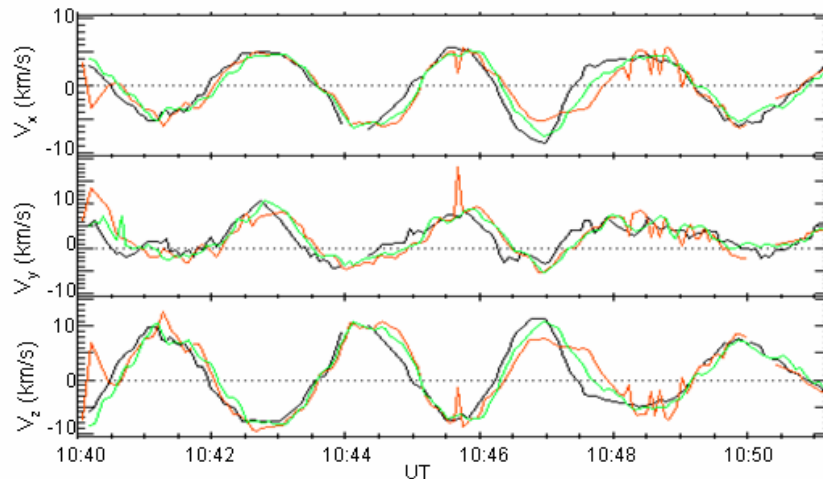


figure 1.3 mesure de la vitesse de dérive des électrons dans le repère GSE à partir de l'instrument EDI.

L'utilisation des données de l'instrument EDI montre que le plasma oscille. Nous allons à présent utiliser les données de l'instrument FGM pour identifier l'onde responsable de ces oscillations.

1.2 b Identification de l'onde provoquant les oscillations

Sur la figure 1.4, on peut voir les variations temporelles de B_x (a), B_y (b), B_z (c) dans le repère SM et de la norme du champ magnétique (d) pour chacun des quatre satellites. Les mesures sont tracées entre 10:40 TU et 10:51 TU. Pour chacune des composantes du champ

magnétique, des oscillations apparaissent sur les mesures des quatre satellites. Pour une composante du champ magnétique donnée, les oscillations vues par chacun des satellites sont en phase. Comme dans le cas des bandes de Continuum, les oscillations du champ magnétique sont donc observées en même temps sur les données des quatre satellites.

On définit $\Delta B_i = B_{i \text{ model}} - B_{i \text{ mesuré}}$, où $B_{i \text{ model}}$ est la valeur du champ magnétique calculée à partir du modèle de Tsyganenko et Stern (1996) et $B_{i \text{ mesuré}}$ est la valeur du champ magnétique mesuré par l'instrument FGM à bord de C4 et projeté dans le repère SM. La figure 1.5 a présente les variations temporelles de ΔB_x (en rose), ΔB_y (en vert) et de ΔB_z (en gris) entre 10:40 TU et 10:51 TU. Comme dans le cas de la vitesse de dérive, B_x et B_y oscillent en phase et avec la même amplitude. B_z oscille en opposition de phase. La période d'oscillation est $T_B = 3 \text{ min } 45$. On a donc $T_B = T_V$. Le plasma et le champ magnétique oscillent ensemble, il s'agit donc d'une onde MHD. La valeur de la période d'oscillation permet d'identifier des Pc-5.

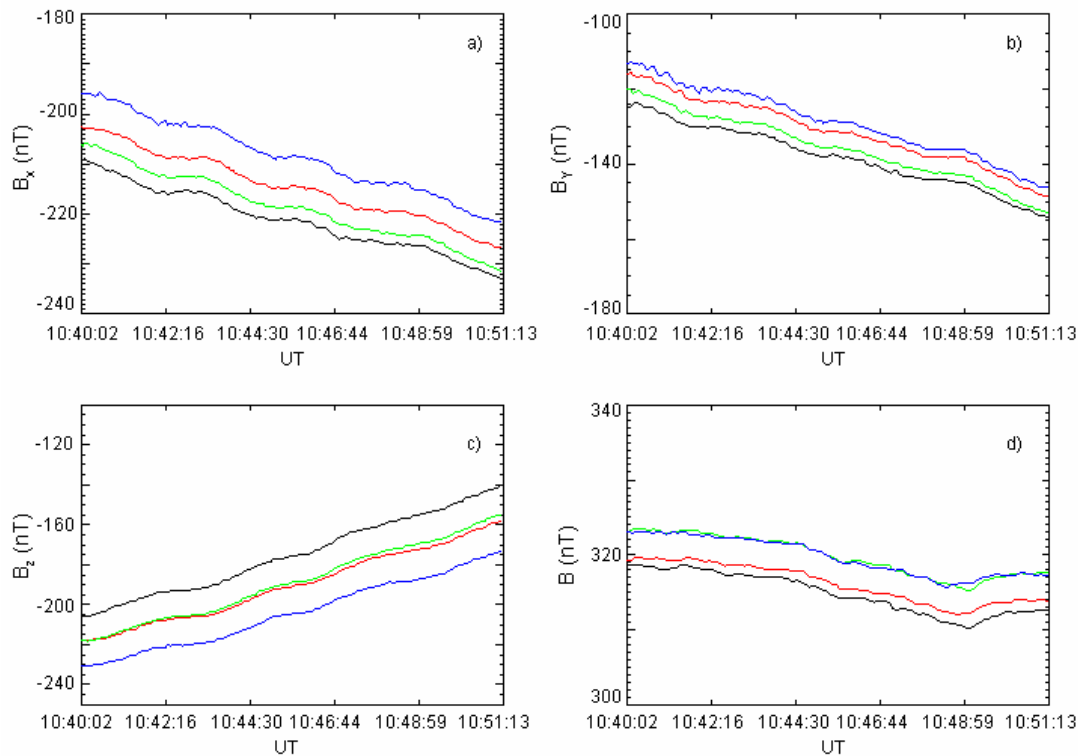


figure 1.4 évolution de B_x (a), B_y (b), B_z (c) dans le repère SM et de la norme du champ magnétique (d) pour chacun des quatre satellites (C1 : noir, C2 : rouge, C3 : vert, C4 : bleu).

ΔB_x et ΔB_y oscillent en phase et avec la même amplitude. Ceci signifie que, quand B_x augmente, B_y augmente de la même quantité. La direction du champ magnétique projeté dans le plan (x_{SM}, y_{SM}) reste alors la même (figure 1.5 b). Les oscillations du champ magnétique (et

du plasma) ont donc lieu dans le plan méridien magnétique (figure 1.5 c). Il s'agit donc de Pc-5 poloïdales (Dungey, 1961). Le champ magnétique est perturbé jusqu'à des distances relativement proches de la Terre. L'activité géophysique est significative, ce qui est compatible avec l'apparition de Pc-5 compressionnelles.

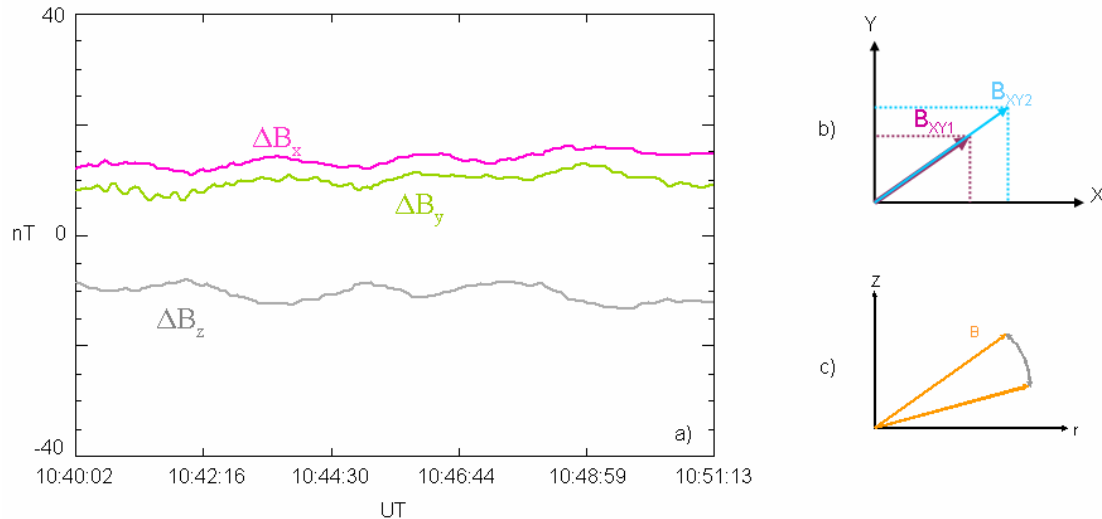


Figure 1.5 a) variations temporelles de ΔB_x (en rose), ΔB_y (en vert) et de ΔB_z (en gris), b) oscillations de B dans le plan (x,y) , c) oscillations de B dans le plan (r,z)

Nous avons montré ici que le plasma et le champ magnétique oscillent à une période $T_B = 3$ min 45. La source de Continuum se trouve là où $f = f_{pe}$. Il doit donc exister un lien entre ces oscillations et celle des bandes de Continuum. C'est ce que nous allons regarder maintenant.

1.3 Les oscillations des bandes du Continuum.

La figure 1.6 présente les variations temporelles de ΔB_x (en rose), ΔB_y (en vert) et de ΔB_z (en gris) entre 10:40 TU et 11:40 TU. La traversée de l'équateur magnétique est marquée par la droite en pointillé.

Des oscillations apparaissent sur les trois composantes du champ magnétique dans l'hémisphère sud. Elles s'amortissent progressivement à mesure que le satellite se rapproche de l'équateur magnétique. Elles ont complètement disparu lorsque le satellite se trouve dans l'hémisphère nord. Un comportement similaire à celui des bandes du Continuum présenté sur la figure 1.1 est donc observé. Les oscillations des bandes de Continuum et celles du champ magnétique (donc celles du plasma) semblent être liées.

La figure 1.7 présente une étude de directivité faite à partir des quatre satellites. Cette étude de directivité n'est pas faite, comme dans les cas présentés précédemment, à une fréquence donnée, mais en suivant l'évolution en fréquence d'une des bandes observées sur le spectrogramme de la figure 1.1. On peut visualiser l'évolution en fréquence de la bande choisie sur la figure 1.7 a. Le résultat de l'étude de directivité est présenté sur la figure 1.7 b. On peut voir ici que toutes les droites de directivité se coupent dans une région faiblement étendue et située à proximité de l'orbite des satellites. On peut donc supposer que la bande est émise par une région source faiblement étendue et immobile dans le plan (x_{GSE}, y_{GSE}) , mais pouvant osciller le long de \vec{B} . Supposons que le Continuum est émis à $f = f_{pe} = (n + \alpha) f_{ce}$ où $0 \leq \alpha \leq 1$. Du fait des oscillations du plasma et du champ magnétique, les valeurs f_{pe} et f_{ce} oscillent, ce qui entraîne une oscillation de la fréquence des bandes de Continuum. L'étude de directivité montre que ce phénomène se produit sur une coquille magnétique proche des satellites et située entre la Terre et les satellites.

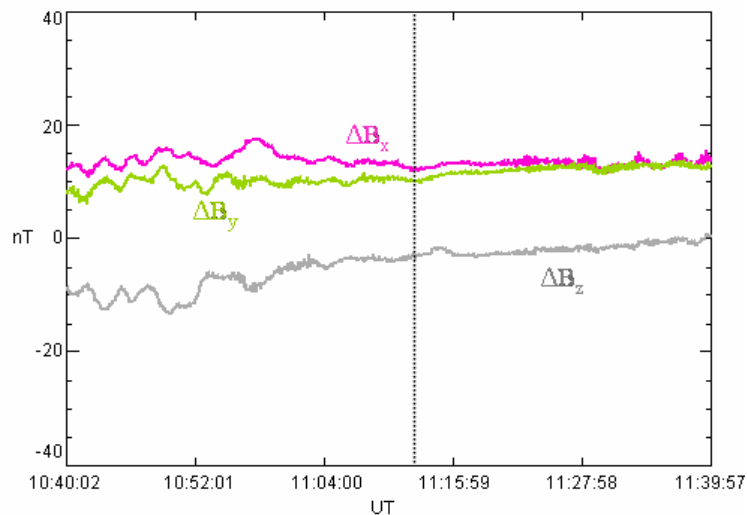


figure 1.6 évolution de ΔB_x (rose), ΔB_y (vert) et ΔB_z (gris) dans le repère SM pendant l'observation de l'événement présenté sur la figure 2.1. $\Delta B_i = B_{i\ model} - B_{i\ mesuré}$, où $B_{i\ model}$ est la valeur du champ magnétique calculée à partir du modèle de Tsyganenko et Stern (1996) et $B_{i\ mesuré}$ est la valeur du champ magnétique mesuré par l'instrument FGM à bord de C4. La droite en pointillé donne l'instant auquel le satellite traverse l'équateur magnétique.

Les bandes du Continuum oscillent à $T_{NTC} = 7$ min 30, le champ magnétique et le plasma oscillent à $T_B = T_V = 3$ min 45. On a donc $T_{NTC} = 2 T_B = 2 T_V$. La source et les satellites se trouvent à des endroits de l'espace où deux harmoniques différentes sont observées.

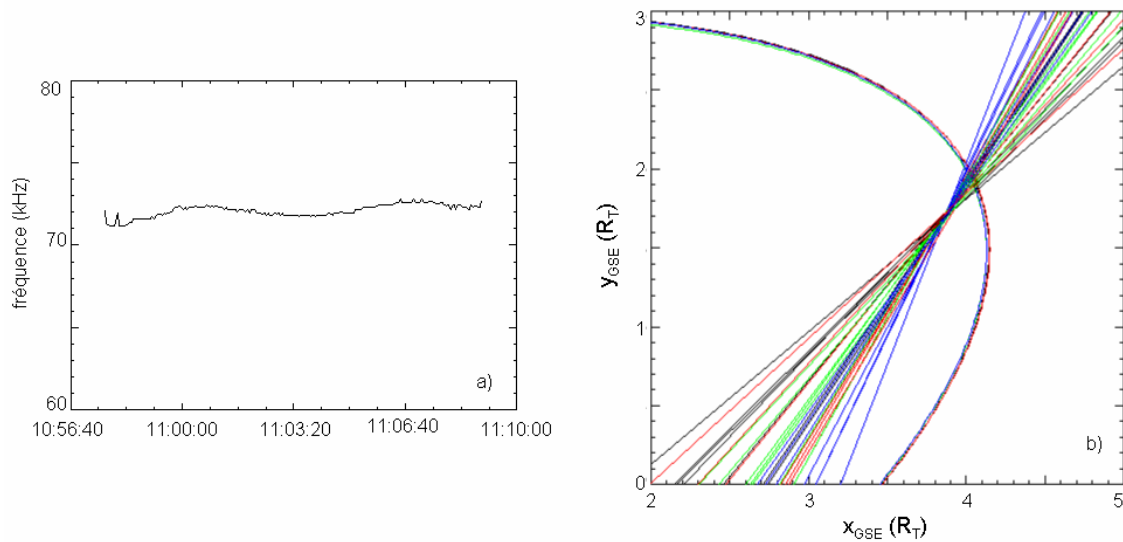


figure 1.7 étude de directivité faite à partir des quatre satellites le long d'une bande. a) évolution temporelle de la fréquence de la bande choisie. b) étude de directivité.

1.4 Bilan

Lors de l'événement du 14 août 2003, des oscillations sont observées dans les bandes du Continuum conjointement à celles du plasma et du champ magnétique dont l'étude a permis d'identifier des Pc-5 poloïdales compressionnelles. Les oscillations des bandes du Continuum reflètent ici celles de la plasmasphère.

2. L'exemple du 2 janvier 2003 : un cas de bandes dont la fréquence augmente

2.1 Présentation de l'événement

L'événement du 2 janvier 2003 est visible sur la figure 1.9. La partie haute de la figure présente l'orbite des quatre satellites Cluster entre 19:15 TU et 21:15 TU (en haut). Les satellites sont espacés de 5000 km. Ils orbitent de la région dipolaire jusque dans le cornet polaire nord.

La partie basse de la figure 1.9 présente le spectrogramme fait à partir des mesures des quatre satellites. On peut remarquer que des ondes apparaissent aux gyroharmoniques sur le spectrogramme de C2. Ces ondes ne sont pas naturelles, et sont créées par l'instrument EDI. Le Continuum apparaît sous la forme de plusieurs bandes fines d'intensité variable. Malgré la séparation inter satellite importante, ces bandes apparaissent identiques et aux mêmes instants

sur les spectrogrammes des quatre satellites. La largeur spectrale d'une bande de Continuum est d'environ 1 kHz, ce qui correspond à la résolution de l'instrument pour cet événement. En accord avec Etcheto et al. (1982), ceci implique que la région d'émission est très localisée et que la source est très peu étendue.

Nous allons étudier ici une des bandes de Continuum apparaissant sur les spectrogrammes. Cette bande est visible sur le spectrogramme présenté sur la figure 1.10. Ce dernier est fait à partir des données de C3. Les données sont représentées entre 19:15 TU et 20:00 TU et entre 20 kHz et 60 kHz. La bande étudiée est la bande la plus lumineuse apparaissant à l'intérieur du rectangle blanc. Cette bande apparaît identique et simultanément sur les spectrogrammes des quatre satellites. Comme on peut le voir sur le spectrogramme de la figure 1.9, la fréquence de cette bande augmente au cours du temps.

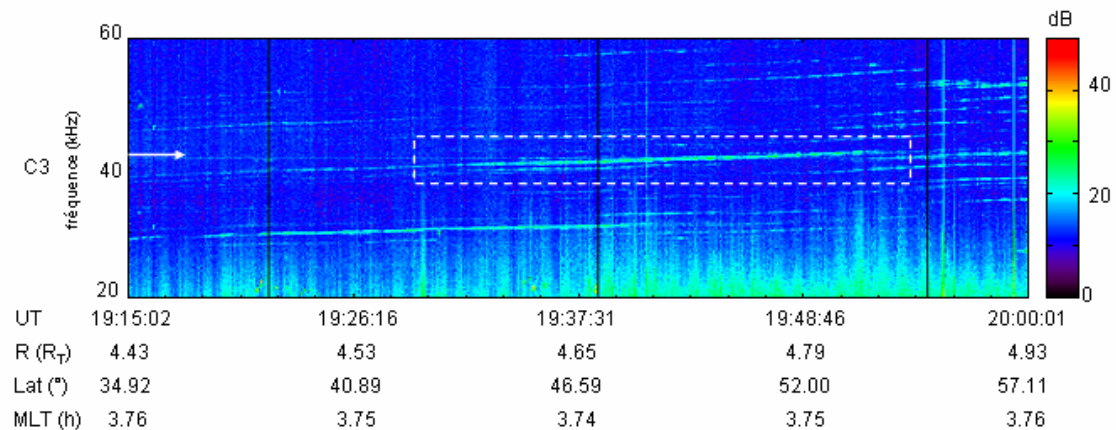


figure 1.10 spectrogramme fait à partir des données de C3. La flèche blanche se trouve à 42 kHz. La bande étudiée est la bande la plus lumineuse située à l'intérieur du rectangle blanc.

Etcheto et al. (1982) supposent que l'évolution des fréquences des bandes de Continuum est due à un déplacement de la source vers des régions de densité différente. A partir des données d'un seul satellite, il ne pouvait pas vérifier cette hypothèse. A partir des données de quatre satellites, cela devient possible. Afin de la vérifier, nous allons à présent étudier la stabilité de l'émission, puis, à partir de l'étude de trois fréquences proches, nous regarderons l'évolution de la surface émettrice.

2.2 Stabilité de l'émission

Les variations de l'intensité du champ électrique en fonction du temps ont été tracées sur la figure 1.11 pour chacun des quatre satellites. La fréquence choisie est 42 kHz. Celle-ci est

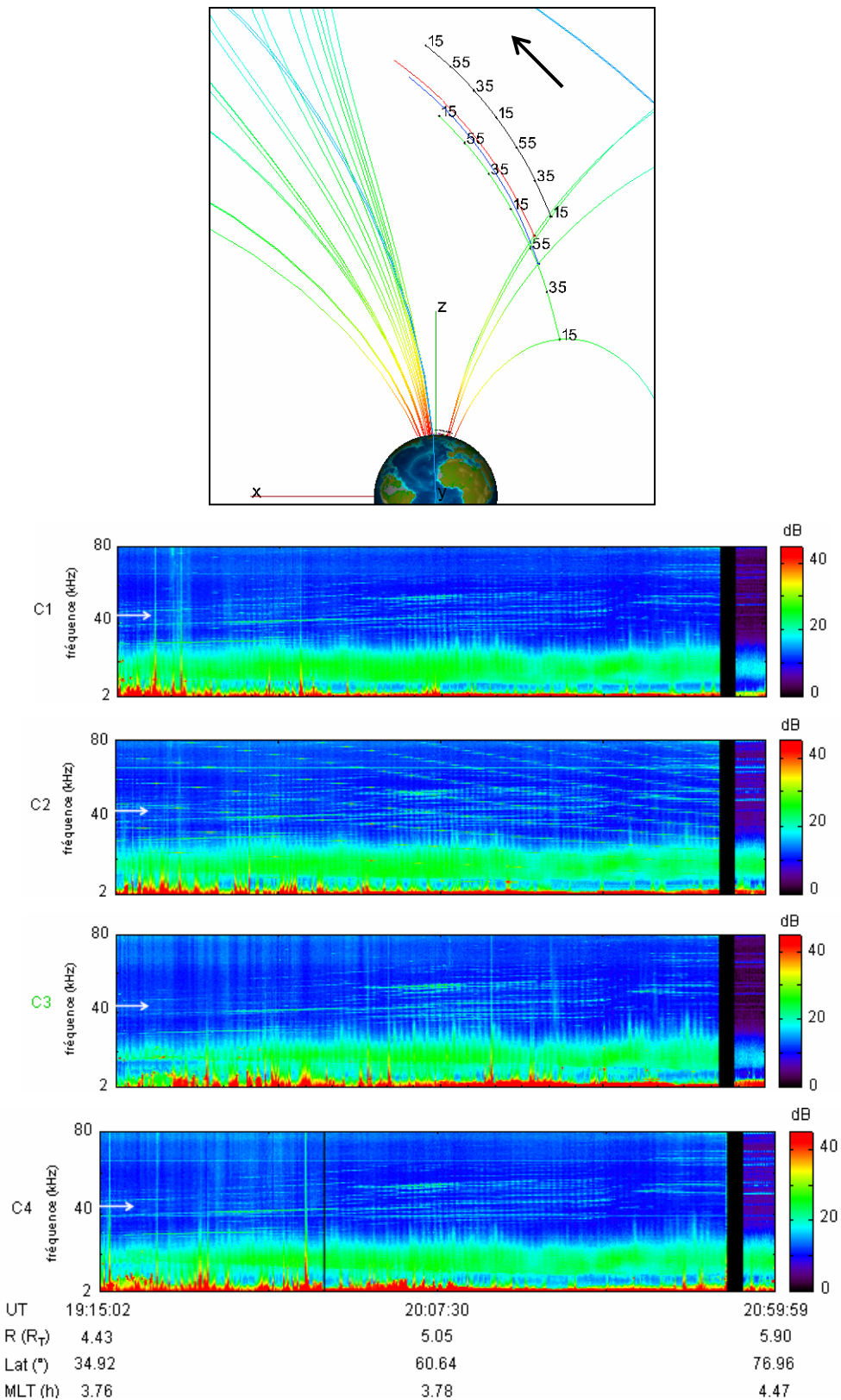


figure 1.9 événement du 2 janvier 2003. En haut, orbite des quatre satellites Cluster. La flèche donne le sens de déplacement des satellites. En bas, spectrogrammes fait pour les autres satellites. On peut voir les perturbations dues à EDI sur le spectrogramme de C2. La flèche blanche se trouve à 42 kHz.

repérée sur les spectrogrammes des quatre satellites (figure 1.9 et 1.10) par une flèche blanche. Deux pics d'intensité sont visibles sur cette figure entre 19:42 TU et 20:00 TU. Chaque pic d'intensité correspond à une bande de Continuum. Le premier correspond à la bande étudiée ici, et seules ses variations d'intensité seront discutées.

L'augmentation, le maximum et la diminution d'intensité du champ électrique sont observés en même temps pour les quatre satellites. Comme on l'a montré dans la partie II. A. I dans le cas du 8 novembre 2003, on peut en déduire que les satellites se trouvent sur la trajectoire d'un faisceau d'onde qui apparaît puis qui disparaît avant que les satellites n'aient eu le temps d'en sortir. Le faisceau est suffisamment large pour que les quatre satellites soient à l'intérieur en même temps. Ce résultat est confirmé par le fait que, malgré la séparation inter satellite importante, les quatre satellites observent les bandes aux mêmes instants sur les spectrogrammes. On peut en déduire que la source s'allume puis s'éteint. Le faisceau d'onde est observé pendant environ 6 minutes sur la figure 1.11. La source a donc une durée de vie d'environ 6 minutes.

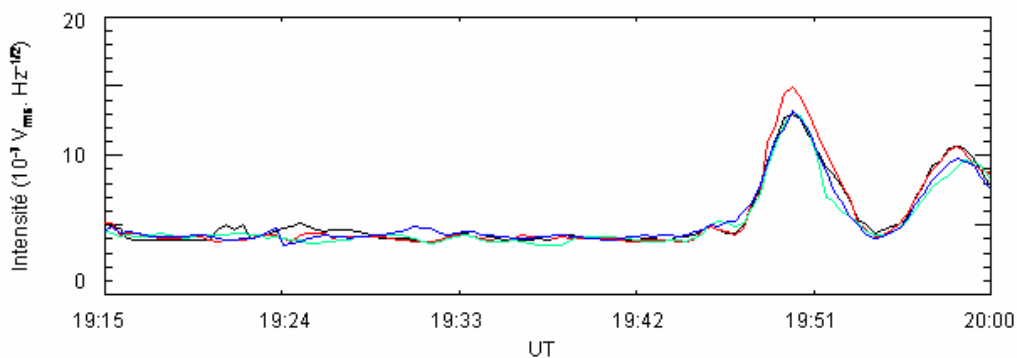


figure 1.11 intensité du champ électrique en fonction du temps pour $f = 42 \text{ kHz}$

2.3 Mouvement de la surface émettrice

La fréquence de la bande étudiée n'est pas constante. Elle croît au cours du temps. Plusieurs sources émettant à des fréquences différentes sont donc responsables de l'apparition de cette bande. La figure 1.12 présente les variations de l'intensité du champ électrique en fonction du temps pour trois fréquences proches : 41.8 kHz (a), 42 kHz (b) et 42.2 kHz (c). On peut voir sur cette figure que les caractéristiques temporelles sont les mêmes pour chacune d'elles. Les trois fréquences sont donc émises par des sources qui s'allument, émettant un faisceau d'onde qui intercepte les quatre satellites en même temps. Ces sources émettent des faisceaux

suffisamment larges pour que les quatre satellites soient à l'intérieur en même temps. Au bout de quelques minutes, alors que les satellites s'y trouvent encore, ces sources s'éteignent.

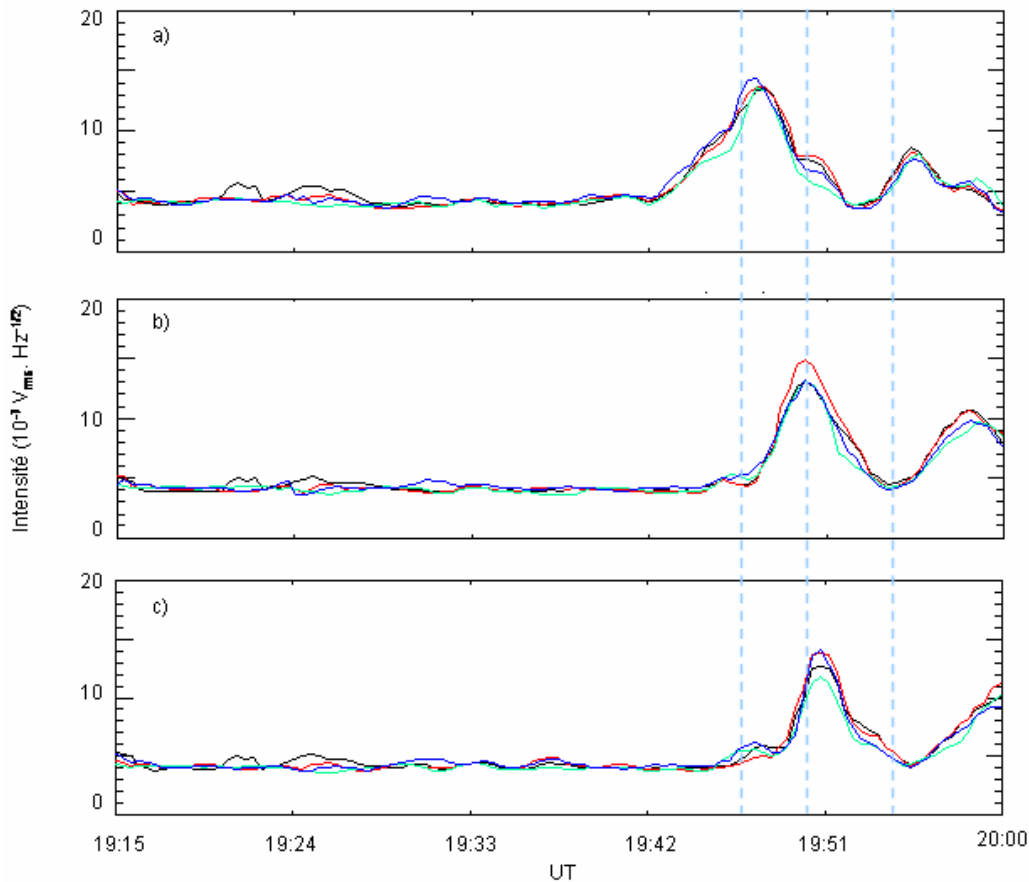


figure 1.12 variations de l'intensité du champ électrique pour $f = 41.8$ kHz (a), 42 kHz (b) et 42.2 kHz (c). Les droites en pointillé donnent les instants auxquels la source s'allume (à gauche), les satellites observent le maximum d'intensité (au centre) et la source s'éteint (à droite) pour $f = 42$ kHz.

Des droites en pointillé bleu sont visibles sur la figure 2.12. Elles indiquent les instants auxquels la source s'allume (à gauche), les satellites observent le maximum d'intensité (au centre) et la source s'éteint (à droite) pour $f = 42$ kHz. Comme le montre la figure, la source s'allume plus tôt à 41.8 kHz et plus tard à 42.2 kHz. De même, le maximum d'intensité et l'extinction de la source sont vus plus tôt à 41.8 kHz et plus tard à 42.2 kHz. L'allumage de la source, le maximum d'intensité puis l'extinction de la source sont donc observés à des instants différents pour différentes fréquences, l'observation se faisant d'autant plus tard que la fréquence est élevée. Cette observation est en accord avec le fait que la fréquence de la bande augmente au cours du temps.

Les droites en pointillé bleu montrent également que les satellites se trouvent dans plusieurs faisceaux d'onde en même temps. Lorsque la source émettant à 42 kHz s'allume, la source émettant à 41.8 kHz n'est pas encore éteinte. De même, lorsque le satellite mesure le maximum d'intensité à 42 kHz, la source émettant à 41.8 kHz n'est pas encore éteinte et la source émettant à 42.2 kHz est déjà allumée. Les sources s'allument et s'éteignent donc en cascade et les satellites passent continûment d'un faisceau d'onde à l'autre. Ceci est équivalent à l'émission de Continuum par une source unique qui se déplace lentement vers des densités plus élevées. Comme on l'a vu dans le cas précédent, les mouvements des bandes de Continuum reflètent les mouvements de la surface émettrice. La source se trouve alors vraisemblablement sur la plasmopause d'une plasmasphère qui se contracte.

2.4 Bilan

Lors de l'événement du 2 janvier 2003, la distance entre les satellites est importante (5000 km). Malgré l'écart important entre les points d'observations, des bandes identiques, apparaissant aux mêmes instants, sont visibles sur les spectrogrammes des quatre satellites. Ces bandes sont observées aux mêmes instants par les quatre satellites, et n'apparaissent pas à une fréquence constante : celle-ci augmente au cours du temps. L'étude des variations de l'intensité du champ électrique effectuée à plusieurs fréquences et pour les quatre satellites, permet de montrer que la croissance en fréquence de la bande de Continuum étudiée est due à un mouvement de la source vers des densités plus élevées. On vérifie ainsi une des hypothèses d'Etcheto et al. (1982) : l'évolution des fréquences des bandes de Continuum est due à un déplacement de la source vers des régions de densité différente.

3. Conclusion

Nous avons étudié ici deux cas particulier. Dans le premier cas, le mouvement des bandes de Continuum reflètent les oscillations de la surface émettrice. Dans le second, il reflète une extension lente de cette surface. On met ici en évidence le lien qu'il existe entre les mouvements d'une région très localisée de la plasmopause, qui est celle dans laquelle se trouve la source, et la signature spectrale du Continuum. L'étude de cette dernière doit donc permettre d'étudier indirectement les mouvements de la plasmopause dans cette région.

II. Le rôle des structures de densité

Le Continuum est réputé être émis à la plasmasphère, dans le gradient de densité. La signature spectrale du Continuum va alors dépendre de la forme du gradient de densité. Plusieurs signatures spectrales sont observées (voir partie B). Nous allons étudier ici deux événements présentant des signatures spectrales différentes (ellipsoïdes et bandes larges). A partir de leurs caractéristiques spectrales, nous allons déterminer le lien existant entre la forme de la surface émettrice et la signature spectrale du Continuum. Les deux événements (26 septembre 2003 et 30 décembre 2003) utilisés ici ont déjà été présentés et analysés dans les parties précédentes. Pour chaque événement, nous commencerons par un rappel de ses caractéristiques, puis nous réutiliserons les observations présentées précédemment pour les analyser avec un regard différent et en déduire la forme de la surface émettrice.

1. Le cas des bandes larges : émission par une plasmasphère localement lisse

Des bandes larges apparaissent sur les spectrogrammes. Cette signature spectrale très particulière est peu fréquente et due à un état particulier de la plasmasphère. A partir de l'étude des caractéristiques de l'événement du 30 décembre 2003 (stabilité de l'émission et évolution en fréquence des maxima d'intensité) ainsi que de celle de la forme du gradient de densité observé, puis d'une étude statistique sur ce type d'événement, nous allons faire le lien entre les observations et l'état de la plasmasphère.

1.1 L'exemple du 30 décembre 2003

1.1 a Présentation de l'événement (rappel)

L'événement du 30 décembre 2003 a déjà été présenté dans la partie A. I et étudié dans la partie C. II de ce manuscrit. Comme on l'a vu, il est observé dans la région dipolaire entre 4h30 et 5h MLT. La figure 2.1 présente l'orbite et la configuration des satellites pendant l'intervalle de temps correspondant à l'observation de l'événement (en haut), ainsi que le spectrogramme fait à partir des mesures de C3 (en bas). L'événement du 30 décembre 2003 apparaît sur le spectrogramme durant environ 30 minutes, entre 30 et 60 kHz sous forme de bandes larges, parallèles, décroissantes avec le temps et de largeur environ 3 kHz.

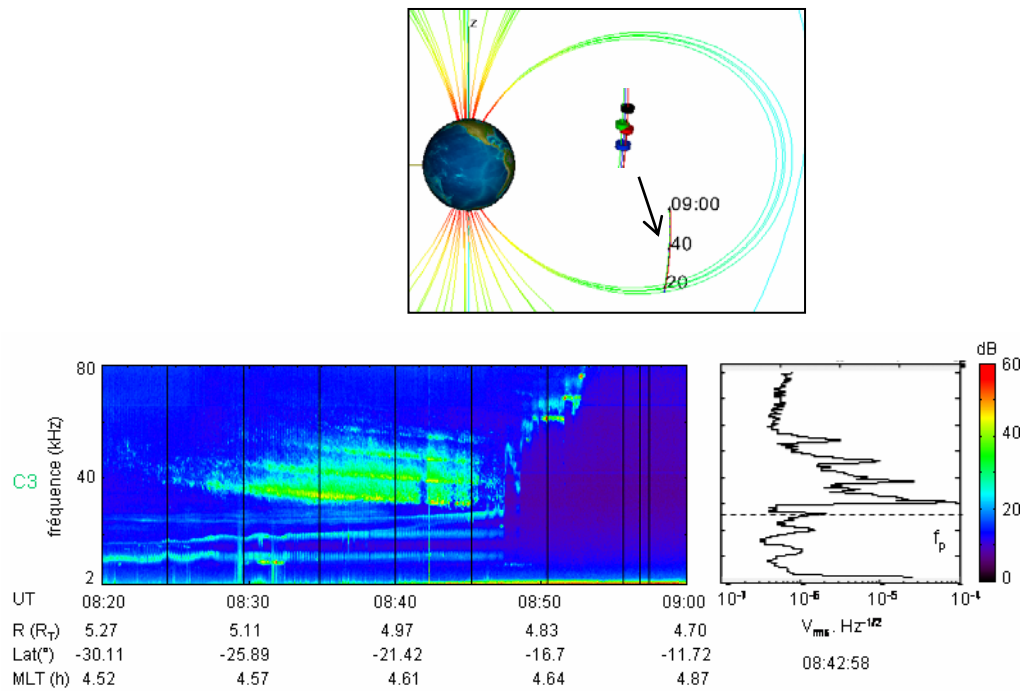


figure 2.1 événement du 30 décembre 2003. En haut, orbite et configuration des satellites (code couleur : noir pour C1, rouge pour C2, vert pour C3 et bleu pour C4). En bas, spectrogramme et spectre fait à partir des données de C3.

1.1 b La plasmasphère

La figure 2.2 présente la traversée de la plasmasphère du 30 décembre 2003 pour C3. Des bandes larges sont visibles Nord et au Sud. Les bandes observées dans l'hémisphère sud correspondent à l'événement présenté sur la figure 2.1 et étudié dans la partie C. II de ce manuscrit. Comme nous l'avons montré, ces bandes de Continuum semblent être émises à $f = f_{pe} = n f_{ce}$. La plasmasphère est traversée entre 4.88 R_T et 4.21 R_T et sur environ 50° de latitude magnétique. La fréquence plasma passe au-dessus de 80 kHz, ce qui signifie que le satellite entre profondément à l'intérieur de la plasmasphère. Celle-ci s'étend donc bien au-delà de l'orbite du satellite.

La plasmopause présente des gradients de densité très raides, des plumes et des structures fines de densité. L'indice kp est inférieur ou égal à 1 depuis au moins 12h. L'activité magnétique étant peu importante, la surface de la plasmasphère devrait être peu perturbée. Un indice kp supérieur à 3 est mesuré entre le 27 décembre à 21h et le 28 décembre à 6h et une chute de l'indice dst l'est également le 27 décembre entre 21h (dst = -7) et 24h (dst = -37). Les indices magnétiques montrent donc une augmentation de l'activité magnétique le 27

décembre, en fin de journée. La déformation de la surface de la plasmasphère peut être due à cet accroissement de l'activité magnétique. La plasmasphère n'a alors pas encore repris sa position d'équilibre.

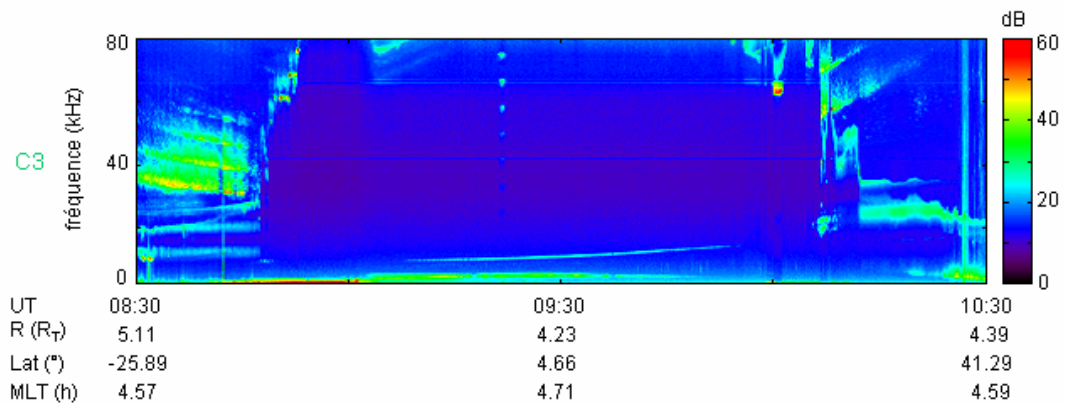


figure 2.2 traversée de la plasmasphère de C3 du 30 décembre 2003. Les gradients de densité observés sont raides. Des plumes et des creux de densité sont visibles.

La plasmasphère est globalement déformée. Nous allons à présent nous intéresser à la surface émettrice, c'est-à-dire à la région très localisée de la plasmopause dans laquelle se trouve la (les) source(s).

1.1 c Stabilité de la surface émettrice

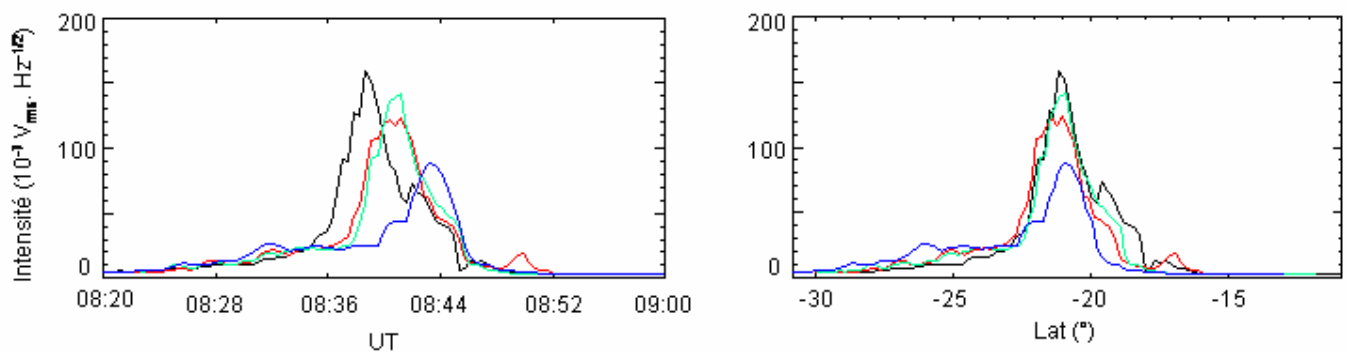


figure 2.3 intensité du champ électrique en fonction du temps (à gauche) et de la latitude magnétique (à droite) pour $f = 39.5$ kHz.

Comme on l'a vu dans la partie II. A. I, l'augmentation de l'intensité apparaît sur chacun des quatre satellites à des instants différents, mais à une latitude magnétique donnée (figure 2.3). Comme on l'a montré, l'événement est stable sur le temps de passage des satellites, c'est-à-dire environ 15 minutes. Les quatre satellites traversent l'un après l'autre un faisceau provenant d'une source déjà active avant leur arrivée, et encore active après leur départ. La

décroissance des bandes n'est donc pas due à une dérive des sources comme dans les cas du 2 janvier 2003. La surface sur laquelle se trouve la source ne change alors pas de façon significative pendant toute la durée de l'émission.

1.1 d Continuité de la surface émettrice

Comme le montre la figure 2.4, les maxima d'intensité du champ électrique de chaque bande évoluent linéairement avec la latitude magnétique, leur fréquence décroissant linéairement au fur et que le satellite s'approche de l'équateur magnétique (voir partie C. II).

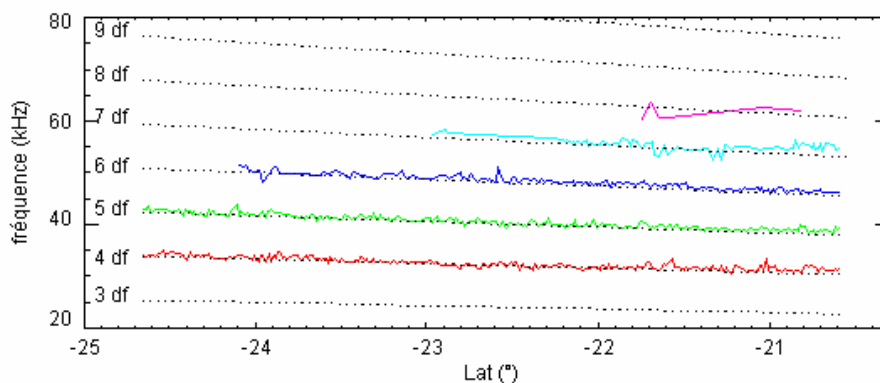


figure 2.4 évolution de la fréquence des maxima d'intensité des différentes bandes en fonction de la latitude magnétique.

Il est communément admis que les sources du Continuum se trouvent à la plasmopause dans le gradient de densité. Les sources émettent à $f \approx f_{pe}$. Elles émettent donc à des fréquences de plus en plus basses et se trouvent donc de plus en plus bas dans le gradient de densité. La décroissance de la fréquence est continue. Le satellite passe donc continûment d'un faisceau à l'autre, ce qui signifie qu'il y a alors continuité de la surface émettrice, c'est-à-dire la région de la plasmopause émettant le Continuum.

1.1 e Résumé des observations

En résumé, dans le cas du 30 décembre 2003 :

- La plasmasphère à la surface de laquelle se trouvent les sources est étendue.
- La plasmopause présente des gradients de densité raides et des structures de densité.
- La région de la plasmopause émettant le Continuum ne change pas de façon significative pendant la durée d'observation de l'événement.

- La surface émettrice est continue.

Nous avons déterminé ici les caractéristiques de la plasmopause et de sa région dans laquelle se trouvent les sources dans le cas du 30 décembre 2003. Afin de déterminer si ces caractéristiques sont inhérentes à l'apparition de bandes larges, nous allons à présent les regarder statistiquement dans les cas des événements présentant une signature spectrale en bandes larges.

1.2 Étude statistique

Dix-huit cas de Continuum, ayant une signature spectrale similaire à celle du 30 décembre 2003, ont été répertoriés en 2003, 2005 et 2006. Ces bandes sont toujours décroissantes en direction de l'équateur magnétique. Ces événements sont observés au périhélie entre fin décembre et début avril, donc essentiellement côté matin.

La traversée de la plasmasphère est visible dans dix-sept des dix-huit cas observés (94% des cas). Comme dans celui du 30 décembre 2003, celle-ci s'étend alors au-delà de l'orbite du satellite et présente des structures de densité et de forts gradients de densité.

Pour chacun des dix-huit cas, l'activité magnétique est faible depuis plusieurs heures, mais les indices magnétiques indiquent une augmentation de l'activité magnétique dans les jours ou les heures précédant l'observation de l'événement.

Six événements présentent une intensité suffisante pour étudier l'évolution en fréquences des maxima d'intensité du champ électrique. Comme dans le cas du 30 décembre 2003, les fréquences des maxima d'intensité décroissent linéairement et de façon continue.

1.3 bilan

On peut donc en déduire que :

- Les bandes larges sont émises côté matin.
- Les bandes larges sont probablement émises lorsqu'une augmentation de l'activité magnétique a permis une déformation de la plasmasphère.
- Les bandes larges sont alors émises plusieurs heures ou plusieurs jours après, lorsque l'activité magnétique est faible, la plasmasphère n'ayant pas encore repris sa position d'équilibre.

- Une plasmasphère étendue et présentant des structures de densité est favorable à l'apparition de bandes larges.
- La surface émettrice est stable et continue.

2. Le cas des ellipsoïdes : émission par une plasmasphère déformée

Les ellipsoïdes apparaissent essentiellement près de la plasmopause, dans la région dans laquelle se trouvent les sources du Continuum. Nous ne parlerons ici que des ellipsoïdes observés au périgée. Comme on l'a vu dans la partie II. B. IV, les ellipsoïdes ne correspondent pas à une émission continue en fréquence mais sont composées de bandes qui se superposent sur le spectrogramme. Ils ne sont donc pas émis par une source étendue émettant sur une échelle continue en fréquence, mais sont le résultat de l'émission de Continuum par plusieurs sources émettant à des fréquences bien précises. A partir de l'étude des caractéristiques d'un événement puis d'une étude statistique sur ces événements, nous allons faire le lien entre les observations et l'état de la plasmasphère.

2.1 L'exemple du 26 septembre 2003

2.1 a Présentation de l'événement (rappel)

L'événement du 26 septembre 2003 a déjà été présenté dans la partie A et étudié dans les parties II. B. IV et II. C. I de ce manuscrit. Comme on l'a vu, cet événement est observé dans la région dipolaire à environ 11h MLT. Le champ magnétique mesuré par le satellite est dipolaire, et ne présente pas de perturbation. La figure 2.5 montre l'orbite et la configuration des satellites pendant l'intervalle de temps correspondant à l'événement (en haut), ainsi que le spectrogramme fait à partir des mesures de C2 (en bas). Les ondes électrostatiques intenses visibles à 06:55 TU indiquent que le satellite traverse l'équateur magnétique. L'événement du 26 septembre 2003 apparaît sur le spectrogramme sous forme de deux ellipsoïdes, un dans l'hémisphère sud et un dans l'hémisphère nord, visible entre 40 et 80 kHz.

Nous allons à présent rechercher pourquoi les bandes composant les ellipsoïdes sont si proches sur le spectrogramme. Pour cela, nous regarderons d'abord la stabilité de la surface

émettrice, puis sa position par rapport au satellite, ce qui nous permettra de poser des hypothèses sur sa forme.

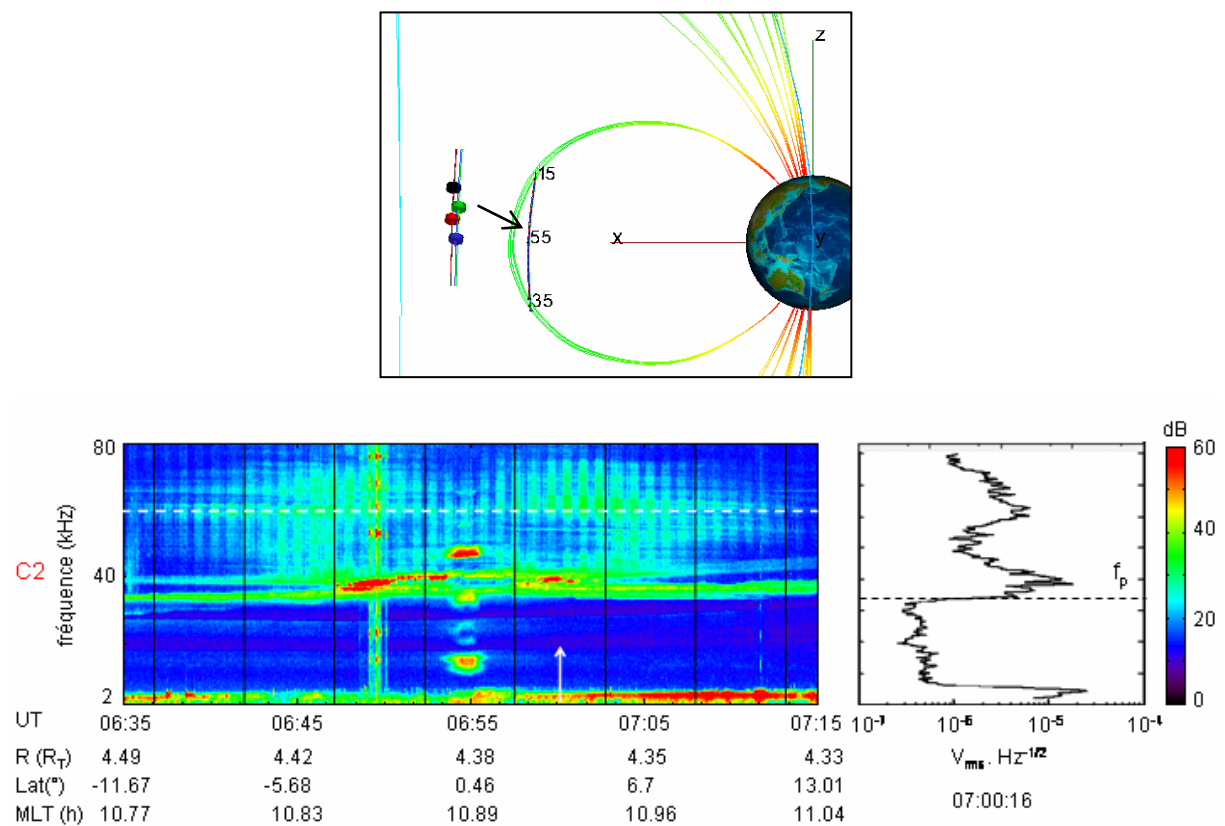


figure 2.5 événement du 26 septembre 2003. En haut, orbite et configuration des satellites (C1 en noir, C2 en rouge, C3 en vert et C4 en bleu). En bas, spectrogramme et spectre fait à partir des mesures de C2. La droite en pointillé blanc est à 70 kHz.

2.1 b Stabilité de la surface émettrice

La figure 2.6 présente l'évolution de l'intensité en fonction du temps (à droite) et de la latitude magnétique (à gauche). Sur cette figure, un maximum d'intensité apparaît dans chaque hémisphère. On observe ici un maximum d'intensité par ellipsoïde. Comme dans le cas du 30 décembre 2003, les augmentations de l'intensité apparaissent sur chacun des quatre satellites à des instants différents, mais à des latitudes magnétiques données (figure 2.6). L'événement est donc stable sur le temps de passage des satellites, c'est-à-dire environ 35 minutes. La surface sur laquelle se trouve la source ne change alors pas de façon significative pendant toute la durée de l'observation.

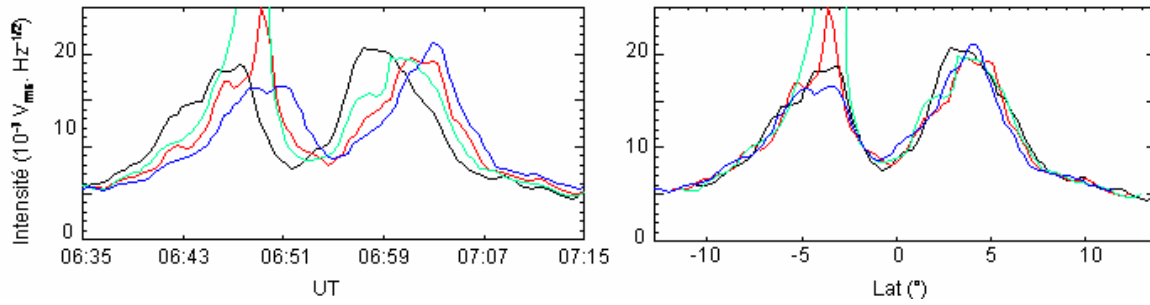


figure 2.6 intensité du champ électrique en fonction du temps (à gauche) et de la latitude magnétique (à droite) pour $f = 70$ kHz.

2.1 c Proximité de la surface émettrice

La figure 2.7 présente un spectrogramme temps / fréquence dans le plan (x_{GSE} , y_{GSE}) de la directivité. Si on se place à un instant donné, deux régions de directivité apparaissent dans l'hémisphère sud : une région située en dessous de 64 kHz pour laquelle la valeur de l'angle α_k (angle entre le vecteur d'onde et l'axe x_{GSE}) est inférieure à 90° et une région supérieure à 64 kHz pour cette valeur de l'angle α_k est supérieure à 90° . On observe donc des ondes provenant de deux régions différentes. Dans l'hémisphère nord, la valeur de l'angle α_k ne varie pas d'une fréquence à l'autre.

Nous allons à présent étudier le cas, plus simple, de l'ellipsoïde visible dans l'hémisphère nord.

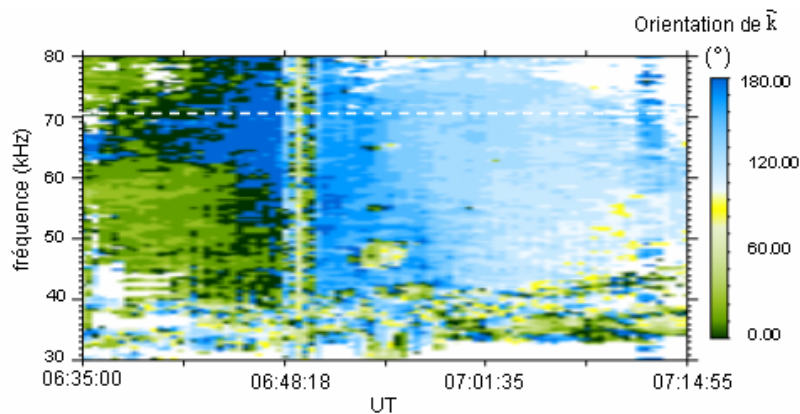


figure 2.7 représentation temps / fréquence dans le plan (x_{GSE} , y_{GSE}) de la directivité. La droite en pointillé blanc est à 70 kHz.

Les ellipsoïdes sont composés de fréquences différentes émises par plusieurs sources. La direction de propagation ne dépend pas de la fréquence. Les différentes sources responsables de l'apparition de l'ellipsoïde visible dans l'hémisphère nord sont donc toutes situées dans la même région.

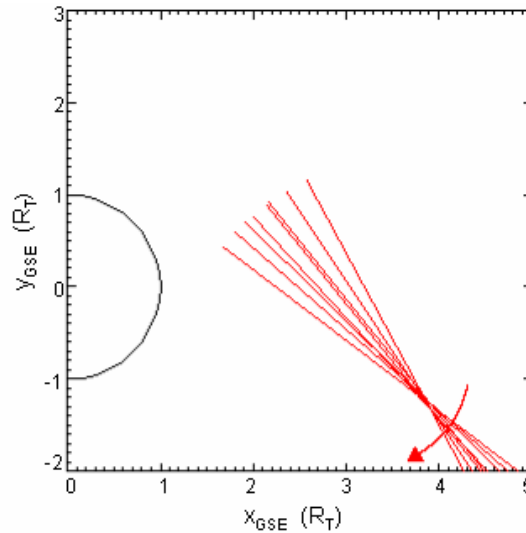


figure 2.8 étude de directivité faite pour C2 entre 06:55 TU et 07:15 TU et à 70 kHz.

La figure 2.8 montre une étude de directivité faite pour C2 lorsque le satellite se trouve dans l'hémisphère nord et à 70 kHz (fréquence repérée par les droites en pointillé blanc sur la figure 2.5, 2.7 et 2.9). En accord avec les résultats obtenus dans la partie II. A. II, la région source obtenue dans le plan (x_{GSE}, y_{GSE}) est peu étendue. Elle est située à environ $0.3 R_T$ des satellites.

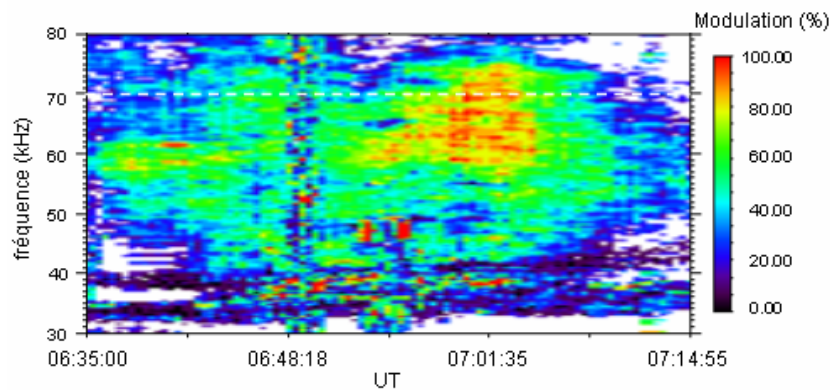


figure 2.9 représentation temps / fréquence dans le plan (x_{GSE}, y_{GSE}) de la modulation. La droite en pointillé blanc est à 70 kHz.

Une représentation temps / fréquence dans le plan (x_{GSE}, y_{GSE}) de la modulation est présentée sur la figure 2.9. Des taux de modulations importants (taux de modulation supérieurs à 73%) sont observés entre 06:55 TU et 07:05 TU. Un taux de modulation élevé signifie que la source est ponctuelle et immobile, mais aussi que le plan dans lequel se trouve le satellite est proche de celui dans lequel est située la source. L'équateur magnétique est traversé à 06:55 TU. A 07:05 TU, le satellite se trouve à environ 7° de latitude magnétique. On peut donc en déduire

que les sources responsables de l'apparition de l'ellipsoïde observé dans l'hémisphère nord se trouvent près du plan de l'équateur magnétique.

L'ellipsoïde est traversé près de l'équateur magnétique, les sources responsables de l'apparition de cet ellipsoïde se trouvent donc près de l'équateur magnétique. La région source obtenue dans le plan (x_{GSE}, y_{GSE}) est à $0.3 R_T$ des satellites. Celle dans laquelle se trouvent les sources émettant les différentes fréquences composant l'ellipsoïde est donc située près du lieu d'observation.

2.1 d Hypothèses sur la forme de la surface émettrice

Comme on l'a vu dans la partie II. B. IV, les ellipsoïdes sont observés lorsque le satellite se trouve à l'intersection de plusieurs rayons provenant de sources différentes. Ces rayons se propagent avec des fréquences différentes et suivant des trajectoires différentes (figure 2.10 a). Ceci signifie que les sources émettent des ondes ayant des vecteurs d'onde orientés différemment. Si l'on suppose que le vecteur d'onde est perpendiculaire à la surface d'émission, alors celle-ci ne doit pas être plane (exemple de surface convexe présentée sur la figure 2.10 b).

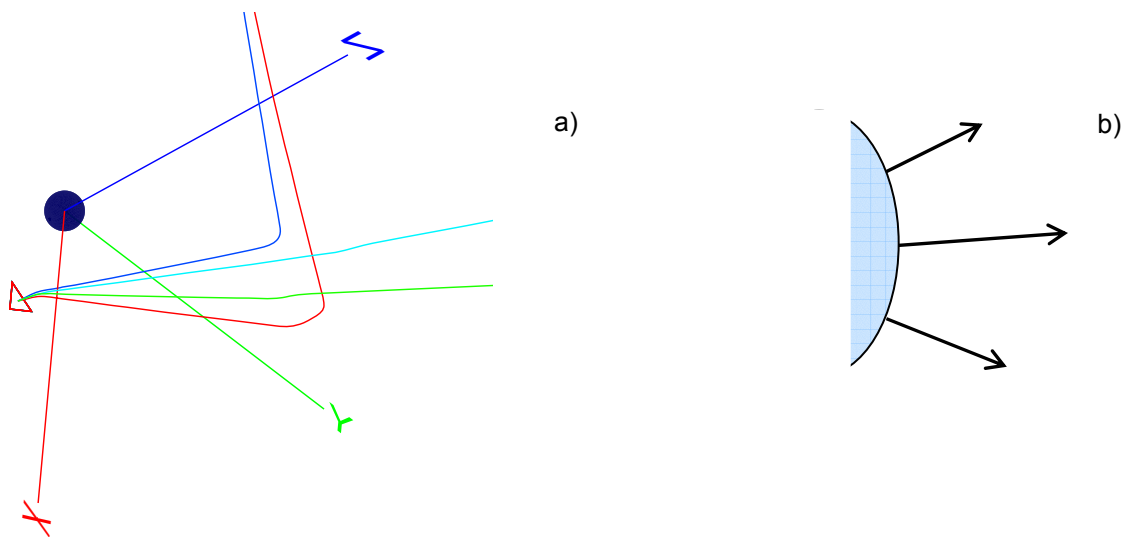


figure 2.10 a) trajectoire de rayons se propageant à 54.4 kHz (en bleu), 60.1 kHz (en rouge), 70 kHz (en vert) et 75 kHz (en bleu pâle) (même figure que la figure 4.4 de la partie B. IV). b) exemple de surface d'émission permettant l'apparition d'onde ayant des vecteurs d'onde orientés différemment. Ce schéma est fait dans un plan méridien magnétique.

Les ellipsoïdes ne sont pas émis par une source ponctuelle émettant sur une bande continue en fréquence, mais sont le résultat de l'émission de Continuum par plusieurs sources émettant à des fréquences bien précises. Ceci signifie que seules certaines fréquences peuvent être émises.

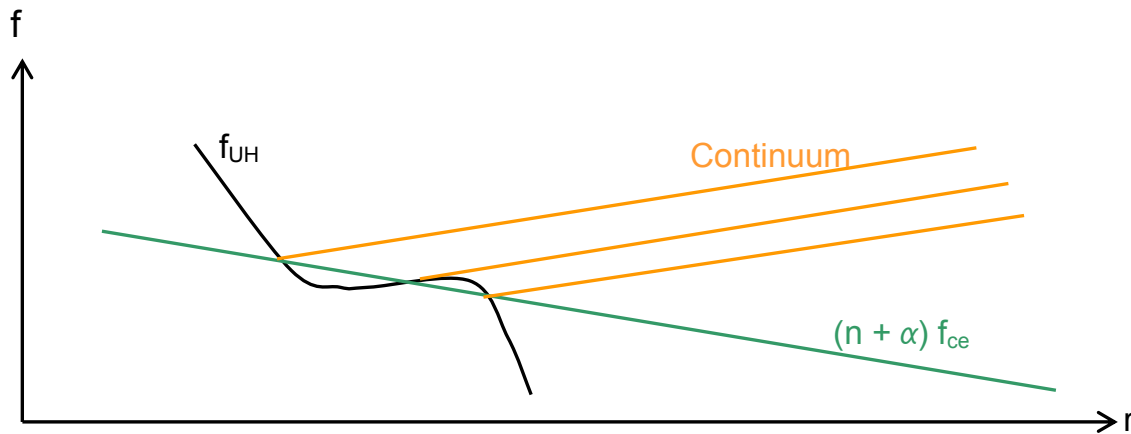


figure 2.11 exemple d'évolution de f_{UH} en fonction de r pouvant être responsable de l'apparition des ellipsoïdes

Les maxima d'intensité des bandes composant l'ellipsoïde visible dans l'hémisphère nord sur le spectrogramme de la figure 2.5 sont espacées d'environ 3 kHz. Supposons que le Continuum est émis dans un gradient de densité, et à une fréquence caractéristique contenue dans une bande gyroharmonique. Prenons, par exemple, une émission à une fréquence $f = f_{UH} = (n + \alpha) f_{ce}$, avec $0 < \alpha < 1$. Pendant la durée de l'observation de l'ellipsoïde, la gyrofréquence mesurée par le satellite est de environ 9.1 kHz. L'ellipsoïde est observé près de sa source. La gyrofréquence à la position de la source est donc de environ 9 kHz. Afin d'obtenir une source tous les 3 kHz, il est nécessaire qu'une iso $(n + \alpha) f_{ce}$ intercepte trois fois f_{UH} . Des ondulations doivent donc exister dans la courbe donnant l'évolution de f_{UH} dans l'espace (un exemple d'évolution de f_{UH} en fonction de r est présenté sur la figure 2.11). Aucune perturbation n'est observée dans le champ magnétique, les ondulations apparaissant dans les variations de f_{UH} sont donc dues à l'apparition d'ondulations dans les variations de f_{pe} . On peut donc en déduire que des ondulations existent dans le gradient de densité et sont responsable de l'apparition de l'ellipsoïde.

2.1 e Résumé des observations

En résumé, dans le cas de l'ellipsoïde observée le 26 septembre 2003 dans l'hémisphère nord :

- La région de la plasmopause émettant le Continuum est située près du point d'observation.
- La région de la plasmopause émettant le Continuum est peu étendue.
- La région de la plasmopause émettant le Continuum ne change pas de façon significative pendant la durée d'observation de l'événement.

En supposant que le vecteur d'onde est émis perpendiculairement à la surface émettrice :

- La surface émettrice n'est pas plane.

En supposant que le Continuum est émis dans un gradient de densité et à une fréquence caractéristique contenu dans une bande gyroharmonique :

- La surface émettrice présente des ondulations.

Nous avons déterminé ici les caractéristiques de la région de la plasmopause dans laquelle se trouvent les sources et expliqué la proximité des bandes sur le spectrogramme dans le cas du 26 Septembre 2003. Afin de déterminer si ces caractéristiques sont inhérentes à l'apparition d'ellipsoïdes, nous allons à présent les regarder statistiquement dans les cas des événements présentant une signature spectrale en ellipsoïdes.

2.2 Etude statistique

Quarante-six ellipsoïdes ont été observés lors des passages au périégée pendant l'année 2003. Ils sont apparus à toutes les longitudes. Tous présentent une structure en bandes. Dix-neuf d'entre eux ont été étudiés en détail. Dix-sept cas présentent une modulation élevée (supérieure à 73%) comme celle de l'événement étudié ici. Les deux cas restant présentent une modulation supérieure à 50%. Dans tous les cas, la direction de propagation ne dépend pas de la fréquence. L'étude de directivité montre que la région source est peu étendue et que la projection de la région source dans le plan (x_{GSE} , y_{GSE}) est proche de la projection des satellites dans le même plan. L'ellipsoïde est souvent observé à des latitudes magnétiques inférieures à 20° (dix sept cas), mais peuvent être observé jusqu'à 50° de latitude magnétique.

On peut donc en déduire que :

- Les ellipsoïdes sont émis à toutes les longitudes.
- Les ellipsoïdes sont en général émis par des sources situées à des latitudes magnétiques inférieures à 20°.
- Les ellipsoïdes sont émis par une surface faiblement étendue.

En supposant que le vecteur d'onde est émis perpendiculairement à la surface émettrice :

- Les ellipsoïdes sont émis par une surface qui n'est pas plane.

En supposant que le Continuum est émis dans un gradient de densité et à une fréquence caractéristique contenu dans une bande gyroharmonique :

- Les ellipsoïdes sont émis par une surface présentant des ondulations.

3. Conclusion

Deux types d'événements présentant des signatures spectrales très différentes ont été présentés ici. Ces événements sont couramment observés près de la plasmopause. Contrairement aux cas présentés dans la partie II. D. I, la surface émettrice est stable. Celle-ci n'est pas la même lorsqu'on observe des ellipsoïdes ou des bandes larges. Dans ce dernier cas, on peut dire que la plasmasphère est étendue et présente des structures de densité. Dans le cas des ellipsoïdes, l'existence d'une surface déformée permet d'expliquer la proximité des bandes de Continuum sur les spectrogrammes.

III. Conclusion

Dans la partie D, à partir de l'étude de quatre cas particuliers, nous nous sommes demandés comment devait évoluer la surface émettrice (partie I), et quelle devait être sa forme (partie II). A partir de l'étude d'un événement présentant une signature spectrale en forme de bandes oscillantes, nous avons montré que les mouvements de la plasmasphère se reflétaient dans l'évolution des bandes de Continuum. L'étude de deux événements présentant des caractéristiques spectrales particulières (bandes larges et ellipsoïdes) a permis de déterminer une géométrie plausible de la surface émettrice.

L'étude présentée ici est une étude préliminaire. Elle nous a permis d'établir, à partir des hypothèses de base sur la génération du Continuum (source à la plasmopause et émettant à $f = f_{pe}$), que la signature spectrale d'un événement est une conséquence directe de la forme et de l'évolution de la surface émettrice. Nous avons en particulier montré que l'observation de bandes larges ou d'ellipsoïdes signifiait que la plasmasphère est déformée. Cette déformation est locale dans le cas des ellipsoïdes et globale dans le cas des bandes larges.

Conclusion

Le Continuum est une onde électromagnétique qui se propage dans le mode O. Elle est observée, depuis le début des années 70, dans la magnétosphère de la Terre et dans celle des autres planètes magnétisées. Nous avons étudié ici l'émission et la propagation du Continuum terrestre à partir des données des quatre satellites Cluster.

La première partie de cette thèse est dédiée à la présentation de l'environnement magnétique et du phénomène étudié. Elle l'est également à la présentation des instruments et des outils d'analyse utilisés.

La deuxième partie de cette thèse est consacrée à l'étude expérimentale. Cette partie est divisée en quatre sous parties.

Dans la partie A, nous avons présenté trois méthodes d'analyse utilisant les données des quatre satellites Cluster. La première méthode est une étude spatiale et temporelle du faisceau. Cette étude, faite à partir d'observations sur les variations de l'intensité du champ électrique, nous renseigne sur la stabilité de l'émission, la durée de vie de la source, et sur l'extension spatiale du faisceau. La deuxième méthode est une adaptation à plusieurs satellites de l'étude de directivité utilisée auparavant avec un seul satellite. Elle permet de déterminer la position de la source lorsque la propagation entre la source et le satellite est directe à un instant donné, et avec une meilleure précision que l'étude de directivité. La troisième méthode permet de localiser la source à partir du tracé de rayon lorsque la propagation entre la source et le satellite est indirecte. Nous avons montré dans l'ensemble de la partie A l'apport de l'utilisation des données de quatre satellites à l'étude du Continuum.

La partie B est dédiée à l'étude de la propagation du Continuum dans la magnétosphère et dans le vent solaire, entre $4 R_T$ et $19.6 R_T$. Cette étude a été faite à partir de l'analyse de la répartition des événements observés durant l'année 2003 par C3. Cette étude a d'abord permis de montrer que les sources du Continuum sont localisées à toutes les longitudes, mais se trouvent préférentiellement côté matin. Comme nous l'avons vu, des études complémentaires sont nécessaires afin de localiser les sources avec précision, et de déterminer si des sources existent à la magnétopause.

Différentes signatures apparaissent sur les spectrogrammes temps / fréquences. Afin d'étudier quels types de signatures dominent dans telle les différentes régions, et une éventuelle évolution de la signature au cours de la propagation, nous avons classé ces dernières en catégories, les trois catégories principales étant le piégé diffus, les bandes et l'ellipsoïde.

L'étude de la structure spectrale des ellipsoïdes observés au périgée montre que ceux-ci sont en réalité composés de bandes très rapprochées sur les spectrogrammes. L'étude de la répartition des événements appartenant aux différentes catégories montre que le Continuum apparaît sous forme de bandes et d'ellipsoïdes près des sources. Le Continuum est donc toujours émis sous forme de bandes. Celles-ci peuvent être large, comme dans le cas du 30 décembre 2003, ou étroites comme dans le cas du 16 juillet 2005. Les bandes larges sont des événements assez rares (6.3 % des événements présentant une signature entrant dans la catégorie « bandes »). On peut donc dire que le Continuum est généralement émis sous forme de bandes étroites, et, en accord avec Etcheto et al. (1982), que les sources du Continuum sont généralement peu étendues. Ceci établit également que seules certaines fréquences peuvent être émises. L'utilisation du tracé de rayon nous a ensuite permis de montrer que la signature spectrale du Continuum évolue au cours de la propagation.

La partie C est consacrée à l'étude du mécanisme de génération responsable de l'apparition du Continuum. Dans cette partie, nous avons utilisé les nouvelles informations qu'apporte l'utilisation de quatre satellites pour tester la théorie de Jones. Deux tests ont été développés sur deux événements présentant des signatures différentes sur les spectrogrammes (bandes larges et ellipsoïdes). Dans les deux cas, un accord entre la théorie et les observations a pu être trouvé. Cependant, pour valider ou invalider définitivement la théorie de Jones, il est nécessaire de déterminer la position de la source dans l'espace. Les antennes utilisées par l'instrument WHISPER à bord des quatre satellites Cluster se trouvant dans un même plan, c'est impossible. On obtient uniquement la position de la projection de la source dans le plan (x_{GSE}, y_{GSE}). Il est alors impossible ici de valider ou d'invalider la théorie de Jones. La bascule de l'un des satellites nous permettrait de déterminer la direction de propagation de l'onde dans le plan (r, z_{GSE}) et ainsi de conclure quant à la validité de la théorie de Jones.

A partir de l'événement du 30 décembre 2003, nous avons également testé l'hypothèse de Kurth et al. (1981) reliant la fréquence du Continuum, f_{ce} et f_{UH} . Dans le cas du 30 décembre 2003, la relation $(n + \frac{1}{2}) f_{ce} = f_{UH} = f_{continuum}$ n'est pas vérifiée. Des observations complémentaires montrent que des émissions électrostatiques à $n f_{ce} = f_{pe} = f_{UH}$ pourraient être les sources de ce type d'événements.

Dans la partie D, nous avons étudié le lien existant entre les mouvements de la plasmopause et les structures de densité existant à sa surface, et la signature que présente le Continuum sur les

spectrogrammes. Nous avons tout d'abord montré que les mouvements de la plasmopause se reflétaient dans l'évolution en fréquence des bandes de Continuum. Nous avons ensuite montré qu'il était possible d'établir un lien entre la surface émettrice et les caractéristiques spectrales de l'événement observé.

Nous avons, en particulier, montré dans ce manuscrit que les sources du Continuum sont généralement peu étendues, et qu'elles ne peuvent pas émettre à toutes les fréquences. Elles peuvent se trouver à toutes les longitudes et résident préférentiellement côté matin. Ces sources peuvent également se trouver à des latitudes magnétiques élevées. Nous avons également montré que le Continuum a une structure discrète qui est due au mécanisme de génération de l'onde, la proximité des bandes et leur évolution en fréquence provenant de la forme et de l'évolution de la surface émettrice.

Nous n'avons pas déterminé le mécanisme de génération, mais des éléments nouveaux ont pu être apportés. De nombreuses études restent encore à faire pour bien comprendre le phénomène et son origine. Les autres mécanismes de génération doivent à présent être testés en tenant compte des nouvelles informations apportées ici. Toutes les fréquences ne pouvant être émises, il serait en particulier intéressant d'étudier le lien existant entre les ondes électrostatiques, que l'on peut observer à la plasmopause, et le Continuum. Certaines signatures spectrales n'apparaissant sur les spectrogrammes que lorsque la plasmopause est déformée, il serait également intéressant d'étudier le lien entre l'apparition de Continuum et l'activité magnétique dans les heures précédant l'apparition de l'événement.

Annexes

Annexe 1

Ondes dans un plasma

I. Caractéristiques générales des plasmas

1. Définition générale du plasma

Un plasma est un fluide composé de particules (ions et électrons) chargées. Il est globalement neutre, c'est-à-dire que la somme des charges négatives est égale à la somme des charges positives sur l'ensemble du plasma.

Les particules chargées d'un plasma oscillent si elles sont écartées de leur position d'équilibre. Leur fréquence propre d'oscillation est fixée par leur masse et leur densité. A partir de la relation de Poisson, on montre que cette fréquence propre, ou fréquence plasma,

s'écrit $f_p = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{nq^2}{\epsilon_0 m}}$ où m est la masse de l'espèce concernée (ion ou électron), q sa charge et n sa densité.

L'oscillation propre des particules s'effectue de manière isotrope.

2. Caractéristiques d'un plasma magnétisé

La résolution de l'équation du mouvement montre qu'une particule chargée soumise à un champ magnétique tourne dans un plan perpendiculaire à la direction du champ magnétique.

La fréquence de rotation de la particule, ou fréquence cyclotron, s'écrit $f_c = \frac{1}{2\pi} \frac{qB}{m}$, où q est

la charge de la particule, m sa masse et B la norme du champ magnétique ambiant. La masse des ions étant supérieure à celle des électrons, les fréquences cyclotron ioniques sont inférieures à la fréquence cyclotron électronique.

Une particule chargée située dans un plasma soumis à un champ magnétique va donc avoir deux mouvements :

- Un mouvement isotrope d'oscillation à la fréquence plasma
- Un mouvement de rotation à la fréquence cyclotron dans le plan perpendiculaire à la direction du champ magnétique

L'application d'un champ magnétique à un plasma est donc responsable de l'apparition d'une anisotropie dirigée dans la direction du champ magnétique.

II. Ondes dans un plasma froid magnétisé

Les solutions de la relation de dispersion d'un milieu permettent de connaître les modes pouvant y apparaître. Dans le cas d'un plasma, la relation de dispersion s'obtient à partir des équations de Maxwell et de l'équation du mouvement (Stix, 1992, Quemada, 1968). Pour un plasma composé de différentes espèces d'ions, la relation de dispersion s'écrit :

$$A n^4 - B n^2 + C = 0$$

où n est l'indice de réfraction du milieu, et où A , B et C sont des coefficients proportionnels à la pulsation plasma électronique $\omega_{pe} = 2\pi f_{pe}$, à la pulsation cyclotron électronique $\omega_{ce} = 2\pi f_{ce}$, aux pulsations cyclotron des différentes espèces d'ions $\omega_{ci} = 2\pi f_{ci}$ et aux paramètres de l'onde $\omega = 2\pi f$ et θ , représentant la pulsation de l'onde et l'angle entre le vecteur d'onde \vec{k} et le vecteur champ magnétique \vec{B} .

1. Propagation parallèle ($\theta = 0$)

1.1 Présentation des modes

En propagation parallèle, le vecteur d'onde \vec{k} est parallèle au vecteur champ magnétique \vec{B} . Dans ce cas, il y a trois modes de propagation possibles (figure 2.1).

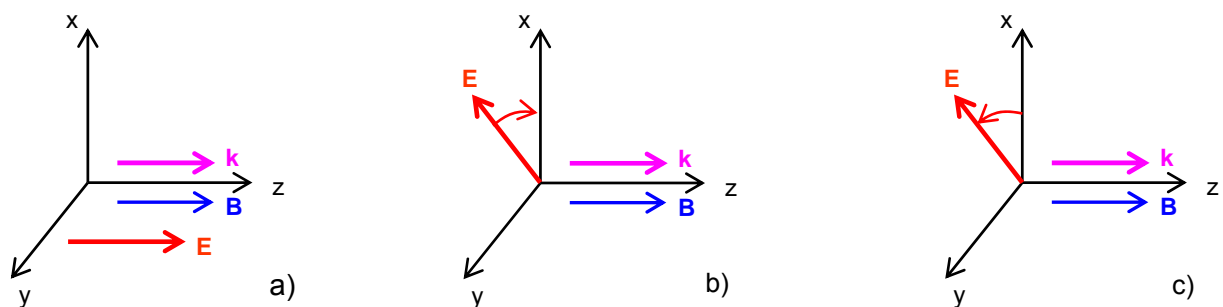


figure 2.1 polarisation du mode de Langmuir (a), du mode gauche (b) et du mode droit (c).

Dans le cas de la figure 2.1 a, le champ électrique est polarisé linéairement le long du champ magnétique. La résolution de la relation de dispersion (voir Stix, 1992 ou Quemada, 1968)

montre que cette onde ne peut exister qu'à $\omega = \omega_p$. Celle-ci correspond en réalité à l'oscillation propre des électrons dans le plasma. Ce mode est couramment appelé mode de Langmuir ou mode plasma.

Dans le cas de la figure 2.1 b et 2.1 c, le champ électrique tourne dans le plan perpendiculaire à la direction du champ magnétique. Ces modes sont appelés respectivement mode gauche (noté G ou L pour « left ») et mode droit (noté D ou R pour « right »).

1. 2 Existence des modes

Le diagramme $k(\omega)$ (figure 2.2) permet de connaître le domaine d'existence en pulsation des différents modes (la pulsation étant proportionnelle à la fréquence, on obtient ainsi le domaine d'existence des modes en fréquence).

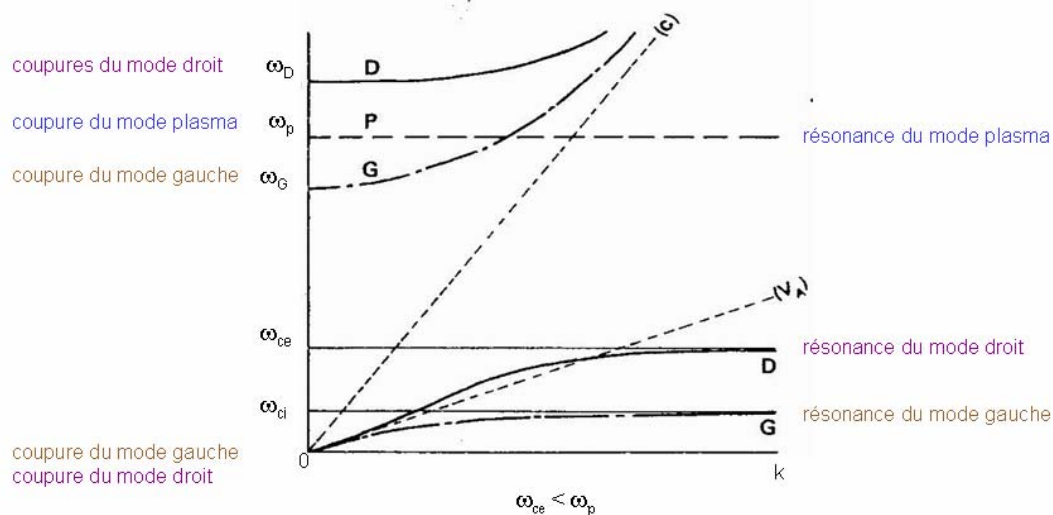


figure 2.2 diagramme $k(\omega)$ pour la propagation parallèle (d'après Quemada, 1968). Ce diagramme est tracé pour le cas où $\omega_{ce} < \omega_p$ et pour un plasma ne contenant qu'un seul type d'ion.

On définit la coupure d'un mode comme la valeur de la pulsation (ou de la fréquence) à laquelle la norme de \vec{k} est nulle. La résonance d'un mode est définie comme la valeur de la pulsation (ou de la fréquence) pour laquelle k tend vers l'infini et $k(\omega)$ a une asymptote horizontale. Un mode existe donc entre sa pulsation (ou sa fréquence) de coupure et sa pulsation (ou sa fréquence) de résonance. Dans le cas de la figure 2.2, les fréquences de coupure du mode gauche sont 0 et $f_G = \frac{\omega_G}{2\pi}$. La fréquence de résonance du mode gauche

est $f_{ci} = \frac{\omega_{ci}}{2\pi}$. Ce mode existe donc pour des fréquences comprises entre 0 et f_{ci} et pour toutes les fréquences à partir de f_G . De même, le mode droit existe pour des fréquences comprises entre 0 et f_{ce} et pour toutes les fréquences à partir de f_D . Le mode plasma n'existe qu'à la fréquence plasma.

Les valeurs de f_G et de f_D sont obtenues à partir de la résolution de la relation de dispersion. On trouve :

$$f_G = \frac{1}{2\pi} \frac{-|\omega_{ce}| + \sqrt{\omega_{ce}^2 + 4\omega_{pe}^2}}{2}$$

$$f_D = \frac{1}{2\pi} \frac{|\omega_{ce}| + \sqrt{\omega_{ce}^2 + 4\omega_{pe}^2}}{2}$$

2. Propagation perpendiculaire ($\theta = \frac{\pi}{2}$)

2.1 Présentation des modes

En propagation perpendiculaire, le vecteur d'onde \vec{k} est perpendiculaire au vecteur champ magnétique \vec{B} . Dans ce cas deux modes de propagation sont possibles (figure 2.3).

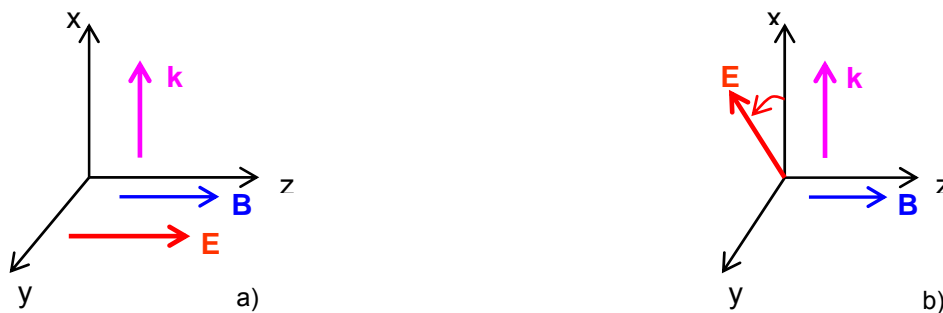


figure 2.3 polarisation du mode ordinaire (a) et du mode extraordinaire (b).

Dans le cas de la figure 2.3 a, le champ électrique est polarisé linéairement le long du champ magnétique. Ce mode est appelé mode ordinaire (noté O).

Dans le cas de la figure 2.3 b, le champ électrique tourne dans le plan perpendiculaire au champ magnétique. Ce mode est appelé mode extraordinaire (noté X).

2. 2 Existence des modes

Le diagramme $k(\omega)$ pour la propagation perpendiculaire est présenté figure 2.4. On peut voir sur ce diagramme que le mode O existe à partir de f_p et que le mode X existe entre 0 et f_{LH} , entre f_G et f_{UH} et à partir de f_D . Les fréquences f_G et f_D sont les mêmes que les fréquences de coupure du mode gauche et du mode droit en propagation parallèle. Les fréquences de résonances f_{UH} et f_{LH} , ou fréquence hybride haute et fréquence hybride basse, sont propres aux modes X. On montre à partir de la relation de dispersion que :

$$f_{UH} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\omega_{pe}^2 + \omega_{ce}^2}$$

$$f_{LH} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\omega_{pe}^2 + \omega_{ce} \omega_{ci}}{\omega_{pe}^2 + \omega_{ce}^2} \omega_{ce} \omega_{ci}}$$

La fréquence hybride haute et la fréquence hybride basse sont des modes propres du plasma.

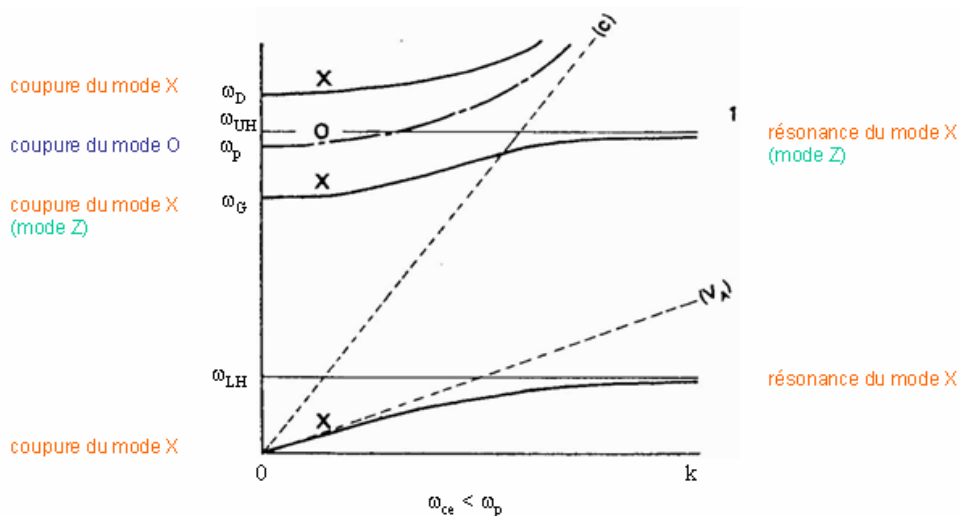


figure 2.4 diagramme $k(\omega)$ pour la propagation perpendiculaire (d'après Quemada, 1968). Ce diagramme est tracé pour le cas où $\omega_{ce} < \omega_p$ et pour un plasma ne contenant qu'un seul type d'ion.

Il faut remarquer ici que le mode X existant entre f_G et f_{UH} est couramment appelé mode Z. C'est comme ça qu'on le nommera dans la suite de ce manuscrit.

3. Propagation oblique

En propagation oblique, tous les modes présentés pour la propagation perpendiculaire (O et X) et pour la propagation parallèle (G et D) peuvent exister. Jusqu'ici, le diagramme $k(\omega)$ a été utilisé pour représenter les différents modes. Ce diagramme peut également être utilisé dans le cas de la propagation oblique. On tracera alors un diagramme par valeur de θ . Il existe une deuxième représentation, complémentaire à la première, qui consiste à représenter les surfaces des vitesses $u(\theta)$, u représentant alors la norme de la vitesse de phase de l'onde. Les surfaces des vitesses sont tracées pour une valeur donnée de la fréquence, et à un point de l'espace donné. Elles donnent les modes existants pour ce point de l'espace, et pour cette fréquence de propagation en fonction de l'angle qu'il y a entre la direction de propagation et le champ magnétique. Différentes formes de surface des vitesses existent et sont présentées sur la figure 2.5. Sur cette figure, le champ magnétique est vertical et dirigé vers le haut. La direction d'anisotropie dans un plasma magnétisé étant la direction du champ magnétique, les surfaces des vitesses sont à symétrie de révolution autour de la direction de \vec{B} . On obtient les composantes de \vec{u} en projetant le vecteur sur l'axe parallèle à \vec{B} et sur l'axe perpendiculaire à \vec{B} .

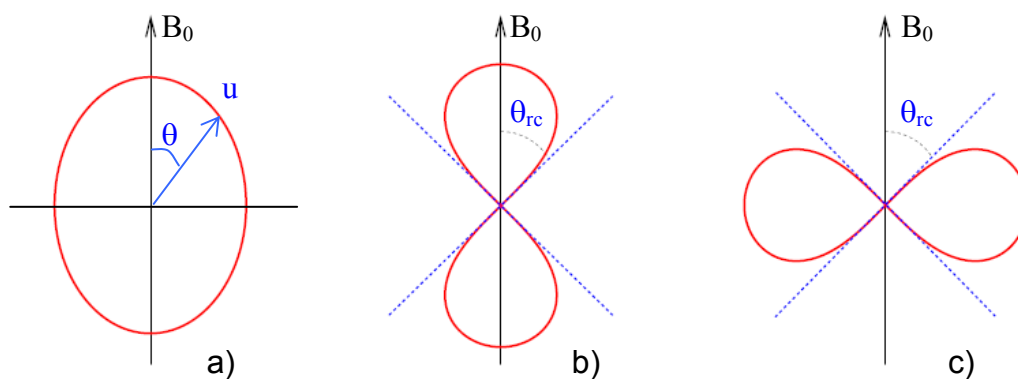


figure 2.5 coupes de surfaces des vitesses. Le champ magnétique est vertical, les surfaces des vitesses sont donc à symétrie de révolution autour de la verticale. Dans le cas de la figure a, les modes existant en propagation perpendiculaire et parallèle peuvent exister. Dans le cas de la figure b ; seuls les modes existants proche de la propagation parallèle (entre $\pi/2$ et θ_{rc}) peuvent exister. Dans le cas de la figure c, ce sont les modes existants en propagation perpendiculaires (entre 0 et θ_{rc}) qui peuvent exister.

Comme le montre la figure 2.5, il y a trois formes possibles de la surface des vitesses. Sur la figure 2.5 a, celle-ci a une forme elliptique. Dans ce cas, le mode O ou le mode X sont observables si \vec{u} est perpendiculaire à \vec{B} , et le mode G ou le mode D sont observables si \vec{u} est parallèle à \vec{B} . Supposons qu'on observe le mode O en propagation perpendiculaire et le mode G en propagation parallèle. Lorsque $\theta = \frac{\pi}{2}$, seul le mode O est observé. Si θ diminue, le mode G apparaît. On parlera alors de mode ordinaire gauche. Plus θ est petit et plus le mode G prend de l'importance. Lorsque $\theta = 0$, le mode O a disparu et il ne reste que le mode G.

Dans le cas de la figure 2.5 b, l'ellipse est déformée. Dans ce cas, la propagation est impossible dans la direction perpendiculaire au champ magnétique. Une onde ne peut apparaître que pour une valeur de θ inférieure à une limite notée θ_{rc} . \vec{u} présente alors une composante parallèle et une petite composante perpendiculaire. De même, dans le cas de la surface des vitesses de la figure 2.5 c, la propagation se fait essentiellement dans la direction perpendiculaire au champ magnétique.

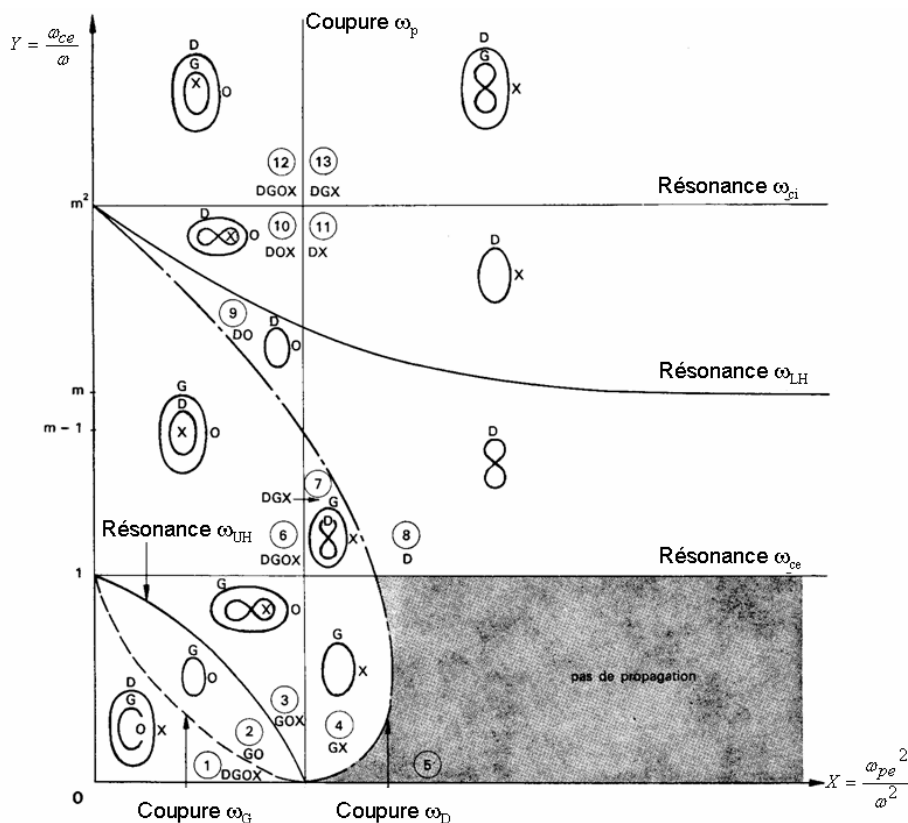


figure 2.6 Diagrammes CMA pour un plasma contenant un type d'ion positif. Sur le

diagramme, $m = \frac{m_{ions}}{m_{électrons}}$.

Comme on l'a vu précédemment, les représentations en diagramme $k(\omega)$ et $u(\theta)$ sont complémentaires. Il est cependant très difficile d'avoir une vue d'ensemble en utilisant ces deux représentations. On en utilise alors une troisième, le diagramme CMA (du nom de ses trois inventeurs Clemmow, Mullaly et Allis). Celui-ci (figure 2.6, d'après Quemada, 1968) est tracé dans le plan $(X ; Y)$ où $X = \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}$ et $Y = \frac{\omega_{ce}^2}{\omega^2}$. On retrouve sur ce diagramme les fréquences de coupure, les fréquences de résonance, et les surfaces des vitesses. Ce diagramme est divisé en régions numérotées de 1 à 13 (chiffres entourés sur la figure 2.6). A une position donnée dans la magnétosphère, on peut mesurer la valeur de ω_{pe} et de ω_{ce} , à partir du diagramme CMA, il est alors possible de connaître les modes de propagation pour les différentes fréquences. Prenons par exemple $\omega = 2\pi f = 2\omega_{ce}$ et $\omega^2 = (2\pi f)^2 = 2\omega_{pe}^2$, on a alors $X = \frac{1}{2}$ et $Y = \frac{1}{2}$, ce qui correspond à la région 2 du diagramme CMA. Les modes pouvant exister pour une onde se propageant à cette fréquence et dans cette région de la magnétosphère sont donc le mode G en propagation parallèle, le mode O en propagation perpendiculaire et le mode OG en propagation oblique.

4. L'utilisation des surfaces des indices

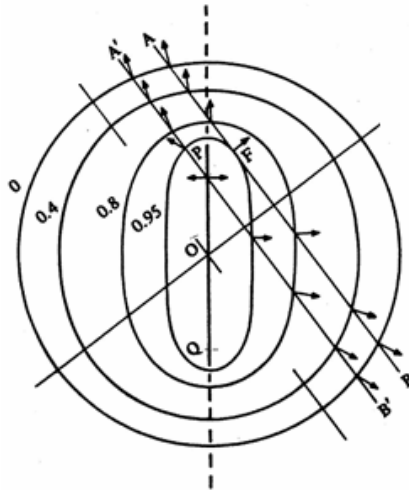


figure 2.7 surfaces des indices du mode O tracées pour $Y = \frac{1}{2}$ (d'après Budden, 1985). Les chiffres notés sur chaque courbe donnent la valeur de X. Le champ magnétique est vertical, dirigé vers le haut. Les surfaces des indices sont alors à symétrie de révolution autour de la verticale.

L'utilisation des surfaces des indices permet de tracer facilement la trajectoire du rayon et l'évolution de la direction de la vitesse de groupe.

La figure 2.7 présente les surfaces des indices du mode O pour une fréquence de propagation égale à deux fois la fréquence cyclotron électronique. Les chiffres notés sur chacune des courbes donnent la valeur de X . Comme dans le cas des surfaces des vitesses, les surfaces des indices sont à symétrie de révolution autour de la direction d'anisotropie. Cette direction est donnée par la direction du champ magnétique qui est vertical et dirigé vers le haut. La surface des indices la plus extérieure est tracée pour $X = 0$. Dans le cas du mode O, l'onde se propage alors librement. La surface des indices correspondante est circulaire. Plus x diminue (plus la concentration des électrons augmente), plus les surfaces des indices sont petites. Lorsque $X = 1$, c'est-à-dire lorsqu'on atteint la fréquence de coupure du mode O, la surface des indices devient une droite parallèle à la direction du champ magnétique. On peut remarquer ici, que, d'après le diagramme CMA, le mode de propagation n'est alors plus le mode O, mais le mode G.

Les trajectoires de deux ondes ont été représentées (droites (A'B') et (AB)). La direction de \vec{k} est obtenue en prenant la perpendiculaire à la surface des indices (Budden, 1985). On voit très bien ici l'évolution de la direction de la vitesse de groupe au cours de la propagation.

5. Comportement de l'onde à la coupure et à la résonance

A l'approche de sa fréquence de coupure ou de sa fréquence de résonance, un mode devient progressivement électrostatique, et ne peut donc plus se propager. Lorsque l'onde atteint sa fréquence de coupure, elle est toujours réfléchi. Lorsqu'elle atteint sa fréquence de résonance, elle peut être réfléchi, absorbée, transmise ou convertie en un autre mode. La transmission n'est possible que si l'onde a plusieurs domaines d'existence en fréquence (le mode X, par exemple, existe entre 0 et ω_{LH} puis entre ω_G et ω_{UH}), et si la fréquence de résonance du premier domaine d'existence est proche de la fréquence de coupure du deuxième domaine d'existence (dans le cas du mode X, il ne peut y avoir transmission que si ω_{LH} a une valeur proche de ω_G).

III. Ondes électrostatiques

Une onde électrostatique, par définition, est une onde longitudinale ($\vec{E} // \vec{k}$) qui n'a pas de composante magnétique. Cette onde ne peut pas se propager. Dans la réalité, les ondes électrostatiques ont toujours une petite composante magnétique, ce qui leur permet de se déplacer sur de courtes distances. Si la température du plasma est nulle, on observe les modes propres du plasma présentés précédemment ($\omega_p, \omega_{ce}, \omega_{ci}, \omega_{UH}, \omega_{LH}$), chacun de ces modes étant responsable d'un mouvement des particules. Deux de ces modes propres sont électrostatiques : ω_{UH} et ω_{LH} . Si la température du plasma est non nulle, un mouvement d'agitation thermique apparaît. Ce dernier s'ajoute à ceux dus à l'existence des modes propres. Ce nouveau mouvement des particules perturbe le mouvement de rotation cyclotron, et est ainsi responsable de l'apparition d'ondes électrostatiques dans le plasma.

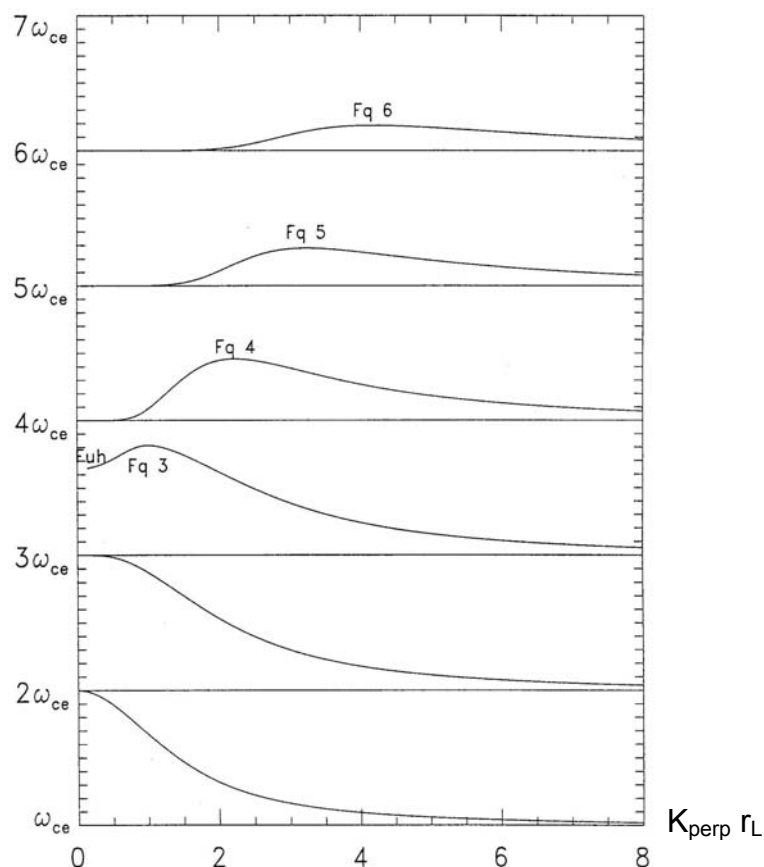


figure 2.8 courbes de dispersion pour une propagation perpendiculaire pour un plasma vérifiant $\omega_p / \omega_{ce} = 3.5$. Ici r_L représente le rayon de Larmor.

La figure 2.8 présente les courbes de dispersion $kr_L(\omega)$ pour les modes électrostatiques, r_L , ou rayon de Larmor, représentant le rayon de giration des électrons. Ce type de diagramme est

équivalent au diagramme $k(\omega)$ présenté sur les figures 2.2 et 2.4 et permet de connaître le domaine d'existence des différents modes. Il est ici tracé pour $\frac{\omega_p}{\omega_{ce}} = 3.5$. ω_{UH} se trouve alors dans la troisième bande gyroharmonique (entre $3 \omega_{ce}$ et $4 \omega_{ce}$). On peut voir sur la figure qu'il existe une courbe de dispersion par bande gyroharmonique (entre $n \omega_{ce}$ et $(n+1) \omega_{ce}$). Pour chacune de ces courbes les coupures et les résonances se trouvent aux harmoniques de ω_{ce} .

Il est évident sur la figure 2.7 que la dérivée de kr_L n'est en général pas nulle. La vitesse de groupe n'est donc en général pas nulle, et l'onde se propage. La vitesse de groupe s'annule pour les résonances et les coupures des modes, c'est-à-dire pour les $n \omega_{ce}$ et pour ω_{UH} . A partir de la bande gyroharmonique contenant ω_{UH} (troisième bande gyroharmonique sur la figure 2.7), la vitesse de groupe s'annule pour une nouvelle valeur de la pulsation qui ne correspond ni à la coupure, ni à la résonance. Cette valeur de la pulsation correspond à une valeur de la fréquence notée f_{qn} , n correspondant au numéro de la bande gyroharmonique dans laquelle on se trouve. Les ondes électrostatiques observées à ces fréquences sont couramment appelées modes de Bernstein (Bernstein, 1958) et sont des modes propres du plasma.

Annexe 2

Systèmes de coordonnées

I. Le système « géocentrique solaire écliptique » (GSE)

Ce système de coordonnées (figure A.3.1) est centré sur le centre de la Terre. Les axes x_{GSE} et y_{GSE} sont dans le plan de l'écliptique, l'axe x_{GSE} est dirigé vers le Soleil. L'axe z_{GSE} est perpendiculaire au plan de l'écliptique, et dirigé vers le pôle nord de l'écliptique.

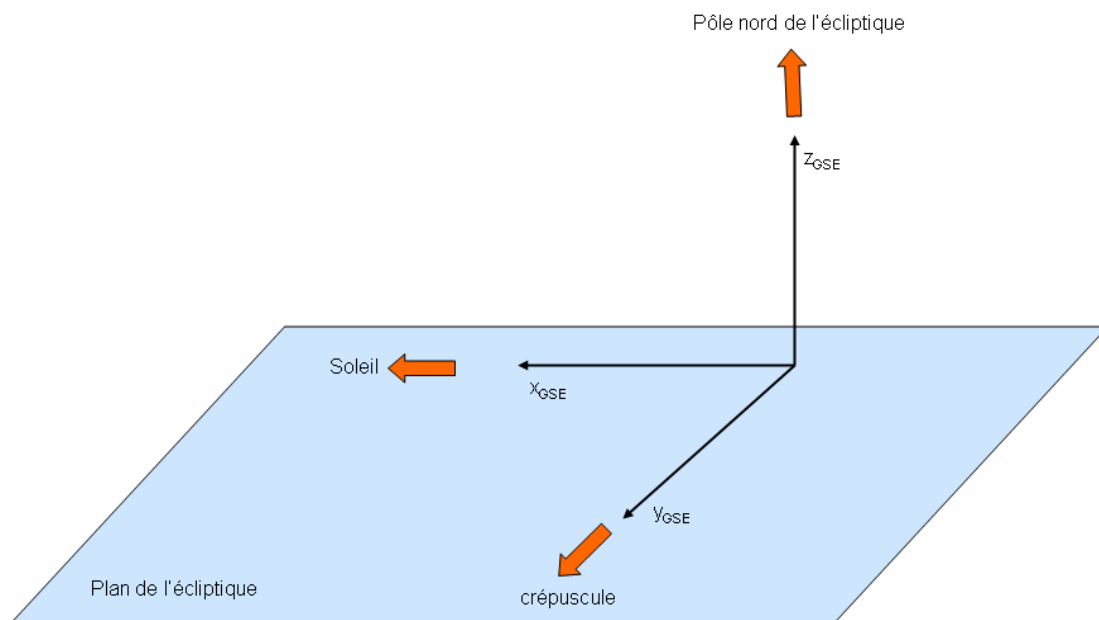


figure A.3.1 repère GSE. L'axe x est dirigé vers le Soleil, l'axe z est perpendiculaire au plan de l'écliptique.

L'orbite des satellites Cluster est dite polaire, c'est-à-dire qu'elle est perpendiculaire au plan (x_{GSE}, y_{GSE}).

II. Le système « solaire magnétique » (SM)

Le système de coordonnées SM (figure A.3.2) est également centré sur le centre de la Terre. Les axes x_{SM} et y_{SM} sont dans le plan de l'équateur magnétique terrestre. L'axe x_{SM} est dirigé

vers le Soleil, l'axe y_{SM} est dirigé vers le crépuscule et l'axe z_{SM} est dirigé vers le pôle nord magnétique. Pour passer du système de coordonnées GSE au système de coordonnées SM (ou dans l'autre sens), une rotation autour de l'axe x , et une rotation autour de l'axe y sont nécessaires. Pour cela, on utilise une matrice de passage.

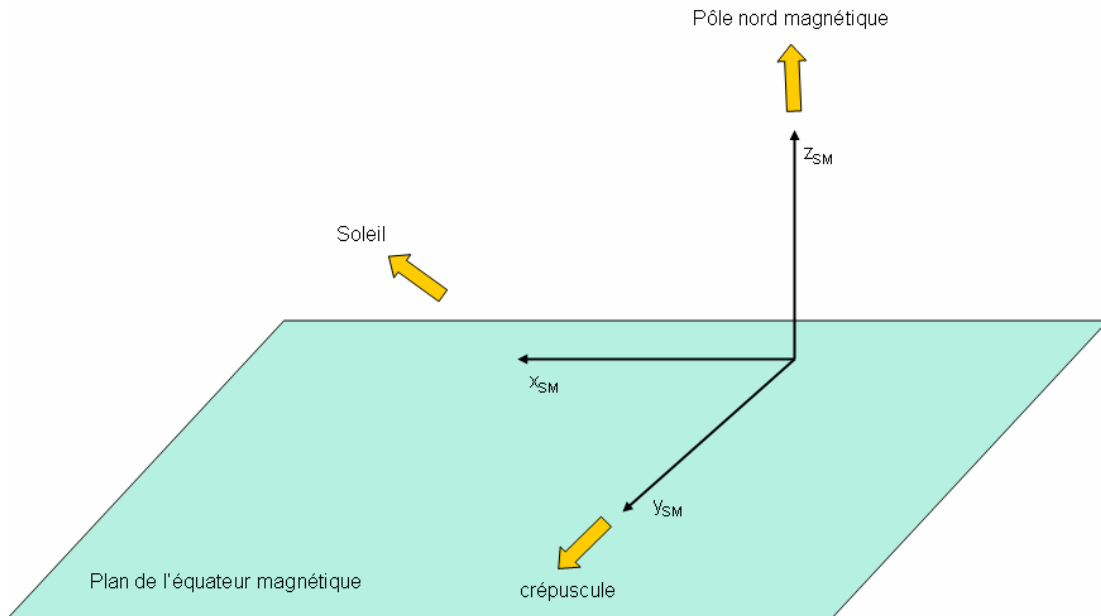


figure A.3.2 repère SM. L'axe x est dirigé vers le Soleil, l'axe y est dirigé vers le crépuscule, l'axe z est dirigé vers le pôle nord magnétique.

La projection dans le plan (x_{SM}, y_{SM}) est présentée sur la figure A.3.3. Dans ce plan, on peut mesurer la longitude. Celle-ci se mesure en degrés (ou en radians) ou en heures MLT. Sur la figure, les mesures sont données dans les 2 systèmes (en vert pour les degrés et en bleu pour les heures MLT).

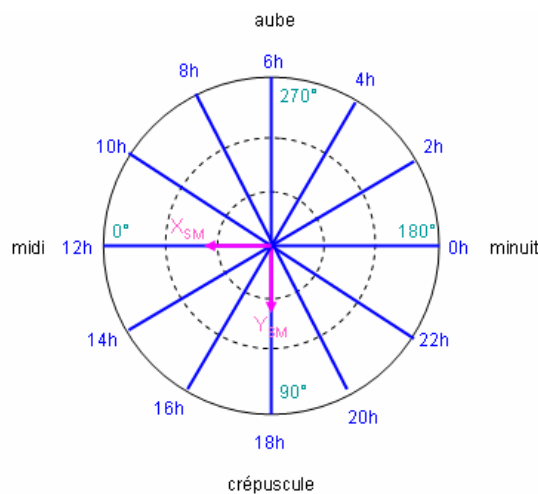


figure A.3.3 mesures dans le plan (x_{SM}, y_{SM}) . La mesure de la longitude peut se faire en degrés (en vert) ou en heures MLT (en bleu).

Annexe 3

Calcul des variables de la théorie de Jones

I. L'angle α

D'après la théorie de Jones, le Continuum provient de la conversion d'un mode Z en un mode O à travers une fenêtre radio. La conversion a lieu au point de la trajectoire où $f_z = f_p$. Une onde de fréquence $f_0 = f_p = f_z$ est émise sous la forme de deux faisceaux symétriques par rapport à l'équateur magnétique (figure A.1.1). En propagation libre, ces faisceaux font un angle α avec l'équateur magnétique.

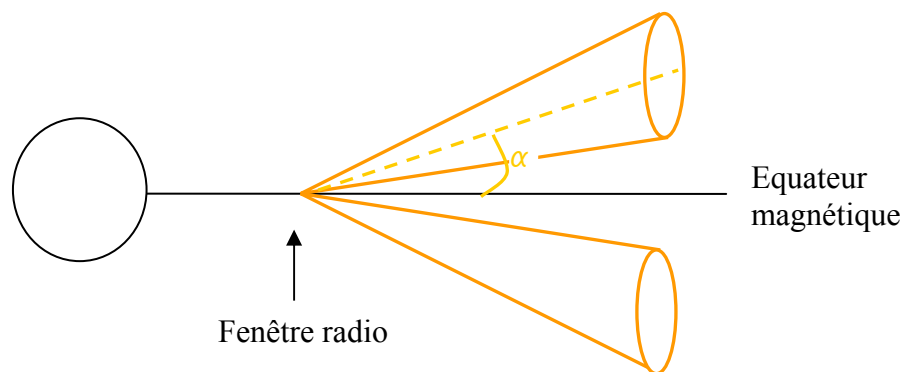


figure A.1.1 schéma représentant deux faisceaux émis à l'équateur magnétique. Ces faisceaux font un angle α avec l'équateur.

A l'équateur magnétique, \vec{B} est perpendiculaire au plan de l'équateur. Le gradient de densité ($\vec{\nabla} n_e$) est contenu dans le plan de l'équateur et dirigé vers la Terre (figure A.1.2).

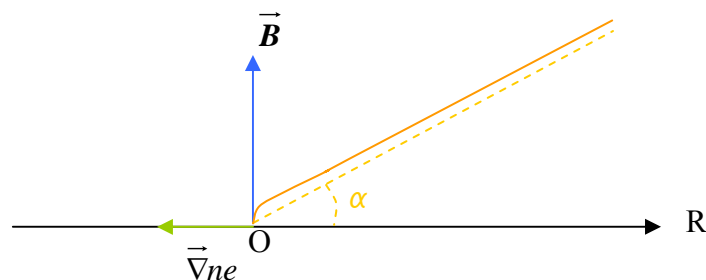


figure A.1.2 schéma représentant le faisceau et les différents vecteurs à la fenêtre radio.

Le milieu étant considéré comme faiblement inhomogène, stratifié parallèlement à un plan perpendiculaire à $\vec{\nabla} n_e$, on définit \vec{n}_z comme perpendiculaire à ce plan, et antiparallèle au gradient de densité. \vec{n}_x est placé suivant la direction de \vec{B} au point O, et \vec{n}_y est tel que $(\vec{n}_x, \vec{n}_y, \vec{n}_z)$ forment un trièdre direct (figure A. 1. 3)

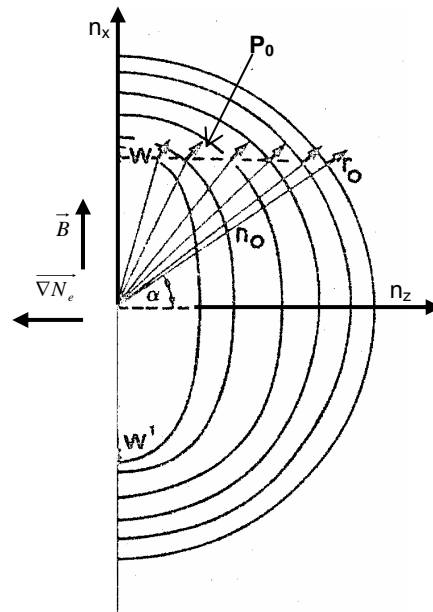


figure A.1.3 d'après Budden (1980). Représentation des surfaces iso n. La droite en pointillé donne le lieu des points représentatifs du rayon dans ce repère. Les flèches donnent la direction du vecteur de Poynting.

Le faisceau se propage dans le plan méridien (\vec{n}_x, \vec{n}_z) . La figure A.1.3 présente un exemple de trajectoire de l'onde dans le repère des indices (droite en pointillé). Sur cette figure, on peut voir les surfaces des indices du mode O, pour différentes valeurs de X. Plus l'intersection entre la surface des indices considérées et l'axe n_z est située loin de l'axe n_x , plus la valeur de X est proche de 0. Plus cette intersection est située près de l'axe n_x , plus la valeur de X est proche de 1. Les vecteurs représentés sur cette figure représentent les vecteurs de Poynting de l'onde, qui sont toujours perpendiculaires aux surfaces des indices. On appelle P, les positions auxquelles un vecteur de Poynting est tracé.

D'après la forme de la surface des indices, lorsque l'onde émerge de la fenêtre radio, son vecteur de Poynting, parallèle au vecteur d'onde, est parallèle à \vec{B} . Ces deux vecteurs vont ensuite tourner en faisant un angle non nul entre eux, jusqu'à la position P_0 du point P du repère des indices à partir de laquelle l'onde est en propagation libre. En ce point, les deux vecteurs sont à nouveau colinéaires. La distance parcourue entre la fenêtre radio et le point P_0

est suffisamment faible pour que l'on puisse considérer que la direction du gradient de densité et celle du champ magnétique n'ont pas varié. Le repère (\vec{n}_x, \vec{n}_z) défini à la fenêtre radio est toujours valable lorsque l'onde atteint P_0 .

On a alors $\alpha = \text{atan}\left(\frac{n_{xP_0}}{n_{zP_0}}\right)$.

En propagation libre, l'onde se propage en ligne droite et $n = \sqrt{n_x^2 + n_z^2} = 1$

On a alors $n_{zP_0} = \sqrt{1 - n_{xP_0}^2}$ et $\alpha = \text{atan}\left(\frac{n_{xP_0}}{\sqrt{1 - n_{xP_0}^2}}\right)$.

D'après la loi de Snell-Descartes, $n_x = \text{cte}$, d'où $n_{xP_0} = n_{xO}$ et $\alpha = \text{atan}\left(\frac{n_{xO}}{\sqrt{1 - n_{xO}^2}}\right)$

La valeur de n est donnée par la relation d'Appleton Hartree :

$$n^2 = 1 - \frac{X(1-X)}{1 - X - \frac{1}{2}Y^2 \sin^2 \theta \pm \sqrt{\frac{1}{4}Y^4 \sin^4 \theta + Y^2 \cos^2 \theta (1-X)^2}}$$

où $X = \frac{f_p^2}{f^2}$, avec f , la fréquence de l'onde et f_p , la fréquence plasma

$Y = \frac{f_{ce}}{f}$, avec f_{ce} , la fréquence cyclotron

θ est l'angle que fait le vecteur d'onde avec le champ magnétique

A la fenêtre radio, le vecteur d'onde du mode Z est parallèle au champ magnétique, on a donc $\theta = 0$. On obtient alors :

$$n^2 = 1 - \frac{X}{1 \pm Y}$$

La fenêtre radio se trouve là où $f = f_p$, donc là où $X = 1$. On en déduit :

$$n^2 = \frac{-Y}{1-Y} \text{ ou } n^2 = \frac{Y}{1+Y}$$

La solution de gauche ne donne un indice réel que si $Y > 1$. Le Continuum est émis à des fréquences bien supérieures à la fréquence cyclotron locale. Cette solution ne peut donc pas

correspondre à l'onde étudiée. La solution de droite donne un indice réel quelle que soit la valeur de Y . Cette solution correspond donc à une onde qui n'est ni amplifiée, ni amortie. On a alors

$$n = \sqrt{n_x^2 + n_z^2} = \sqrt{\frac{Y}{1+Y}}$$

Du fait de la forme de la surface des indices, le vecteur d'onde (parallèle au vecteur de Poynting) est parallèle à \vec{B} , donc parallèle à \vec{n}_x , des deux côtés de la fenêtre radio. La surface des indices contient alors \vec{n}_z . \vec{n} étant perpendiculaire à la surface des indices, $\vec{n}_o = \vec{n}_{x_o} + \vec{n}_{z_o}$ est parallèle à \vec{n}_x (figure A. 1. 3).

$$\text{On en déduit } n_{x_o} = \sqrt{\frac{Y}{1+Y}} \text{ et } \alpha = \text{atan}\left(\frac{\sqrt{\frac{Y}{1+Y}}}{\sqrt{1-\frac{Y}{1+Y}}}\right)$$

$$\alpha = \text{atan}\left(\frac{\sqrt{\frac{Y}{1+Y}}}{\frac{1}{\sqrt{1+Y}}}\right) = \text{atan} \sqrt{Y}$$

$$\text{or } Y = \frac{f_{ce}}{f} \text{ et } f = f_p.$$

$$\text{On obtient } \alpha = \text{atan}\left(\sqrt{\frac{f_{ce}}{f_p}}\right)$$

II. La visibilité des sources

1. Dans le plan de l'équateur magnétique (Jones, 1982)

Soit C , le satellite situé à une distance R de la Terre, à une latitude magnétique η , et à une longitude ξ (figure A.1.4). Soit S , une source située dans le plan de l'équateur magnétique, à une distance R_0 de la Terre, et à une longitude ξ_0 . Cette source émet un faisceau dont le centre

intercepte le satellite. En accord avec la théorie de Jones, le centre de ce faisceau fait un angle

$$\alpha = \text{atan} \sqrt{\frac{f_{pe}}{f_{ce}}} \text{ avec l'équateur magnétique.}$$

La relation d'Al Qashi permet d'écrire :

$$SC'^2 = OS^2 + OC'^2 - 2 OS OC' \cos (\xi - \xi_0)$$

$$\text{On a } OS = R_0 \text{ d'où } SC'^2 = R_0^2 + OC'^2 - 2 R_0 OC' \cos (\xi - \xi_0)$$

$$\text{On peut écrire } OC' = R \cos \eta$$

$$\text{et } SC' = \frac{CC'}{\tan \alpha} \text{ où } CC' = R \sin \eta$$

$$\text{on en déduit } SC' = \frac{R \sin \eta}{\tan \alpha} \text{ et } \frac{R^2 \sin^2 \eta}{\tan^2 \alpha} = R_0^2 + R^2 \cos^2 \eta - 2 R_0 R \cos \eta \cos (\xi - \xi_0)$$

$$\text{d'où } R_0^2 + R^2 \cos^2 \eta - 2 R_0 R \cos \eta \cos (\xi - \xi_0) - \frac{R^2 \sin^2 \eta}{\tan^2 \alpha} = 0$$

en remplaçant α par sa valeur, on obtient :

$$R_0^2 + R^2 \cos^2 \eta - 2 R_0 R \cos \eta \cos (\xi - \xi_0) - R^2 \sin^2 \eta \frac{f_{ce}}{f_{pe}} = 0 \quad (\text{Jones, 1982})$$

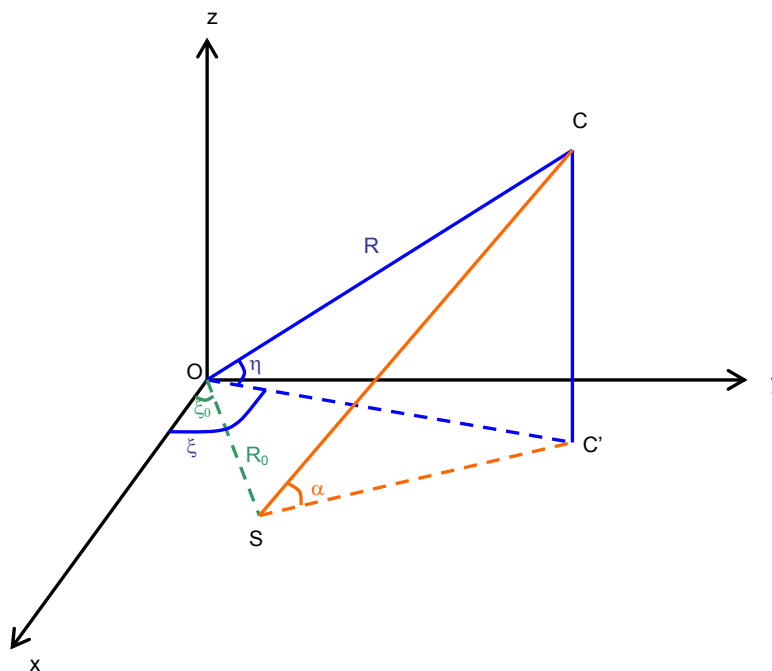


figure A.1.4 schéma donnant la position de la source (S) dans le plan de l'équateur magnétique et celle du satellite (C). La source émet un faisceau (en orange) dont le centre fait un angle α avec le plan de l'équateur magnétique. Le centre du faisceau intercepte le satellite.

2. Dans l'espace

Supposons maintenant que la source n'est pas située dans le plan de l'équateur magnétique. Elle se trouve donc à une distance R_0 de la Terre, à une longitude ξ_0 et à une latitude magnétique η_0 (figure A.1.5).

La relation d'Al Qashi permet d'écrire :

$$S''C''^2 = OS''^2 + OC''^2 - 2 OS'' OC'' \cos (\xi - \xi_0)$$

$$\text{On a } OS'' = R_0 \cos \eta \text{ d'où } SC''^2 = R_0^2 \cos^2 \eta + OC''^2 - 2 R_0 \cos \eta OC'' \cos (\xi - \xi_0)$$

$$\text{On peut écrire } OC'' = R \cos \eta$$

$$\text{et } S''C'' = SC'' = \frac{CC''}{\tan \delta} \text{ où } CC'' = CC'' - SS'' = R \sin \eta - R_0 \sin \eta_0$$

$$\text{on en déduit } S''C'' = \frac{R \sin \eta - R_0 \sin \eta_0}{\tan \delta}$$

$$\text{et } \frac{R \sin \eta - R_0 \sin \eta_0}{\tan \delta} = R_0^2 \cos^2 \eta_0 + R^2 \cos^2 \eta - 2 R_0 R \cos \eta \cos \eta_0 \cos (\xi - \xi_0)$$

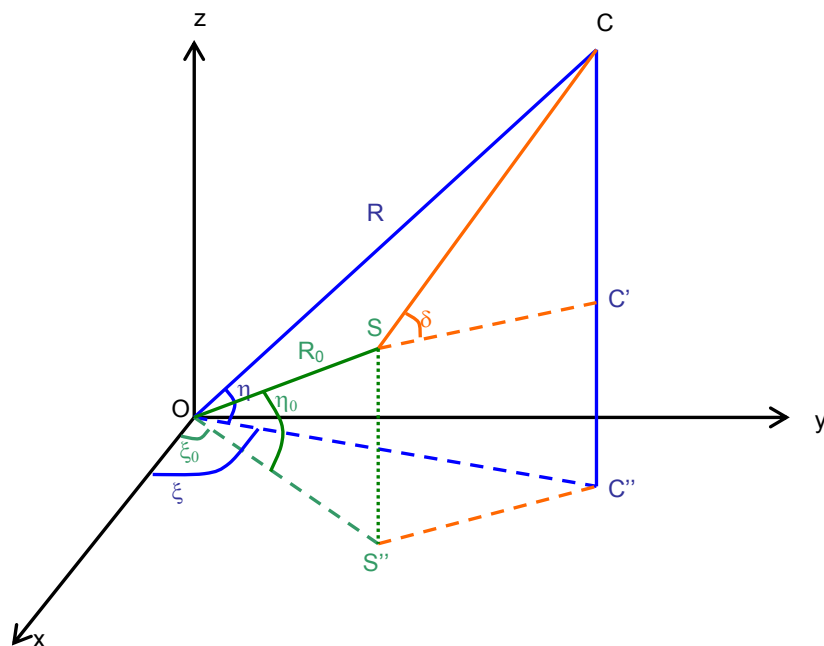


figure A.1.5 identique à la figure A.1.4 mais pour une source non localisée dans le plan de l'équateur magnétique.

Il reste à exprimer δ .

L'angle α est mesuré par rapport à la direction du gradient de densité. D'après la théorie de Jones, le rayon central du faisceau se propage dans un plan contenant le champ magnétique et

le gradient de densité (Jones, 1982, 1983). On a donc $\delta = \alpha + \theta$ où θ est l'angle entre \vec{B} et \vec{z} (figure A.1.6).

En accord avec les hypothèses de la théorie de Jones, supposons que le champ magnétique est

dipolaire. Dans ce cas, $\vec{B} \cdot \vec{z} = B z \cos \theta$, d'où $\theta = \arccos \frac{\vec{B} \cdot \vec{z}}{B z}$

On sait que, à la source $\vec{B} = \frac{-2M \cos(\frac{\pi}{2} - \eta_0)}{R_0^3} \vec{u}_r - \frac{M \sin(\frac{\pi}{2} - \eta_0)}{R_0^3} \vec{u}_\theta$

On en déduit $\vec{B} \cdot \vec{z} = \frac{-2M \cos^2(\frac{\pi}{2} - \eta_0)}{R_0^3} z - \frac{-2M \sin^2(\frac{\pi}{2} - \eta_0)}{R_0^2} z$

et $B = \frac{M}{R_0^3} \sqrt{1 + 3 \cos^2(\frac{\pi}{2} - \eta_0)}$

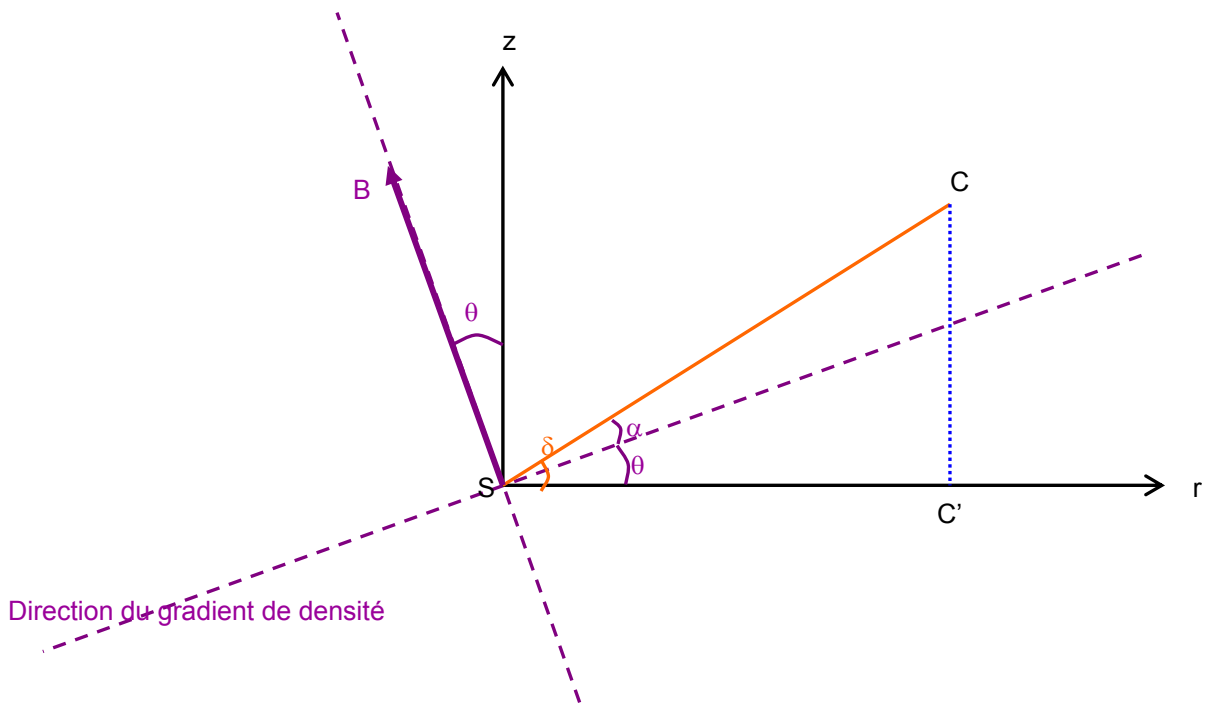


figure A.1.6 schéma représentant la source, le satellite et le centre du faisceau dans un repère dont l'origine est prise à la source.

On déduit de B

$$\theta = a \cos \frac{\frac{-2M \cos^2(\frac{\pi}{2} - \eta_0)}{R_0^3} + \frac{M \sin^2(\frac{\pi}{2} - \eta_0)}{R_0^3}}{\frac{M}{R_0^3} \sqrt{1 + 3 \cos^2(\frac{\pi}{2} - \eta_0)}}$$

$$= a \cos \frac{-2 \cos^2(\frac{\pi}{2} - \eta_0) + \sin^2(\frac{\pi}{2} - \eta_0)}{\sqrt{1 + 3 \cos^2(\frac{\pi}{2} - \eta_0)}}$$

$$= a \cos \frac{1 - 3 \cos^2(\frac{\pi}{2} - \eta_0)}{\sqrt{1 + 3 \cos^2(\frac{\pi}{2} - \eta_0)}}$$

$$= a \cos \frac{1 - 3 \sin^2 \eta_0}{\sqrt{1 + 3 \sin^2 \eta_0}}$$

On obtient $\delta = \alpha + a \cos \frac{1 - 3 \sin^2 \eta_0}{\sqrt{1 + 3 \sin^2 \eta_0}}$

Et $\frac{R \sin \eta - R_0 \sin \eta_0}{\tan(\alpha + a \cos \frac{1 - 3 \sin^2 \eta_0}{\sqrt{1 + 3 \sin^2 \eta_0}})} = R_0^2 \cos^2 \eta_0 + R^2 \cos^2 \eta - 2 R_0 R \cos \eta \cos \eta_0 \cos(\xi - \xi_0)$

Annexe 4

Mesure de la directivité par modulation de spin

La méthode présentée ici est utilisable pour des ondes planes sinusoïdales.

I. Modélisation de l'intensité

Les satellites mesurent le champ électrique avec deux antennes perpendiculaires qui tournent dans le plan (x_{GSE}, y_{GSE}) , plan parallèle au plan de l'écliptique. L'antenne mesure $E_a^2(t)$ où $E_a(t)$ est la valeur efficace mesurée par l'antenne. Nous allons à présent calculer $E_a^2(t)$.

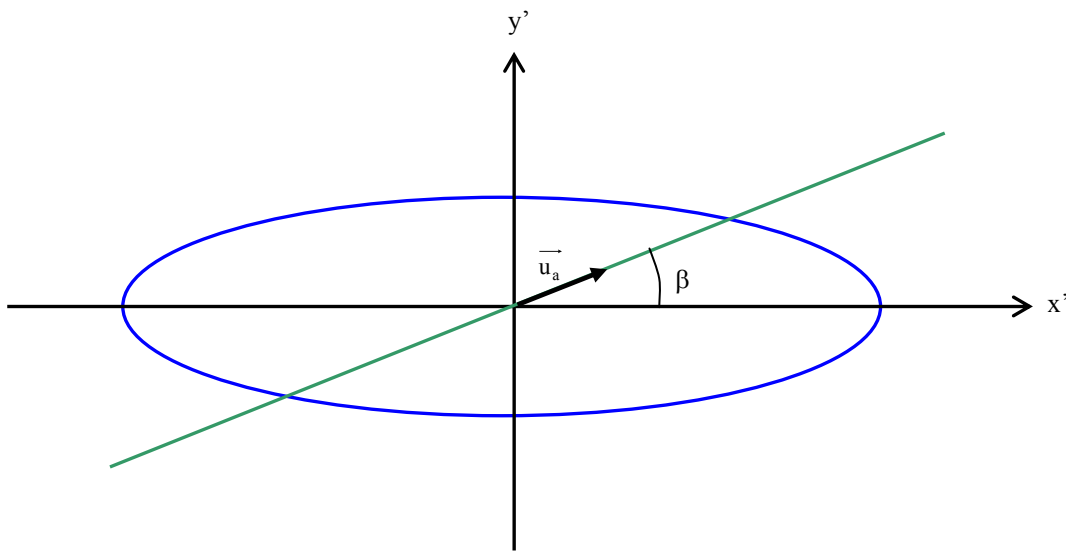


figure A. 4. 1 L'extrémité de \vec{E}_{xy} décrit une ellipse (en bleu). L'antenne est représentée en vert.

Le champ électrique mesuré ne correspond donc pas au champ électrique de l'onde mais à sa projection \vec{E}_{xy} dans le plan de spin. L'extrémité de ce champ électrique décrit une ellipse dans le plan de spin.

Plaçons nous dans le repère de l'ellipse (x', y') . Le champ électrique projeté dans ce repère $\vec{E}_{x'y'}$ parcourt une ellipse dont le grand axe est parallèle à l'axe x' et le petit axe est parallèle à

l'axe y' (figure A. 4. 1).

$$\text{On a } E_{x'y'a}(t) = \overrightarrow{E_{x'y'}} \cdot \overrightarrow{u_a}$$

$$\text{Où } \overrightarrow{E_{x'y'}} = \begin{pmatrix} A' \cos(\omega_0 t) \\ B' \sin(\omega_0 t) \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \overrightarrow{u_a} = \begin{pmatrix} \cos \beta \\ \sin \beta \end{pmatrix}$$

$$\text{On en déduit } E_a(t) = A' \cos \beta \cos(\omega_0 t) + B' \sin \beta \sin(\omega_0 t)$$

$$\text{ce qui équivaut à } E_a(t) = C \cos(\omega_0 t + \varphi)$$

$$\text{où } C = \sqrt{A'^2 \cos^2 \beta + B'^2 \sin^2 \beta}$$

$$\varphi = \arctan\left(\frac{B'}{A'} \tan \beta\right)$$

L'antenne tourne à une vitesse angulaire ω . A $t = 0$, l'antenne fait un angle β_0 avec l'axe x' .

On en déduit :

$$C = \sqrt{A'^2 \cos^2(\omega t - \beta_0) + B'^2 \sin^2(\omega t - \beta_0)}$$

$$\text{et } E_{\max}^2(t) = A'^2 \cos^2(\omega t - \beta_0) + B'^2 \sin^2(\omega t - \beta_0)$$

Soit γ , l'angle entre l'axe x_{GSE} et l'axe x' . On obtient alors

$$E_{\max GSE}^2(t) = A'^2 \cos^2(\omega t - \varphi) + B'^2 \sin^2(\omega t - \varphi) \text{ dans le repère } (x_{GSE}, y_{GSE})$$

$$\text{Où } \varphi = \beta_0 - \gamma$$

$$\text{Sachant que } \cos^2 \theta = \frac{1 + \cos 2\theta}{2}$$

$$\text{et } \sin^2 \theta = \frac{1 - \cos 2\theta}{2}$$

$$\text{on trouve } E_{\max GSE}^2(t) = A'^2 \frac{1 + \cos 2(\omega t - \varphi)}{2} + B'^2 \frac{1 - \cos 2(\omega t - \varphi)}{2}$$

La valeur mesurée par l'antenne dans le repère (x', y') est alors

$$\begin{aligned} E_a^2 &= 2 E_{\max GSE}^2(t) = A'^2 (1 + \cos 2(\omega t - \beta_0)) + B'^2 (1 - \cos 2(\omega t - \beta_0)) \\ &= (A'^2 + B'^2) + (A'^2 - B'^2) \cos^2(2\omega t - \beta_0) \end{aligned}$$

$$\text{ce qui équivaut } E_a^2 = E_0^2 [1 + \alpha^2 \cos(2\omega t - \beta_0)] \quad (1)$$

$$\text{où } E_0^2 = (A'^2 + B'^2)$$

$$\text{et } \alpha^2 = \frac{(A'^2 - B'^2)}{(A'^2 + B'^2)}$$

II. Détermination de E_0 , α et ϕ par la méthode des moindres carrés

Afin de déterminer la direction de propagation de l'onde, on cherche les paramètres E_0 , α et ϕ de la relation dont la courbe représentative passe au plus près des points expérimentaux. La variance S caractérise la dispersion des points expérimentaux par rapport aux valeurs théoriques calculées à partir de la relation (1). En minimisant la variance, on obtient donc E_0 , α , et ϕ .

$$S^2 = \sum_{i=1}^N [E^2(t_i) - E_a^2(t_i)]^2$$

où $E(t_i)$ est la valeur du champ électrique efficace mesuré à l'instant t_i , N est le nombre de mesures effectuées sur l'intervalle de temps $\Delta t = t_N - t_1$.

En remplaçant $E_a^2(t_i)$ par l'expression trouvée précédemment, on obtient

$$\begin{aligned} S^2 &= \sum_{i=1}^N [E^2(t_i) - E_0^2 (1 + \alpha^2 \cos(2\omega t - \phi))] \\ &= \sum_{i=1}^N [E^2(t_i) - (E_0^2 + E_0^2 \alpha^2 \cos \phi \cos 2\omega t_i + E_0^2 \alpha^2 \sin \phi \sin 2\omega t_i)] \end{aligned}$$

ce qui est de la forme $S^2 = \sum_{i=1}^N [Y_i - (A + BF_i + CG_i)]^2$

où $Y_i = E^2(t_i)$

$$A = E_0^2$$

$$B = E_0^2 \alpha^2 \cos \phi$$

$$C = E_0^2 \alpha^2 \sin \phi$$

$$F_i = \cos 2\omega t_i$$

$$G_i = \sin 2\omega t_i$$

A, B et C dépendent des paramètres cherchés. On va donc minimiser S^2 par rapport à ces variables. On cherche alors à résoudre le système :

$$\begin{cases} \frac{\partial S^2}{\partial A} = 0 \\ \frac{\partial S^2}{\partial B} = 0 \\ \frac{\partial S^2}{\partial C} = 0 \end{cases} \text{ qui est équivalent à } \begin{cases} \sum_{i=1}^N [Y_i - (A + BF_i + CG_i)] = 0 \\ \sum_{i=1}^N [(Y_i - (A + BF_i + CG_i)) F_i] = 0 \\ \sum_{i=1}^N [(Y_i - (A + BF_i + CG_i)) G_i] = 0 \end{cases}$$

On cherche A, B et C. Il faut donc les isoler

$$\begin{cases} \sum_{i=1}^N Y_i + NA + B \sum_{i=1}^N F_i + C \sum_{i=1}^N G_i = 0 \\ \sum_{i=1}^N Y_i F_i + A \sum_{i=1}^N F_i + B \sum_{i=1}^N F_i^2 + C \sum_{i=1}^N F_i G_i = 0 \\ \sum_{i=1}^N Y_i G_i + A \sum_{i=1}^N G_i + B \sum_{i=1}^N F_i G_i + C \sum_{i=1}^N G_i^2 = 0 \end{cases}$$

$$\begin{cases} NA + B \sum_{i=1}^N F_i + C \sum_{i=1}^N G_i = \sum_{i=1}^N Y_i \\ A \sum_{i=1}^N F_i + B \sum_{i=1}^N F_i^2 + C \sum_{i=1}^N F_i G_i = \sum_{i=1}^N Y_i F_i \\ A \sum_{i=1}^N G_i + B \sum_{i=1}^N F_i G_i + C \sum_{i=1}^N G_i^2 = \sum_{i=1}^N Y_i G_i \end{cases}$$

ce qui s'écrit également sous la forme

$$\begin{pmatrix} N & \sum_{i=1}^N F_i & \sum_{i=1}^N G_i \\ \sum_{i=1}^N F_i & \sum_{i=1}^N F_i^2 & \sum_{i=1}^N F_i G_i \\ \sum_{i=1}^N G_i & \sum_{i=1}^N F_i G_i & \sum_{i=1}^N G_i^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A \\ B \\ C \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sum_{i=1}^N Y_i \\ \sum_{i=1}^N Y_i F_i \\ \sum_{i=1}^N Y_i G_i \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} A \\ B \\ C \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} N & \sum_{i=1}^N F_i & \sum_{i=1}^N G_i \\ \sum_{i=1}^N F_i & \sum_{i=1}^N F_i^2 & \sum_{i=1}^N F_i G_i \\ \sum_{i=1}^N G_i & \sum_{i=1}^N F_i G_i & \sum_{i=1}^N G_i^2 \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} \sum_{i=1}^N Y_i \\ \sum_{i=1}^N Y_i F_i \\ \sum_{i=1}^N Y_i G_i \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} A \\ B \\ C \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} N & \sum_{i=1}^N \cos 2\omega t_i & \sum_{i=1}^N \sin 2\omega t_i \\ \sum_{i=1}^N \cos 2\omega t_i & \sum_{i=1}^N \cos^2 2\omega t_i & \sum_{i=1}^N \cos 2\omega t_i \sin 2\omega t_i \\ \sum_{i=1}^N \sin 2\omega t_i & \sum_{i=1}^N \cos 2\omega t_i \sin 2\omega t_i & \sum_{i=1}^N \sin^2 2\omega t_i \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} \sum_{i=1}^N E^2(t_i) \\ \sum_{i=1}^N E^2(t_i) \cos 2\omega t_i \\ \sum_{i=1}^N E^2(t_i) \sin 2\omega t_i \end{pmatrix}$$

on en déduit les paramètres cherchés : $A = E_0^2$

$$\phi = a \tan \frac{C}{B}$$

$$\alpha^2 = \frac{\sqrt{B^2 + C^2}}{A}$$

III. Utilisation de la modulation

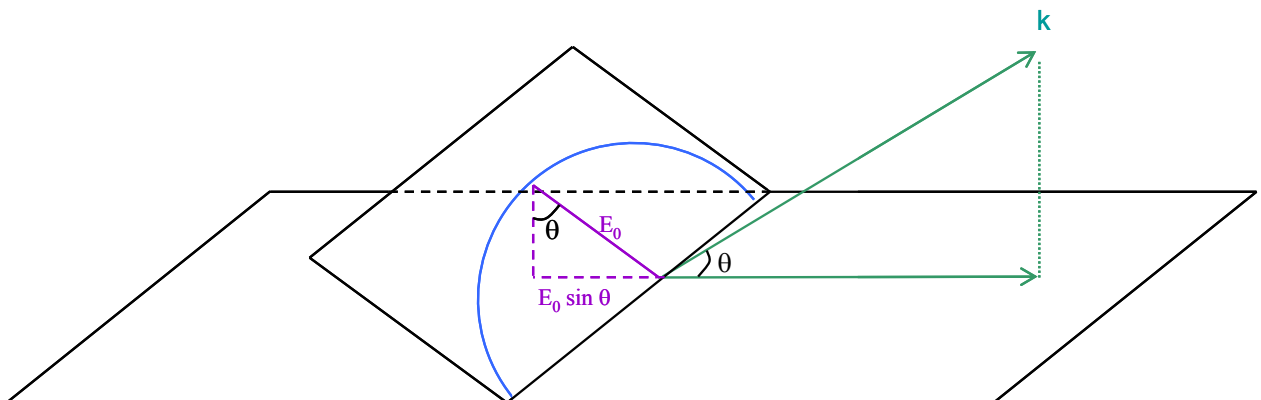


figure A.4.2 schéma représentant un vecteur d'onde faisant un angle θ avec le plan de spin et le plan d'onde. La polarisation de l'onde est circulaire. Dans ce cas, la polarisation dans le plan de spin est une ellipse de demi grand axe E_0 et de demi petit axe $E_0 \sin \theta$.

On a montré que $\alpha^2 = \frac{(A'^2 - B'^2)}{(A'^2 + B'^2)}$

Où A' est le demi grand axe de l'ellipse et B' , son demi petit axe.

Comme le montre la figure A.4.2, le demi grand axe de l'ellipse observée dans le plan de spin correspond à l'intersection du cercle formé par le champ électrique et le plan de spin. Le demi petit axe correspond à la projection du champ électrique dans le plan de spin. On a donc :

$$A' = E_0$$

$$B' = E_0 \sin \theta$$

$$\begin{aligned} \text{On en déduit } \alpha^2 &= \frac{E_0^2 - E_0^2 \sin^2 \theta}{E_0^2 + E_0^2 \sin^2 \theta} \\ &= \frac{1 - \sin^2 \theta}{1 + \sin^2 \theta} \end{aligned}$$

$$\text{Sachant que } \sin^2 \theta = \frac{1 - \cos 2\theta}{2}$$

$$\text{On obtient } \alpha^2 = \frac{1 + \cos 2\theta}{3 - \cos 2\theta}$$

$$\text{D'où } \cos 2\theta = \frac{3\alpha^2 - 1}{3\alpha^2 + 1}$$

$$\text{Et } \theta = \frac{1}{2} \arccos \frac{3\alpha^2 - 1}{3\alpha^2 + 1}$$

Annexe 5

A Quantitative test of Jones NTC beaming theory using CLUSTER constellation

Grimald et al., 2007

A Quantitative test of Jones NTC beaming theory using CLUSTER constellation

S. Grimald¹, P. M. E. Décréau¹, P. Canu², X. Suraud¹, X. Vallières¹, F. Darrouzet³ and C. C. Harvey⁴

[1]{Laboratoire de Physique et Chimie de l'Environnement (LPCE), Orléans, France}

[2]{Centre d'Etude des Environnements Terrestre et Planétaires (CETP), Vélizy, France}

[3]{Belgian Institute for Space Aeronomy (IASB-BIRA), Brussels, Belgium}

[4] {Centre d'Etude Spatiale des Rayonnements (CESR), Toulouse, France}

Abstract

Non-thermal continuum (NTC) radiation is, with auroral kilometric radiation (AKR), one of the two electromagnetic emissions generated within the Earth's magnetosphere and radiated into space. The location of the source of NTC has been sought for several decades, with only limited success. The constellation formed by the four CLUSTER spacecraft provides the possibility of triangulation in the vicinity of the source, thus allowing progress in source localisation, while simultaneously revealing the beaming properties of NTC radio sources.

We present a case event showing two beams localised on opposite sides of the magnetic equator. At any selected frequency, triangulation points to a single region source of small size. Its position is compatible with the range of possible loci of sources predicted by the radio window theory of Jones (1982) in a frame of constraints relaxed from the simple sketch proposed in early works. The analysis of similar observations from the Dynamics Explorer 1 by Jones et al. (1987) enabled the authors to claim validation of the radio window theory. CLUSTER observations, however, reveal a large beaming cone angle projected onto the ecliptic plane, a feature unobservable by Dynamics Explorer which had a different spin axis orientation. According to the radio window theory, such a large observed cone angle can only be formed by a series of point sources, each beaming in a narrow cone angle. This study demonstrates the difficulty of validating NTC linear generation mechanisms using global beaming properties alone.

Keywords: Plasmasphere, Radio wave propagation

1. Introduction

Non thermal continuum (NTC) radiation is incoherent broadband electromagnetic radiation of low intensity and long duration which is observed in the frequency range from a few 100 Hz to several 100 kHz. It has been observed in the Earth environment (Gurnett, 1975; Etcheto et al., 1982; Morgan and Gurnett, 1991; Kasaba et al., 1998; Décréau et al. 2004) as well as in the environment of other magnetized planets (Kurth, 1992). Terrestrial NTC is widely believed to be generated at the plasmopause, a region of strong density gradient, by conversion of electrostatic to electromagnetic waves. The electrostatic source has been suggested to be the intense UHR (Upper Hybrid Resonance) waves found at the geomagnetic equator and close to the plasmopause (Gough et al., 1979). The spacing between narrow spectral features has been related to the gyrofrequency at the source (Kurth et al., 1981). The implied underlying scenario is detailed by Gough (1982). Near the plasmopause, plasma frequency decreases rapidly with increasing radial distance, crossing several successive electron gyro-harmonic frequencies in only a short distance. It is assumed that strong electrostatic waves are produced, offset in frequency from each harmonic by a similar amount. Conversion of these waves to electromagnetic waves yields a series of narrow-band continuum radiation features, separated in frequency by approximately the electron gyrofrequency, which is quasi-uniform within the plasmopause layer.

Various mechanisms have been proposed to explain the wave conversion (Barbosa, 1982). The most developed theory is the linear one which supposes a conversion through propagation of the electrostatic UHR wave into an electromagnetic Z-mode wave (Jones, 1976). When aligned nearly parallel or anti-parallel to the ambient magnetic field, these Z-mode waves would produce NTC by conversion to the ordinary mode; this is the so-called “radio window” for waves at the local plasma frequency F_{pe} (Budden, 1980; Jones, 1980). Thereafter the strong density gradient at the plasmopause causes these two ordinary mode waves, initially at the local plasma frequency and propagating nearly parallel and anti-parallel to the magnetic field, to be refracted outwards to form two beams located symmetrically with respect to the magnetic equator in the plane through the source containing the density gradient and the

magnetic field. As they propagate to regions of lower density the inclination angle α of these beams with respect to the magnetic equatorial approaches:

$$\alpha = \text{atan} \sqrt{F_{ce}/F_{pe}} \quad (1),$$

where F_{ce} (electron cyclotron frequency) and F_{pe} (electron plasma frequency) are defined at the source.

Such a quantitative property is extremely useful because it allows us to link a given NTC observation (position of the observatory and frequency of the wave) to the locus of positions of candidate sources, thus remotely sensing the topology of active regions. Promoting the linear radio window theory, Jones (1983) developed the remote sensing approach, and even treated the problem of sources in movement. As long as the derived source positions and movement are realistic and in particular when the results agree with source localisation derived from directivity measurements, the observations have supported the radio window conversion theory (see Jones et al. (1987) for a claim of validation of the theory). However, other experimental observations suggest that the simple “single source - two beams” picture is too simplistic. For example, Morgan and Gurnett (1991), in a statistical study using Dynamics Explorer 1 (DE1) data, have shown that the existence of two symmetrical beams is very rare, suggesting that asymmetries in the density profile or in the magnetic field may be responsible. Furthermore, another important feature of NTC observations, the presence of series of very narrow band structures more closely spaced than F_{ce} , has led to the proposal of another generation mechanism: strong upper hybrid turbulence (Christiansen et al., 1984).

In this paper, we analyse a “double beam” case event observed with the CLUSTER constellation, similar to the DE1 case event analysed by Jones (1987). We discuss not only beaming properties, but also details of the spectral structure. Compared to a single spacecraft, the four CLUSTER satellites offer major advantages: spectral characteristics viewed from the different platforms can be compared, and spatial/temporal variations disentangled. We present the observations, and then (section 2) use the approach which Jones (1987) applied to DE1 data to examine where NTC sources would be located according to the radio window theory (section 3). Finally we discuss the quality and limitations of the test, as well as other findings derived from this study (section 4).

2. Observations

2.1 CLUSTER constellation and data

The CLUSTER mission consists of four identical satellites (which we denote here by C1, C2, C3 and C4) in a tetrahedral configuration. They travel in a near-polar orbit with perigee located at $\sim 4.5 R_E$ near the ecliptic. On 26 September 2003, the inter-spacecraft separation distances lay between ~ 300 km (C2-C3) and 1200 km (C1-C4); near perigee, where the CLUSTER configuration is elongated along the direction of the orbital velocity. The four CLUSTER satellites crossed the magnetic equator between 06:40 and 07:00 UT at about 11:00 MLT.

Observations presented in this paper are derived mainly from the WHISPER instruments, four sounders which measure the naturally occurring electric field in the frequency range (2 – 80 kHz) when in passive mode of operation, and the characteristic frequencies of the plasma in the range (2 – 80 kHz) when in active mode of operation (Décréau et al., 2001). Each satellite measures the electric field with a double sphere antenna spinning in a plane nearly parallel to the ecliptic. The bottom part of figure 1 presents a frequency-time spectrogram of electric field measured by WHISPER in its passive mode on board C3. The time interval shown, 06:35 – 07:15 UT, includes the phenomenon of interest, i.e. NTC emissions, present on both sides of the equator, at frequencies above the plasma frequency F_{pe} indicated by a solid white line. At about 06:53 UT C3 crossed the magnetic equator, where localised intense electrostatic emissions are seen at frequencies $(n+1/2) F_{ce}$ lying below F_{pe} . Such emissions, first observed on board OGO 5 (Kennel et al., 1970), co-exist in this event with equatorial emissions above F_{pe} at the Bernstein frequencies F_{qs} (Bernstein, 1958); this identification is confirmed by the sounder in active mode. The latter emissions could be primary (electrostatic) source of NTC, invoked in the non linear decay generation mechanism proposed by Rönmark (1985). Additional intense emissions are observed on each side of the magnetic equator, just above the plasma frequency (near upper hybrid frequency); they appear to be intensifications of a signal at the upper hybrid frequency which is present nearly continuously between 06:43 and 07:00 UT. The southern intensification occurred around 06:49 UT and the northern one around 06:58 UT. During the first enhancement the receiver saturates, creating spurious replicas (roughly 10 kHz apart) of the real emission which was at about 38 kHz.

These intense emissions observed near plasma frequency in the plasmopause layer on each side of the magnetic equator are the other candidates for primary sources of NTC.

NTC emissions are seen in the frequency range 45 – 75 kHz. They display a periodic time variation, due to the spin modulation of the signal. Actually, the apparent period is a stroboscopic effect due to the combination of half spin period (~ 2 s) with the sequencing period of instrument's operations (52 s). In addition, the emissions are structured in narrow frequency bands, stable in frequency and very slowly varying in time. To compensate for the stroboscopic effect, each frequency spectrum obtained during a single acquisition interval has been normalized to the dynamical spectrum covered by the spectrum (after this treatment, all spectra present intensities varying between the same two levels, minimum and maximum). Then, in each spectrum, all intensity maxima (frequency peaks) have been identified, and only those placed above a chosen intensity level have been selected. The result is displayed in the top panel of figure 1. This treatment highlights series of quasi-monochromatic emissions (horizontal lines) of few minutes duration, appearing for example at about 54.7, 57.8, 60.6 and 62.0 kHz near 07:08 UT on C3. This detailed frequency pattern is identified, at exactly (± 180 Hz) the same frequencies and the same time (± 2 s), on all four spacecraft. This indicates that, whether or not all frequencies are produced by the same source, the beams are wide enough to illuminate all four spacecraft. However, the different satellites are illuminated at different intensities, indicating a finite beam size, as discussed below.

2.2 Derived quantities

Assuming that this NTC radiation is electromagnetic and propagating in the O mode (quasi-circular polarisation), the spin modulation can be used to determine the projection of the direction of propagation onto the antenna spin plane (Calvert, 1985; Gurnett, 1975; Gough, 1982; Kasaba et al., 1998; Décréau et al., 2004). Figure 2 presents the frequency/time evolution of the two parameters which are derived from this process. The upper panel (a) displays the modulation index m (ratio of modulated to total power) and the lower panel (b) the directivity angle ak (angle between X GSE axis and ray path direction, projected onto the XY GSE plane, where GSE refers to geocentric solar ecliptic system). Occurrences of high modulation index ($m > 73\%$, indicated by orange arrows) are visible on both sides of the equator, between 57 and 62 kHz in the Southern Hemisphere and between 57 and 77 kHz in the Northern Hemisphere. They present a stratified structure, like the frequency peaks in

figure 1. The frequencies of lines of high modulation index correspond to those of peaks in the spectral power. Note that the frequency/time occurrence of a high modulation index does not correspond to any well-delimited region with specific ak angles in figure 2b. In other words, the source of the less modulated emissions appears to be located in the same general direction as the source of the highly modulated emission.

When more than one satellite is available, the projections onto the spin planes of the various ray paths can be used to estimate source positions by triangulation (Gough, 1982, Décréau et al., 2004). If the source is stable with time, a single spacecraft can provide the information using ray paths at different times (Morgan and Gurnett, 1991). Only a 2D picture of directivity can be achieved from such measurements in the XY GSE plane, as from CLUSTER. Figure 3 displays the orbits of C2 and C4 projected into this plane. The source directions for the emission at 70 kHz are drawn (in blue) from C4 in the Southern Hemisphere and (in red) from C2 in the Northern Hemisphere. The other spacecraft provide similar information in both hemispheres. A source direction is plotted only when the modulation index is large enough ($\sim 40\%$) to determine the ak angle with a precision of $\pm 2^\circ$. It is remarkable that all the lines cross in the same region, thus pointing to a source region stable over the total time interval (06:35 – 07:15 UT). This source region, indicated by the grey star, is small, about $0.25 R_E$ diameter in the equatorial plane, located at about $4.15 R_E$ from the Z_{GSE} axis. In fact the triangulation technique defines only a column perpendicular to the common spin plane. The Z_{GSE} coordinate of the source within this column is uncertain. Amongst other factors, the modulation index is determined by the inclination angle of the ray with respect to spin plane, and this provides a crude indication about the Z position of the source. But the uncertainty of such an estimate is too large, however, to allow localization in 3D. In any case, the 2D result obtained can be compared to source positions estimated from the theory. Finally, we note that projected directivity lines cover a large range of azimuth angle, of 60 deg or more when combining both hemispheres. This provides an estimation of the cone angle size, projected onto the XY GSE plane, of the double beam emitted from the source region. We will return to this.

3. Test of Jones theory

3.1 Basic beaming configuration

The first approach we have followed is to test the simple configuration proposed by Jones (1981), summarized in section 1 and sketched in figure 4. The hypotheses used are:

- A radio window is located in the equatorial plane of a dipolar magnetic field, in a smooth radial density gradient; and it radiates two narrow beams inclined symmetrically with respect to the equatorial plane, at an angle satisfying equation (1).
- A second important constraint, which we will call here condition (2), is that the two principal ray paths are located in the plane containing the local magnetic field \mathbf{B} and the density gradient vector ∇N at the source. Actually, it is in the frame of this second constraint that equation (1) is derived.
- A third hypothesis is that ∇N is along the local radial axis, so that the ray paths are in the magnetic meridian plane, with \mathbf{B} being aligned along Z axis
- Fourthly, the spacecraft making the observations are assumed to travel in this meridian.

The panels on the right of Figure 4 display the electric field amplitude at two frequencies, as determined on all four satellites as a function of latitude in the solar magnetic (SM) system, which is close to the simple dipole geometry of the theory. At 70 kHz each satellite observed two maxima, one in each hemisphere, and a minimum near the magnetic equator. The amplitude peaks are almost equidistant in magnetic latitude ($3.94^\circ \pm 0.5^\circ$) from the magnetic equator and, to a first approximation, the satellites really do observe two beams symmetrically placed with respect to the equator. Note that the amplitude seen by C3 has been capped above $2 \times 10^{-8} V_{\text{rms}} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$ to take account of amplifier saturation when C3 encounters intense electrostatic emission (as in figure 1).

As indicated in figure 4, C1 is the first satellite of the constellation to cross the beams, while C4 is the last. The four amplitude profiles are very similar, which indicates that the structure did not evolve significantly between their observation by C1 and by C4, that is, a time delay of about 3.5 minutes. The latitudinal width of the beam at half intensity, $\sim 5^\circ$, is larger than the 2.25° latitudinal separation between C1 and C4; this is consistent with the observation,

already noted in section 2.1, that a given spectral detail can be observed simultaneously by the complete constellation.

Latitudinal electric field amplitude profiles at other frequencies also show evidence of a double beam configuration. The two beams tend to move away from the magnetic equator with decreasing frequency, as illustrated in the right panel of figure 4. This is predicted by equation (1): the beaming angle depends upon the ratio F_{ce}/F_{pe} , at the radio window, which is where F_{pe} is equal to the frequency of the observed NTC. Furthermore, F_{ce} variations are small compared to F_{pe} variations in the plasmopause region. Hence, emissions at higher frequencies should propagate at smaller inclination angles, and this is indeed the observed trend. Except that it is no longer true at the lowest frequencies, where the double beam picture is only a crude approximation. For example, in figure 4, at 61.4 kHz, the southern beam splits into two parts which, indeed, are seen in different directions (the directivity angles in XY GSE plane differ by $\sim 20^\circ$ (not shown)). Such behaviour indicates the presence of two active sources at different MLT positions. We will now examine the radiation at 70 kHz, which presents a symmetric double beam which is easier to compare with theoretical expectations.

Following Jones (1981) and equations therein, we have calculated the radial position R_S of the 70 kHz radio window from the position of the satellite when the peak of intensity at this frequency was observed: geocentric distance $R_C = 4.36 R_E$ and geomagnetic latitude $\lambda = 3.4^\circ$. In practice, we have slightly modified Jones' equation: we still use a dipolar model of the magnetic field, but instead of using the gyrofrequency f_0 at Earth's surface as the reference value, we use the gyrofrequency f_{CC} measured at the satellites. The calculation finally leads to $R_S = 3.8 R_E$, with $\alpha = 24.5^\circ$ and $f_{CS} = 14.5$ kHz, where f_{CS} is the gyrofrequency at the radio window. The field at this source location derived from a standard (Tsyganenko, 87) model of the magnetic field is $f_{CS} = 14.45$ kHz, in good agreement.

The source position as derived above and projected onto the XY GSE plane is indicated by the yellow triangle in figure 3. It is significantly closer to the Earth than the region defined by the triangulation of all rays received at 70 kHz. Furthermore, we note that the radial value $R_S = 4.15 R_E$ which when projected onto XY GSE, would coincide with the source region derived from triangulation, would require a larger beaming angle, $\alpha = 51^\circ$. Such a high value would lead, from equation (1), to a local (at the window) gyro-frequency of 107 kHz, which is higher than the frequency of observation and incompatible with the radio window model.

Moreover, the difference between expected and observed radial values ($\sim 0.35 R_E$) is too large to be attributed to the slight distance between the radio window and the intersection of the two emitted beams (see figure 4 of Jones, 1980). This distance, ΔS , linked to the beam curvature of Z wave in the density gradient near the source, would place the real radio window source somewhat further from the Earth than our estimation. The value ΔS depends upon the actual density gradient in the plasmopause layer. By reference to a modelled plasmopause density profile (Carpenter and Anderson, 1992), and assuming, as shown in ray paths calculated by Jones (1976), that the beam undergoes its total deviation within a layer where the normalized square plasma frequency X varies between 0.9 and 1.4 (the density undergoing a variation of 50%), we obtain $\Delta S = 0.025 R_E$. This is effectively negligible when compared to $0.35 R_E$.

This first test demonstrates that the linear radio window theory cannot be validated using such a simple geometrical configuration. It is necessary to relax two assumptions: (i) that sources and satellites are located in the same magnetic meridian plane; (ii) that sources are in the equatorial plane. We will now test the beaming angle equation (1) by successively relaxing each of these assumptions, under the guidance of Jones published work.

3.2 Complex beaming configuration

Jones (1982) generalized the remote sensing approach by expressing a visibility equation defining the loci in MLT and radial position of equatorial sources which would illuminate, at the centre of their beam, a spacecraft at a given position. This visibility equation incorporates the beaming condition of equation (1) and the condition (2), but condition (3) and (4) are partially relaxed : the density gradient ∇N at the source no longer necessarily in the meridian plane, but it remains coplanar with the satellite-source line and the magnetic field at the source. The top two panels of figure 5 display such visibility contours, which are the loci of source positions in the equatorial plane which have the CLUSTER satellites at the centre of their 70 kHz beam, respectively in the northern (figure 5a) and southern (figure 5b) hemispheres. The four visibility contours are almost identical, as expected for such small inter-spacecraft separations. The green cross represents the position of C3 projected onto the equatorial plane, and the dashed black line the magnetic meridian plane at that position. The source plane determined by direction finding at times of peak amplitude can be used to locate the source on the visibility contour ; unfortunately, near peak amplitude the directivity

determination is relatively poor ($\pm 5^\circ$) and provides only mediocre directional information. Nevertheless, the results indicate that the sources are not in the meridian plane of the spacecraft (10.9 MLT), but at a later local time (11.2 MLT) for northern beam, and at an earlier one (10.8 MLT) for southern beam, strongly suggesting the existence of two separate sources. This may be compared with figure 5d, which shows latitude and longitude of C3 and C4 (which hide respectively C2 and C1) when these spacecraft were illuminated by NTC beams. The magnetic field vector measured at equator is shown as an orange arrow. The split of the beams between two different local time sectors corroborates their split into two different hemispheres; there is no overlapping in MLT range, and none in latitudinal range. The two peaks in electric field amplitude are encountered at 10.85 and 10.92 MLT (-17.3° and -16.2° longitude) respectively in the Southern and Northern Hemisphere. Those positions are qualitatively in accordance with source MLT positions shown in figures 5a and 5b, but quantitatively at a significantly smaller MLT separation. Moreover, the source position deduced from triangulation (grey star) is still at a larger geocentric distance than is compatible with the visibility contours.

The first conclusion of this study is that the apparent source position is incompatible with the positions allowed by the linear radio window theory. However, the discrepancy may not be so significant when we take into account the measurement uncertainties. Uncertainty in triangulated source longitude is about $0.12 R_E$. Uncertainty in latitude of the observed peak intensity can be evaluated to $\pm 1^\circ$ (from figure 4) and leads to an uncertainty in the derived radial position of about $0.2 R_E$. This is illustrated in figure 5a), which displays the visibility curve for a spacecraft placed at a latitude 1° below that of the estimated peak. A second conclusion is that the visibility of sources outside the meridian plane must be considered, that is, longitudinal beaming properties. Such a discussion is made anyhow necessary by the following critical observational fact: the comparison of the size of each illuminated orbit elements ($\sim 0.4 R_E$) with the distance from source to satellite position ($\sim 0.6 R_E$), indicates that the beaming angle is large ($\sim 40^\circ$). Such a large value when the radio window theory predicts angular beam widths of about 2° (Jones, 1982) indicates that irregular density gradients and perhaps spatially extended sources should be considered.

We examine further the observed directivity pattern (figure 3) in the light of the second beaming condition. In a simple axi-symmetric plasmasphere model, the planes defined by \mathbf{B} and ∇N at equatorial plasmopause (the radio window) are meridians. In an axi-symmetric

plasmasphere the only visible part of the active equatorial plasmopause layer is in the local meridian of the CLUSTER spacecraft. Thus the measured directions of arrival, being part of successive meridians, would all point to the centre of the Earth. That the observed intersection (grey star, figure 3) is clearly not at Earth's centre does not rule out the radio window theory. For example, we can abandon the axi-symmetric plasmasphere model.

CLUSTER travels eastward. The ray paths point initially (when below the equator) to a sector earlier than the local meridian, and later (above the equator) to a later sector. This can be realized either by a hollowed or by a bulged shape plasmopause surface. In case of a hollow, the individual sources would appear slightly closer to Earth than the focus point, and in case of a bulge they would appear slightly closer to spacecraft. Undulations of the plasmopause surface are necessarily associated with the density irregularities commonly observed in the plasmopause layer (Darrouzet et al., 2004), with typical dimensions of a few hundred km. Moreover, those irregularities have been observed by the Cluster constellation to be field aligned (Décréau et al., 2005), ruling out undulations along the north-south direction. In our chosen event, a cross-field undulation could be present but undetectable by CLUSTER, because all spacecraft travel outside the main plasmasphere body. A hollowed surface would explain all or part of the discrepancy between radial distances of ray paths intersection and of expected radio window positions. This is the configuration retained for further discussion.

To conclude this discussion, we examine two possible interpretations of our observations:

- (1) a common point source is responsible for illuminating a large segment of the orbit. This requires that the beam cone is very large, at odds with beaming properties of the radio window theory,
- (2) a series of point sources are seen successively by the travelling spacecraft. These sources are embedded in an undulating plasmopause surface, normal to the local density gradient. Each source emits a narrow beam according to radio window theory, the centre of the beam being inclined with respect to the density gradient at an angle satisfying equation (1), in the plane containing the magnetic field vector and the surface normal vector. As central beams cover, together with surface normals, a large angle range, they illuminate a large orbit element. The high and low latitude limits of the illumination would be due in such a case to the actual limit – in latitude or longitude – of the overall emitting surface, combined to beaming effects.

According to the second scenario, the distance between the emitting surface and the focus point would be proportional to the radius of curvature of the surface. A concave surface could in particular explain some or all of the distance between the apparent source located by triangulation and the equatorial sources, closer to Earth, indicated by latitudinal beaming. A quasi-cylindrical hollow (aligned with the magnetic field) of radius $\sim 0.3 R_E$ would explain our estimation of the observed distance.

We have however no practical means to evaluate the real dimensions of plasmopause surface undulations in this case event and, assuming that its radius of curvature is small, we perform the last step of our quantitative test. We relax the constraint on the latitude of the source. We have already noted (section 2) the likely crossing by C3 of non equatorial sources ($f \sim 38$ kHz and $\lambda \sim \pm 2.5^\circ$ latitude). Similarly, in his model to fit the DE1 observations Jones (1987) relaxed the constraint of the source being in the equatorial plane. The DE1 spin plane was near the meridian, and hence the 2D source position estimations via directivity were in this plane. The DE1 observations point to sources located off the equator. Assuming a similar situation for our event at $f = 70$ kHz, by assigning a positive latitude at the source we have modified the equations to obtain visibility contours projected in XY (SM) plane similar to the generalized remote sensing contours displayed in Jones (1983). By varying the source latitude, we obtain visibility contours (figure 5c) matching perfectly the source position (grey star) obtained from triangulation. The corresponding magnetic latitude, $\lambda_S = 0.65^\circ$, is realistic, corresponding to a source distance above the equator similar ($Z_S \sim 0.05 R_E$) to that observed by DE1. We emphasise that the visibility contours are very sensitive to the value of λ_S . To complete the picture, a complementary study should be conducted in the Southern Hemisphere. Rather, the analysis should be conducted separately in each hemisphere, starting from the source localisation by triangulation. However, the contours shown in figure 5c are sufficient to demonstrate that a source location satisfying equation (1) can be found.

The two points which emerge from this third step can be summarised thus :

- (1) we found a source position satisfying the first beaming property of radio window theory (equation (1)) and matching the source position deduced from triangulation based on 2D directivity properties measured by CLUSTER. The assigned source position in Z is small, as compared to the diameter of the source region in XY GSE plane determined by triangulation. Since calculated visibility contours are very

sensitive to the distance from the source to equatorial plane, relaxing the condition of an equatorial source opens so largely the domain region of source positions satisfying equation (1) that, in the absence of experimental 3D source positioning, our test is not fully conclusive.

- (2) the second beaming property (beam coplanar with magnetic field vector and gradient density at the source) must also be satisfied. As discussed above, this property can only be satisfied under the assumption of multiple sources placed over a surface of small radius curvature, possibly placed at larger distance than the column pointed by triangulation, and in addition possibly placed at various positions in Z GSE.

The practical conclusion is that the source positions constrained by the two beaming conditions of NTC radio window theory are compatible with our observations (at 70 kHz, in this particular case), provided that multiple sources are being seen on curved plasmopause surface and located slightly above the equator.

4. Summary and conclusion

We have analyzed a NTC emission event observed by the CLUSTER constellation when near perigee in the dayside MLT sector. This study has produced new results concerning the experimentally derived properties of NTC radiation in the vicinity of the source, and has led to an evaluation of the validity of the radio window theory of NTC generation.

Experimentally observed NTC properties concern successively intensity, spectral features, beaming and directivity:

(1) Intensity

- The overall duration of the NTC emissions observed in the 35 to 75 kHz frequency range was about 40 minutes, during which time there were distinctly different periods situated along two orbital segments of length $\sim 0.4 R_E$ located on opposite side of the geomagnetic equator,
- the emissions were stable for at least the time (~ 3.5 minutes) between crossings of a given position by the two most widely separated ($\sim 0.15 R_E$ along the orbital direction) satellites of the constellation

(1) Spectral features

- spectral analysis with 320 Hz frequency resolution indicates that the emissions consist of a series of narrow, closely spaced, bands whose frequencies are varying very slowly.

(1) Beaming

- the two periods of signal intensification on opposite sides of the equator correspond to the satellites crossing two spatial structures, that is, two NTC beams bounded by either latitudinal or local time boundaries,
- at higher frequencies the observed NTC emission showed clear, smooth, enhancements on both sides of the equator, but at lower frequencies more complicated variations (three or more signal intensifications) were observed south of the equator,
- when the constellation is near the centre of one of the beam structures, specific detailed spectral signatures are observed simultaneously by all four spacecraft.

(1) Directivity

- directivity angles measured in spin plane of each spacecraft were, like the signal intensity, mainly controlled by the position of observation (relative to the stable ‘beam’ structures), rather than by the time of observation,
- globally (over the entire frequency range) directivity angles varied gradually but significantly with spacecraft position in such a way that ray paths point to a single apparent source region. We noted, however that, when crossing the equatorial plane, directivity angles changed by $\sim 20^\circ$, indicating a global change of behaviour from south to north,
- modulation indices confirmed the presence of narrow band frequency structures and that each of the two (Southern and Northern) large scale structures exhibit different detailed features.

The implications of these observed properties as a test of the radio window beaming theory can be summarized as follows:

(1) At frequencies high enough for the double peak configuration to be clear, latitudinal beaming increases with decreasing frequency, as expected. The equatorial source position derived quantitatively in the frame of the simple sketch of Jones beaming theory (equatorial

source and source-satellite line in the meridian plane) does not match the position derived from triangulation.

(2) The assumption of a single longitudinal beaming angle from a single point source does not fit the observed directivity pattern. Compatibility with the radio window theory would require at least a scenario with the source region being an ensemble of small sources distributed over an undulating plasmopause surface, hence widely opening the longitudinal beaming angle.

(3) Our refined estimation of source positions is compatible with triangulation results. We conclude that radio window theory for NTC generation is compatible with quantitative observed beaming properties.

This does not close the debate as to which generation mechanism produces NTC radio emissions. The complex experimental context described above, as well as instrument limitations, do not allow us constrain the source position within a sufficiently small volume of space for the test to be conclusive. The radio window theory is as yet neither validated nor invalidated. Further event studies, using different configurations of the CLUSTER constellation, may possibly provide more a more conclusive test. In addition, other points of the radio-window theory, such as its efficiency, need be discussed, and other generation mechanisms too need to be tested against the Cluster data.

Acknowledgements

We would like to thank the teams at ESOC (Darmstadt), JSOC and Sheffield (UK) for their constant support of CLUSTER operations.

References

Barbosa, D. D.: Low-level VLF and LF radio emissions observed at earth and Jupiter, *Rev. of Geophys. and Space Phys.*, 20, 316-334, 1982.

Bershtein, I. B., Waves in a plasma in a magnetic field, *Phys. Rev.*, 109, 10, 1958.

Budden, K. G.: The theory of the radio window in the ionosphere and magnetosphere, *J. Atm. and Terr. Phys.*, 42, 287-198, 1980.

Carpenter D. L. and Anderson R. R. : An ISEE/Whistler model of equatorial electron density in the magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, 97, 1097-1108, 1992

Christiansen, P. J., Etcheto, J., Ronmark, K. and Stenflo, L.: Upper hybrid turbulence as a source of nonthermal continuum radiation, *Geophys. Res. Lett.*, 11, 139-142, 1984.

Calvert, W., DE-1 measurements of AKR wave directions, *Geophys. Res. Lett.*, 12, 381-384, 1985

Darrouzet, F., Décréau, P. M. E., De Keyser, J., Masson, A., Gallagher, D. L., Santolik, O., Sandel, B. R., Trotignon, J. -G., Rauch, J. -L., La Guirriec, E., Canu, P. Sedgemore, F., André, M., and Lemaire, J. F., Density structures inside the plasmasphere: Cluster observations, *Ann. Geophys.*, 22, 2577-2585, 2004 .

Décréau, P. M. E., Fergeau, P., Krasnoselskikh, V., Le Guirriec, E., Lévêque, M., Martin, P., Randriamboarison, O., Rauch, J. L., Sené, F. X., Séran, H. C., Trotignon, J. G., Canu, P., Cornilleau, N., de Féraudy, H., Alleyne, H., Yearby, K., Mögensen, P. B., Gustafsson, G., André, M., Gurnett, D. C., Darrouzet, F., Lemaire, J., Harvey, C. C., Travnicek, P., and Whisper experimenters: Early results from Whisper instrument on Cluster: an overview, *Ann. Geophys.*, 19, 1241-1258, 2001.

Décréau, P. M. E., C. Ducoin, C., Le Rouzic, G., Randriamboarison, O., Rauch, J. L., Trotignon, J. G., Vallieres, X., Canu, P., Darrouzet, F., Gough, M. P., Buckley, A. M., and Carrozi, T. D.: Observation of Continuum radiations from the CLUSTER fleet: first results from direction finding, *Ann. Geophys.*, 22, 2607-2624, 2004.

Décréau, P. M. E., Le Guirriec, E., Rauch, J. L., Trotignon, J. G., Canu, P., Darrouzet, F., Lemaire, J., Masson, A., Sedgemore, F., André, M.: Density irregularities in the plasmasphere boundary layer: Cluster observations in the dusk sector, *Advances in Space Research*, Vol 36, doi:10.1016/j.asr.2005.08.050, 1964-1969, 2005.

Etcheto, J., Christiansen, P. J., Gough, M. P., and Trotignon, J. G.: Terrestrial continuum radiation observations with GEOS-1 and ISEE-1, *Geophys. Res. Lett.*, 9, 1239-1242, 1982.

Gough, M. P., Christiansen, P. J., Martelli, G., and Gershuny, E. J.: Interaction of electrostatic waves with warm electrons at the geomagnetic equator, *Nature*, 279, 515-517, 1979.

Gough, M. P.: Non-thermal continuum emissions associated with electron injections: remote plasmopause sounding, *Planet. Space Sci.*, 30, 657-668, 1982.

Gurnett, D. A.: The earth as a radio source: the nonthermal continuum, *J. Geophys. Res.*, 80, 2751-2763, 1975.

Jones, D.: Source of terrestrial non-thermal radiation, *Nature*, 260, 686-689, 1976.

Jones, D.: Latitudinal beaming of planetary radio emissions, *Nature*, 288, 225-229, 1980.

Jones, D.: First remote sensing of the plasmopause by terrestrial myriametric radiation, *Nature*, 294, 728-730, 1981.

- Jones, D.: Terrestrial myriametric radiation from the earth's plasmopause, *Planet. Space Sci.*, 30, 399-410, 1982.
- Jones, D.: A technique for studying density gradients and motions of plasmaspheric irregularities, *J. Geophys.*, 52, 158-166, 1983.
- Jones, D., Calvert, W., Gurnett, D. A., and Huff, R. L.: Observed beaming of terrestrial myriametric radiation, *Nature*, 328, 391-395, 1987.
- Kasaba, Y., Matsumoto, H., Hashimoto, K., Anderson, R. R., Bougeret, J. L., Kaiser, M. L., Wu, X. Y., and Nagano, I.: Remote sensing of the plasmopause during substorms: Geotail observation of nonthermal continuum enhancement, *J. Geophys. Res.*, 103, 20,389-20,405, 1998.
- Kennel, C. F., Scarff, F. L., Fredericks, R. W., McGehee, J. H., and Coroniti, F. V.: VLF electric field observations in the magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, 75, 6136-6152, 1970.
- Kurth, W. S., Gurnett, D. A., and Anderson, R. R.: Escaping non-thermal continuum radiation, *J. Geophys. Res.*, 96, 5519-5531, 1981.
- Kurth, W. S.: Continuum radiation in planetary magnetospheres, *Planetary Radio Emission III*, edited by H. O. Rucker, S. J. Bauer, and M. L. Kaiser, pp 329-350, Austrian Acad. Of Sci. Press, Vienna, 1992.
- Morgan, D. D., and Gurnett, D. A.: The source location and beaming of terrestrial Continuum radiation, *J. Geophys. Res.*, 96, 9595-9613, 1991.
- Rönmark, K.: Generation of magnetospheric radiation by decay of Bernstein waves, *Geophys. Res. Lett.*, 12, 639-642, 1985.
- Tsyganenko, N. A.: Global quantitative models of the geomagnetic field in the cislunar magnetosphere for different disturbance levels, *Planet. Space Sci.*, 35, 1347-1358, 1987.

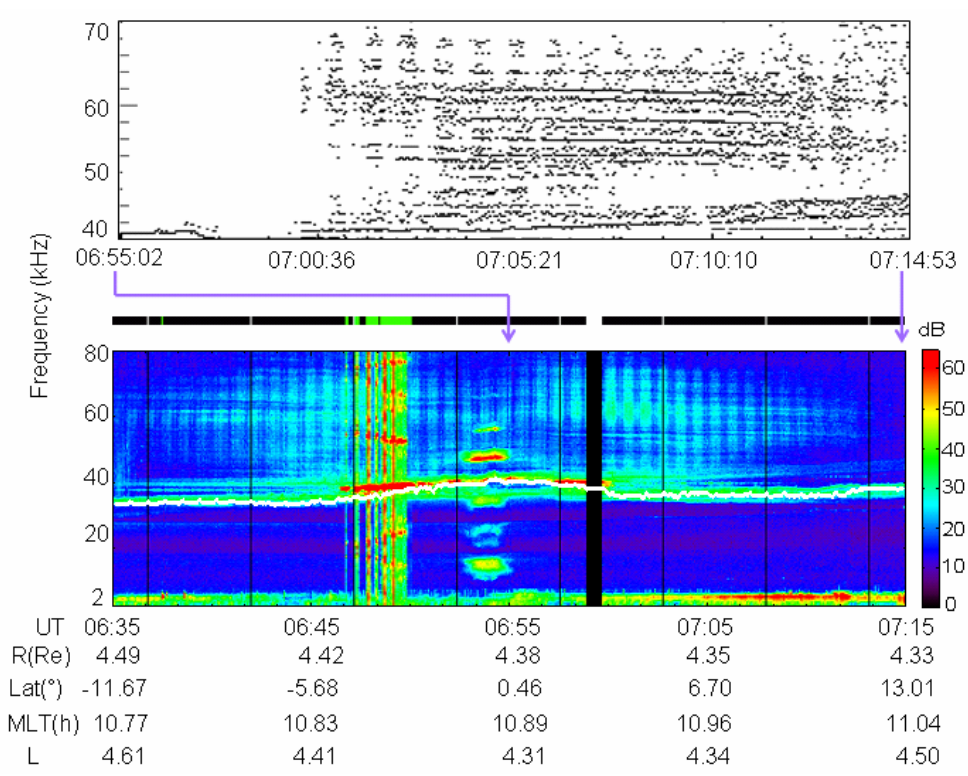


Fig. 1. Spectrograms of natural emissions observed 26 September 2003 by the WHISPER instrument on board C3 satellite. Top: Frequency/time positions of intensity maxima in the 40 – 80 kHz band. The lower maxima were suppressed (see text). Bottom: Frequency/time spectrogram in the 2 – 80 kHz frequency band. The white line indicates the position of local plasma frequency, and the bar above the spectrogram shows the status of each spectrum (white: data gap; black: clean spectrum; green: saturated spectrum).

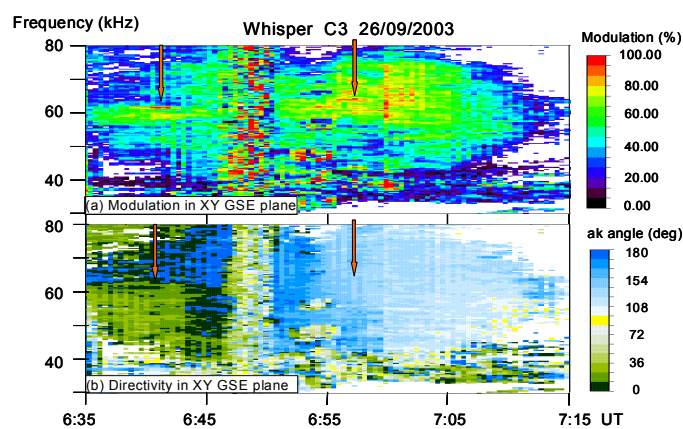


Fig. 2. Parameters derived from spin modulation of electric field intensity, plotted as frequency/time spectrograms: (a) modulation index m ; (b) directivity angle α_k . The orange arrows point the high modulation regions.

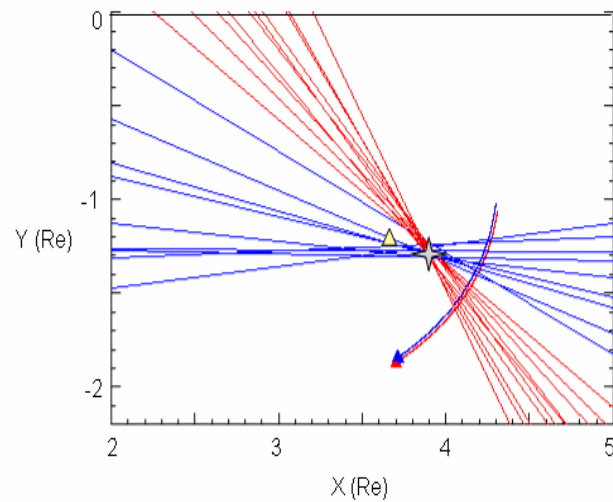


Fig. 3. Triangulation in XY GSE plane. Directivity lines drawn from C4 in Southern Hemisphere (blue lines) and from C2 in Northern Hemisphere (red lines) for the 70 kHz emission indicate a source (grey star) further from the Earth than the source position estimated according to radio window beaming theory (yellow triangle). The arrows give the trajectories of C2 and C4.

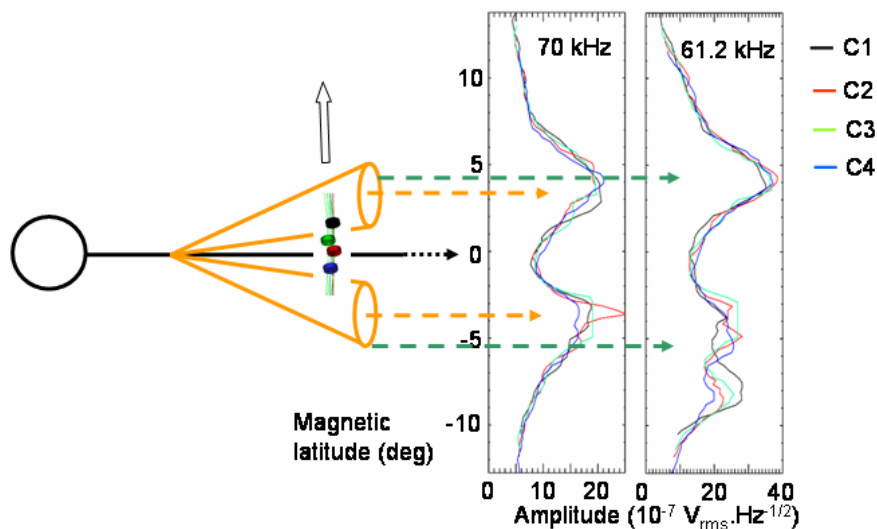


Fig. 4. Left: NTC beams (orange) and constellation configuration at perigee ; the arrow denotes the direction of motion. Right: latitudinal profiles (in SM coordinates) of the electric field amplitude measured from the four CLUSTER spacecraft at 70 kHz and 61.2 kHz. The colour coding is shown on the right.

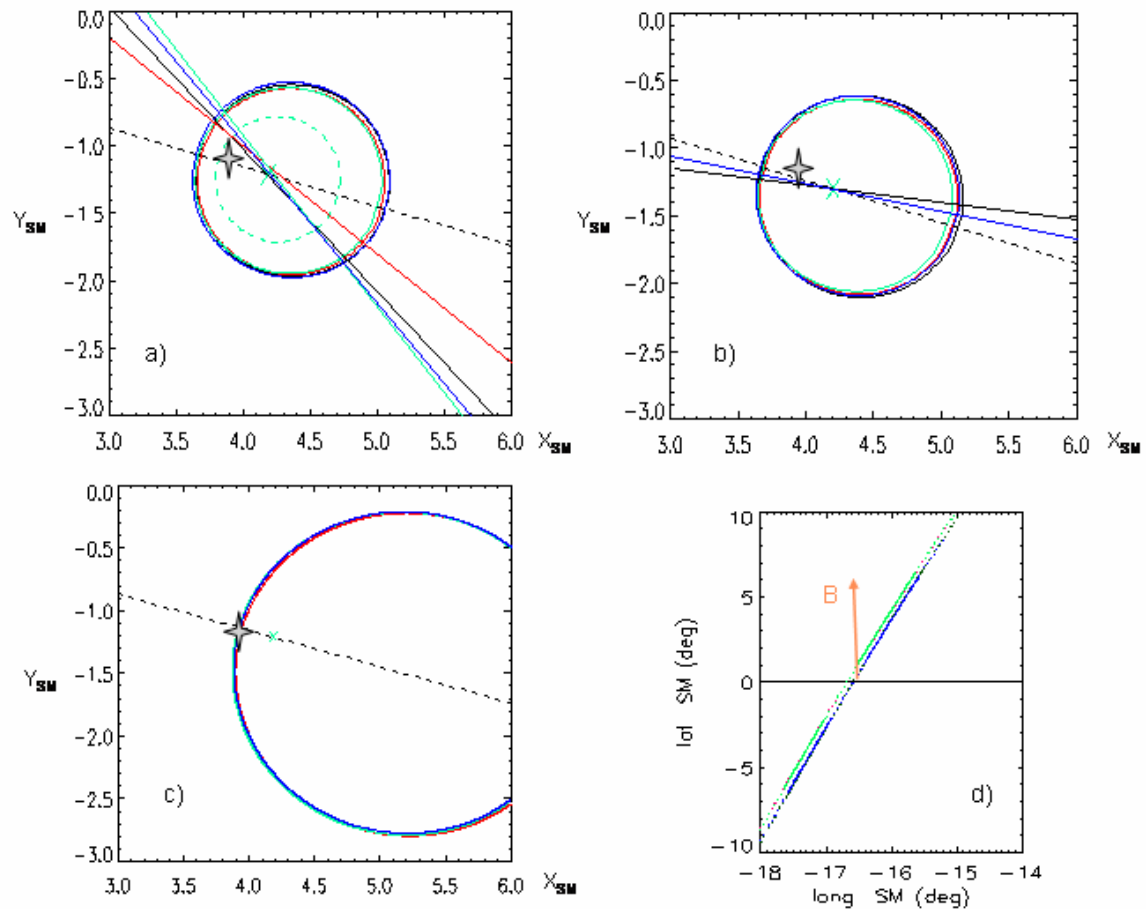


Fig. 5. Geometrical results for 70 kHz radiation. Top: loci in the equatorial plane of sources which would have the Cluster C_n spacecraft, at the time it observes maximum amplitude at 70 kHz, at the centre of their beam, and the corresponding directivity paths (straight lines) ; colour codes for C_n as in figure 4. Panel a) northern beam (dashed green line: the locus and directivity for C3 if it were 1° latitude closer to the SM equator) and Panel b) for the southern beam. The green cross represents the position of C3, and the dashed black line the projected magnetic meridian plane at that position. The grey star symbol shows the source position obtained by triangulation and plotted in figure 3. Bottom: c) loci in XY plane of an off equatorial source (+0.65° latitude); d) orbital positions of the four spacecraft and measured

magnetic field orientation at equator (orange vector). Thick lines indicate the SM latitude and longitude of C3 and C4 when the signal at 70 kHz was greater than half the peak amplitude.

Bibliographie

Ashour-Abdalla, M., et H. Okuda, Generation of ordinary mode electromagnetic radiation near the upper hybrid frequency in the magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, 89, 9125, 1984.

Aford, W. I., et C. O. Hines, A unifying theory of high latitude geophysical phenomena, *Can. J. Phys.*, 39, 1433, 1961.

Balogh, A., C., M. Carr, M. H. Acuña, et al. The Cluster Magnetic Field Investigation: overview of in-flight performance and initial results, *Ann. Geophys.*, 19, 1207, 2001.

Barbosa, D. D., Low-level VLF and LF radio emissions observed at Earth and Jupiter, *Rev. of Geophys. And Space Phys.*, 20, 316, 1981.

Barbosa, D. D., Low-level VLF and LF radio emissions observed at Earth and Jupiter, *Rev. of Geophys. And Space Phys.*, 20, 316, 1982.

Barker, F. S., D. R. Barraclough, V. P. Golovkov, et al., International geomagnetic reference field revision, EOS, Trans. Am. Geophys. Union, 67, 524, 1986.

Bartels, J., N. H. Heck et F. Johnston, The three-hour-range index measuring geomagnetic activity, *J. Geophys. Res.*, 44, 411, 1939.

Baumjohann, W., et R. A. Treumann, Basic space plasma physics, Imperial coll. Press, London, 1996 .

Baumjohann, W. and R. A. Treumann, Basic space plasma physics, Imperial College Press, London, 1997.

Bershtein, I. B., Waves in a plasma in a magnetic field, *Phys. Rev.*, 109, 10, 1958.

Berthelier, A., The geomagnetic indices: derivation, meaning and uses in solar terrestrial physics, in *STPW-IV proceedings*, édité par J. Hruska, M. A. Shea, D. F. Smart, et G. Heckman, 3, 3, 1993.

Bierman, L., Kometschweife und solare korpuskularstrahlung, *Zeitschrift für Astrophysik*, 29, 274, 1951.

Brown, L. W., The galactic radio spectrum between 130kHz and 2600 kHz, *Astrophys. J.*, 180, 359, 1973.

Budden, K. G., The theory of the radio window in the ionosphere and magnetosphere, *J. of Atm. And Terr. Phys.*, 42, 287, 1980.

Budden, K. G., *The propagation of the radio waves*, edité par Cambridge university press, 1985.

Budden, K. G., et D. Jones, Conversion of electrostatic upper hybride missions to electromagnetic O and X mode waves in the Earth's magnetosphere, *Ann. Geophys.*, 5A, 21, 1987.

Burch J. L., IMAGE mission overview, *Space Sci. Rev.*, 91, 1, 2000.

Carpenter D. L., Whistler evidence of a "knee" in the magnetospheric ionization density profile, *J. Geophys. Res.*, 68, 1675–1682, 1963.

Carpenter, D. L., Whistler studies of the plasmopause in the magnetosphere, 1. Temporal variation in the position of the knee and some evidence on plasma motions near the knee, *J. Geophys. Res.*, 71, 693, 1966.

Carpenter, D. L., K. Stone, K., J. C. Siren, T. L. Crystal, Magnetospheric electric fields deduced from drifting whistler paths, *J. Geophys. Res.*, 77, 2819, 1972.

Carpenter, D. L., R. R. Anderson, W. Calvert, and M. B. Moldwin, CRRES observations of density cavities inside the plasmasphere, *J. Geophys. Res.*, 105, 23323, 2000.

Chappell, C. R., K. K. Harris et G. W. Sharp, A study of the influence of magnetic activity on the location of the plasmopause as measured by OGO 5, *J. Geophys. Res.*, 75, 50, 1970.

Chapman, S., et V. C Ferraro, A new theory of magnetic storms, *Terr. Magn. Atmosph. Elec.*, 36, 171, 1931.

Christiansen, P. J., J. Etcheto, K. Ronmark, et L., Stenflo, Upper hybrid turbulence as a source of nonthermal continuum radiation, *Geophys. Res. Lett*, 11, 139, 1984.

Décréau, P. M. E., P. Ferreau, V. Krasnoselskikh, et al., WHISPER, a resonance sounder and wave analyser: performances and perspectives for the Cluster mission, *Space Sci. Review*, 79, 107, 1997.

Décréau, P. M. E., P. Ferreau, V. Krasnoselskikh, et al., Observation of Continuum radiations from the CLUSTER fleet: first results from direction finding, *Ann. Geophysicae*, 22, 2607, 2004.

Décréau P. M. E., E. Le Guirriec, J.L. Rauch, et al., Density irregularities in the plasmasphere boundary Layer: CLUSTER observations in the dusk sector, *Advances in Space Research*, 36, doi:10.1016/j.asr.2005.08.050, 1964, 2005.

Dungey, W., *Electrodynamics of the outer atmosphere*, Pennsylvania State University Ionosphere Res. Laboratory Report, 69, 1954 a.

Dungey, W., *The propagation of Alfvén waves through the ionosphere*, Pennsylvania State University Ionosphere Res. Laboratory Report, 57, 1954 b.

Dungey, W., *Interplanetary magnetic field and the auroral zone*, *Phys. Rev. Lett*, 6, 47, 1961.

Dungey, W., *The structure of the exosphere or adventures in velocity space*, in *Geophysics, The Earth's Environment*, édité par C. Dewitt, pp 505, Gordon and Breach, 1963.

Dungey, W., *Hydrodynamic waves*, in *Physics of Geomagnetic Phenomena*, édité par S. Matsushita et W. H. Campbell, pp 913, Academic, New York, 1968.

Ellis, G. R., *The Z propagation hole in the ionosphere*, *J. of Atm. And Terr. Phys.*, 8, 43, 1956.

Ellis, G. R. A., *Use of two mode propagation for observing cosmic radio noise from Earth satellites*, *Nature*, 193, 862, 1962.

Escoubet, C. P., A. Pedersen, et R. Schmidt, *Density in the magnetosphere inferred from ISEE 1 spacecraft potentiel*, *J. Geophys. Res.*, 102, 17, 595, 1997.

Etcheto, J., P. J. Christiansen, M. P. Gough, et J. G. Trotignon, Terrestrial continuum radiation observations with GEOS-1 and ISEE-1, *Geophys. Res. Lett.*, 9, 1239, 1982.

Fairfield, H., Average and unusual locations of the Earth's magnetopause and bow shock, *J. Geophys. Res.*, 76, 6700, 1971.

Filbert, P. C., P. J. Kellogg, observations of low-frequency radio emissions in the Earth's magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, 94, 8867, 1989.

Fitzgerald, G. F., Sunspots and magnetic storms, *The Electrician*, 30, 48, 1892.

Fitzgerald, G. F., Sunspots, magnetic storms, comet tails, atmospheric electricity and aurora, *The Electrician*, 46, 287, 1900.

Frankel, M. S. LF radio noise from the Earth's magnetosphere, *Radio Sci.*, 8, 991, 1973.

Gallagher D. L., P. D. Craven, et R. H. Comfort, An empirical model of the Earth's plasmasphere, *Advances in Space Res.*, 8, 15, 1988.

Gold, T., Plasma and magnetic field in the solar system, *J. Geophys. Res.*, 64, 1665, 1959.

Gough, M. P., P. J. Christiansen, G. Martelli, et E. J. Gershuny, Interaction of electrostatic waves with warm electrons at the geomagnetic equator, *Nature*, 279, 515, 1979.

Gough, M. P., Non-thermal Continuum emissions associated with electron injections: remote plasmopause sounding, *Planet. Space Sci.*, 30, 657, 1982.

Green, J. L., et S. A. Boardsen, Confinement of non-thermal Continuum radiation at low latitudes, *J. Geophys. Res.*, 104, 10307, 1999.

Green, J. L., B. R. Sandel, S. F. Fung et al., On the origin of kilometric radiation, *J. Geophys. Res.*, 107 (A7), doi:10.1029/2001JA000193, 2002.

Green, J. L., S. Boardsen, S. F. Fung, et al., Association of kilometric continuum radiation with plasmaspheric structures, *J. Geophys. Res.*, 109, A03 203, doi:10.1029/2003JA010093, 2004.

Gringauz, K. I., The structure of the ionised gas envelope of the Earth from direct measurements in the USSR of local charged particule concentrations, *Planet. Space Sci.*, 11, 281, 1963.

Gurnett, D. A., et R. A. Shaw, Electromagnetic radiation trapped in the magnetosphere above the plasma frequency, *J. Geophys. Res.*, 78, 8136, 1973.

Gurnett, D. A., The Earth as a radio source: terrestrial kilometric radiation, *J. Geophys. Res.*, 79, 4227, 1974.

Gurnett, D. A., The Earth as a radio source: the nonthermal continuum, *J. Geophys. Res.*, 80, 2751, 1975.

Gurnett, D. A., S. D. Shawhan, et R. A. Shaw, Auroral hiss, Z mode radiation, and auroral kilometric radiation in the polar magnetosphere : DE 1 observations, *J. Geophys. Res.*, 88, 329, 1983.

Gurnett, D. A., W. Calvert, R. L. Huff, et al., The polarization of escaping terrestrial continuum radiation, *J. Geophys. Res.*, 93, 12817, 1988.

Gustafsson G., R. Boström, B. Holback et al., The electric field and wave experiment for the Cluster mission, *Space Sci. Rev.*, 79, 137, 1997.

Hargreaves, J. K., *The upper atmosphere and solar-terrestrial relations*, édité par Van Nostrand Reinhold Company, 1979.

Haselgrove, J., Ray theory and a new method for ray-tracing, London Phys. Soc., in *Report of Conferences on the Physics of the Ionosphere*, pp. 355, 1955.

Haselgrove, C. B., et J. Haselgrove, Twisted ray paths in the ionosphere, *Proc. R. Soc. London*, 75, 357, 1960.

Hashimoto, K., W. Calvert, H. Matsumoto, Kilometric continuum detected by Geotail, *J. Geophys. Res.*, 104(A12), 28645-28656, 10.1029/1999JA900365, 1999.

Horne, R. B., Path integrated growth of electrostatic waves: the generation of terrestrial myriametric radiation, *J. Geophys. Res.*, 94, 8895, 1989.

Horne, R. B., Narrow-band structure and amplitude of terrestrial myriametric radiation, *J. Geophys. Res.*, 95, 3925, 1990.

Jones, D., Latitudinal beaming of planetary radio emissions, *Nature*, 288, 225, 1980.

Jones, D., First remote sensing of the plasmopause by terrestrial myriametric radiation, *Nature*, 294, 728, 1981.

Jones, D., Terrestrial myriametric radiation from the Earth's plasmopause, *Planet. Space Sci.*, 30, 399, 1982.

Jones, D., A technique for studying density gradients and motion of plasmaspheric irregularities, *J. Geophys.*, 52, 158, 1983.

Jones, D., Io plasma torus and the source of jovian kilometric radiation (bKOM), *Nature*, 324, 40, 1986.

Jones, D., et Y. Leblanc, Source of broadband jovian kilometric radiation, *Ann. Geophys.*, 87, 29, 1986.

Jones, D., W. Calvert, D. A. Gurnett et R. L. Huff, Observed beaming of terrestrial myriametric radiation, *Nature*, 328, 391, 1987.

Jones, D., W. Calvert, D. A. Gurnett, et R. L. Huff, Observed beaming of terrestrial myriametric radiation, *Nature*, 328, 931, 1987.

Kasaba, Y., H. Matsumoto, K. Hashimoto, et al., Remote sensing of the plasmopause during substorms: Geotail observation of nonthermal continuum enhancement, *J. Geophys. Res.*, 103,389, 1998.

Kellog, P. J., Flow of plasma around the Earth, *J. Geophys. Res.*, 67, 3805, 1962.

Kennel, C. F., F. L. Scarff, R. W. Fredericks, et al., VLF electric field observations in the magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, 75, 6136, 1970.

Kurth, W. S., M. M. Baumbach, et D. A. Gurnett., Direction-finding measurements of auroral kilometric radiation, *J. Geophys. Res.*, 80, 2764, 1975.

Kurth W. S., J. D. Craven, L. A. Frank, et D. A. Gurnett, Intense electrostatic wave near the upper resonance frequency, *J. Geophys. Res.*, 84, 4145, 1979.

Kurth, W. S., D. A. Gurnett, et R. R. Anderson, Escaping non-thermal continuum radiation, *J. Geophys. Res.*, 96, 5519, 1981.

Kurth, W. S., Detailed observations of the source of terrestrial narrow-band electromagnetic radiation, *Geophys. Res. Lett.*, 9, 1341, 1982.

Kurth, W. S., Continuum radiation in planetary magnetospheres, in *Planetary Radio Emission III*, edité par H. O. Rucker, S. J. Bauer, et M. L. Kaiser, pp 329-350, Austrian Acad. Of Sci. Press, Vienna, 1992.

Larmor, J., How could a rotating body such as the sun become a magnet?, *Assoc. Adv. Sci.*, 1919.

Lee, L. C., A review of magnetic reconnection: MHD models, in *Physics of the magnetopause*, édité par P. Song, B. U. Ö. Sonnerup, et M. F. Thomson, pp. 139, AGU Geophysical Monograph Series, 90, 1995.

Lemaire, J. F., The “Roche-limit” of ionospheric plasma and the formation of the plasmopause, *Planet. Space Sci.*, 22, 757, 1974.

Lemaire, J. F., The mechanisms of formation of the plasmopause, *Ann. Geophys.*, 31, 175, 1975.

Lemaire, J. F., The formation of the light-ion-trough and peeling off the plasmasphere, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 63, 1285, 2001.

Lodge, O., Sunspots, magnetic storms, comet tails, atmospheric electricity and aurora, *The Electrician*, 46, 249, 1900.

Matsumoto, H., I. Nagano, R. R. Anderson et al., Plasma wave observations with Geotail spacecraft, *J. Geomag. Geoelectr.*, 46, 59, 1994.

Mayaud, P. N., Derivation, meaning, and use of geomagnetic indices, *Geophysical Monograph 22*, American Geophysical Union, Washington D. C., 1980.

- Morgan, D. D., et D. A. Gurnett, The source location and beaming of terrestrial Continuum radiation, *J. Geophys. Res.*, 96, 9595, 1991.
- Murayama, T., Coupling function between solar wind parameters and geomagnetic indices, *Rev. Geophys. Space Phys.*, 20, 623, 1982.
- Melrose, D. B., A theory of non-thermal continua in the terrestrial and jovian magnetospheres, *J. Geophys. Res.*, 86, 30, 1981.
- Okuda, H. M. Ashour-Abdalla, M. S. Chance, et W. S. Kurth, Generation of non-thermal Continuum radiation in the magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, 87, 10, 457, 1982.
- Oya, H., Conversion of electrostatic plasma wave into electromagnetic waves: numerical calculation of the dispersion relation for all wavelengths, *Radio Sci.*, 6, 1131, 1971.
- Parker, E. N., Dynamics of the interplanetary gas and magnetic fields, *Astrophys. J.*, 128, 664, 1958.
- Parker, E. N., Interplanetary dynamical processes, New York, Wiley Inter-Science, 1963.
- Parks, G. K., *Physics of space plasmas, an introduction*, Addison-Wesley, 1991.
- Pashmann, G., F. Melzner, R. Frenzel, et al., , The Electron Drift Instrument for Cluster, *Space Sci. Rev.*, 79, 233, 1997.
- Pashmann, G., J.M. Quinn, R. B. Torbert, et al., The Electron Drift Instrument on Cluster:overview of first results, *Ann. Geophys.*, 19, 1273–1288, 2001.
- Quemada, *ondes dans les plasmas*, édité par Hermann, 1968.
- Rangarajan, G. K., Indices of geomagnetic activity, in *Geomagnetism*, édité par J. A. Jacobs, Academic press, London, p. 323, 1989.
- Reinisch B. W., D. M. Haines, K. Bibl, et al., The radio plasma imager investigation on the IMAGE spacecraft, *Space Sci. Rev.*, 91, 319, 2000.

- Roelof, E. C., et D. G. Sibeck, Magnetopause shape as a bivariate function of interplanetary magnetic field B_Z and solar wind dynamic pressure, *J. Geophys. Res.*, 98, 21, 421-21,450, 1993.
- Rönmark, K., Emission of myriametric radiation by coalescence of upper hybrid waves with low frequency waves, *Ann. Geophys.*, 1, 187, 1983.
- Rönmark, K., Generation of magnetospheric radiation by decay of Bernstein waves, *Geophys. Res. Lett.*, 12, 639, 1985.
- Rönmark, K., Myriametric radiation and the efficiency of linear mode conversion, *Geophys. Res. Lett.*, 16, 731, 1989.
- Sonett, C. P., Coupling of the solar wind and the exosphere, *Phys. Rev. Lett.*, 5(2), 46, 1960.
- Spasojevic, M., *Global dynamics of the earth's plasmasphere*, Philosophy, Stanford, 2003.
- Spreiter, J. R., et S. S. Stahara, A new predictive model for determining solar wind-terrestrial planet interaction,, *J. Geophys. Res.*, 85, 6769, 1980.
- Stewart, B., On the great magnetic disturbance which extended from August 28 to September 7, 1859, as recorded by photography at the Kew observatory, *Philos. Trans. R. Soc. London*, pp 423, 1861.
- Stix, T. H., *Waves in plasma*, édité par American institute of physics, 1992.
- Tsyganenko, N. A., et D. P. Stern, Modeling the global magnetic field of the large-scale Birkeland current systems, *J. Geophys. Res.*, 101, 27 187–27 198, 1996.
- Vassiljevic, C., Application des processeurs de traitement du signal à l'analyse spectrale temps reel in situ d'onde radio fréquence du plasma spatial, Sciences physiques, Orsay, 1990
- Wolf, R. A., *Magnetospheric Configuration*, in *Introduction to Space Physics*, edited by M. G. Kivelson and C. T. Russell, pp. 288–329, Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1995.
- Wooliscroft, L. J. C., H. ST. C., Alleyne, C. M., Dunford, et al., The Digital Wave-Processing Experiment on Cluster, *Space Sci. Rev.*, 79, 209–231, 1997.

Liste des travaux

1. Publications avec comité de lecture

S. Grimald, P. M. E. Décréau, P. Canu, X. Suraud, X. Vallières and F. Darrouzet
A Quantitative test of Jones NTC beaming theory using Cluster constellation
Annales Geophys., 25, 823, 2007

2. Autres publications

P. Canu, P. M. E. Décréau, S. Escoffier, **S. Grimald**, proceeding
Observation of continuum radiation : evidence from small scale source
In Planetary and radio emissions IV

3. Communications orales

S. Grimald, P. M. E. Décréau
A case event near perigee: 26 September 2003
Cluster workshop, Orléans, 2004

S. Grimald, P. M. E. Décréau
Utilisation of the four Cluster satellites in three particular cases
Plasmasphere meeting, Paris, 2004

S. Grimald, P. M. E. Décréau
NTC observation case event: 30 December 2003
Cluster workshop, Durham, USA, 2004

P. M. E. Décréau, **S. Grimald**, M. Parrot, O. Randriamboarison, J. L. Rauch, J. G. Trotignon,
X. Vallières, P. Canu, N. Cornilleau, J. Pickett, O. Santolik, M. P. Gough, T. Carozzi, A.
Masson.

Non thermal continuum radiation observed from the Cluster fleet

Cluster and Double Star Symposium, Noordwijk, 2005

S. Grimald, P. M. E. Décréau, F. El-lemdani Mazouz, V. Krasnoselskikh, G. Le Rouzic, V. Lobzin, J. L. Rauxh, J. G. Trotignon, X. Vallières, P. Canu, F. Darrouzet, Non-thermal continuum emissions observed from the Cluster constellation: statistical studies

URSI, New Delhi, 2005

4. Poster

P. Décréau, P. Canu, J. G. Trotignon, E. Le Guiriec, G. Lerouzic, O. Randriamboarison, J. L. Rauch, X. Vallières, **S. Grimald**, C. Ducoin, M. Gough, A. Buckley, T. Carozzi, F. Darrouzet

Continuum radiation close and far from sources: directivity observations from the four Cluster spacecrafts

AGU, San Francisco, 2003

S. Grimald, P. M. E. Décréau, G. Lerouzic, X. Vallières, J. G. Trotignon, and J. L. Rauch

Multi-satellite study of the continuum source localisation

EGU, Nice, 2004

S. Boardsen, J. Green, S. Fung, B. sandel, P. Décréau, **S. Grimald**, H. Matsumoto, and K. Hashimoto, Observation of the relation of the macroscopic shape of the plasmopause to the microscopic generation of escaping non-thermal continuum radiation

Cospar, Paris, 2004

S. Grimald, P. M. E. Décréau, G. Lerouzic, J. L. Rauch, X. Suraud, J. G. Trotignon, X. Vallières, P. Canu, F. Darrouzet

Four points observations of NTC in the vicinity of sources: two related cases events

EGU, Vienne, 2005

F. El-lemdani Mazouz, **S. Grimald**, J. L. Rauch, P. M. E. Décréau, G. Bozan, G. Lerouzic, X. Suraud, X. Vallières, J. G. Trotignon, P. Canu, F. Darrouzet, S. Boardsen

Electrostatic and electromagnetic emissions near the plasmasphere. A case event: 27 May 2003

Cluster and Double Star Symposium, Noordwijk, 2005

S. Grimald, P. M. E. Décréau, P. Canu, N. Cornilleau, F. El-Lemdani Mazouz, E. Lucek, J. L. Rauch, X. Suraud, X. Vallières

Periodic narrowband Continuum oscillations

EGU, Vienne, 2006

S. Grimald, P. M. E. Décréau, S. Boardsen, P. Canu, F. El-Lemdani Mazouz, J. Green, K.

Hashimoto, H. Matsumoto, X. Suraud, X. Vallières

NTC radiation reflected on magnetopause surface: observations from Cluster large scale configuration

Cospar, Pekin, 2006

Etude de l'émission et de la propagation du Continuum terrestre à partir des données des satellites Cluster

Le Continuum est une onde électromagnétique de faible intensité et observée sur de grandes échelles de temps. Cette onde a été observée dans toutes les régions de la magnétosphère et dans le vent solaire. Des missions comme Voyager ou Ulysse ont montré que le Continuum existait dans les magnétosphères de toutes les planètes magnétisées explorées, ce qui en fait un phénomène astronomique classique. Cette thèse présente une étude de l'émission et de la propagation du Continuum terrestre, essentiellement faite à partir des données de la mission Cluster, et plus particulièrement des mesures de l'instrument WHISPER. Cette mission est composée de quatre satellites identiques qui orbitent ensemble sous la forme d'un tétraèdre. La disposition tétraédrique des satellites permet pour la première fois une étude spatiale et temporelle des structures traversées et des phénomènes rencontrés. L'utilisation de quatre satellites orbitant ensemble apporte de nouvelles informations, en particulier sur la stabilité de l'émission, la taille du faisceau et la position de la source émettant la radiation. Ces nouvelles informations permettent de tester de façon originale les mécanismes de génération existant. Les caractéristiques spectrales donnent accès à la forme et à la stabilité temporelle de la surface émettrice. La résolution temporelle et fréquentielle de l'instrument WHISPER permettent enfin une étude des caractéristiques spectrales du Continuum et de leur évolution au cours de la propagation. En résumé, cette thèse apporte de nouvelles informations sur le mécanisme de génération, l'extension et la position des sources, la forme de la surface émettrice, et enfin sur l'évolution de la signature spectrale du Continuum au cours de la propagation.

Mots clés: magnétosphère terrestre, onde électromagnétique, émission, propagation, multipoints

Emission and propagation study of the terrestrial Continuum radiation using the Cluster mission

Continuum radiation is an electromagnetic wave of weak intensity, steady in time. This radiation has been observed by several satellites in all regions of the magnetosphere and in the solar wind. Missions as Voyager and Ulysses had shown that Continuum exists in the environment of all explored magnetized planets. Hence, Continuum is a classical astronomical phenomenon. A study of the terrestrial Continuum radiation emission and of its propagation is developed in this dissertation. This study is based on data from the WHISPER instrument on board the Cluster mission. This mission is a constellation of four identical satellites. The tetrahedral configuration of the satellites allows a spatial-temporal study of the structures they cross. Using data of a constellation of four identical satellites yields new pieces of information, especially on emission stability, beam width and source position. These pieces of information allow specific tests of the existing generation mechanism. The spectral characteristics give access in one hand to the local shape of the emitting surface, and on the other hand on the stability in time of this surface. Lastly, the resolution in time and in frequency of the WHISPER instrument allows a study of the spectral characteristics of Continuum radiation and of their evolution in time. In summary, this PhD thesis puts forwards new pieces of information about generation mechanism, position and extension of the source, shape of the emitting surface and evolution of the spectral signature during the propagation.

Keywords: terrestrial magnetosphere, electromagnetic wave, émission, propagation, multipoints

DISCIPLINE: Physique des plasmas

Laboratoire : LPCE (laboratoire de physique et chimie de l'environnement)
3A avenue de la Recherche Scientifique, 45071 ORLEANS