



HAL
open science

Les cornets polaires: étude d'une région clef de l'interface vent solaire-magnétosphère à l'aide des données Cluster.

Benjamin Grison

► To cite this version:

Benjamin Grison. Les cornets polaires: étude d'une région clef de l'interface vent solaire-magnétosphère à l'aide des données Cluster.. Astrophysique [astro-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2006. Français. NNT: . tel-00126368

HAL Id: tel-00126368

<https://theses.hal.science/tel-00126368v1>

Submitted on 24 Jan 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 6 — PIERRE ET MARIE CURIE

Ecole doctorale d'Astronomie Astrophysique d'Ile-de-France

Thèse de Doctorat

Discipline : Astrophysique et techniques spatiales

Présentée par

Benjamin GRISON

Pour obtenir le grade de DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ PARIS 6

Les cornets polaires : étude d'une région clef de l'interface vent solaire-magnétosphère à l'aide des données Cluster

Sous la direction de Nicole Cornilleau-Wehrlin et de Thomas Chust

Thèse soutenue publiquement le 27 septembre 2006,

Devant le jury composé de :

Pierre ENCRENAZ	Professeur / Paris 6	Président
Jean-Louis PINÇON	Chargé de recherche / LPCE	Rapporteur
Philippe LOUARN	Directeur de recherche / CESR	Rapporteur
André BALOGH	Professeur / Imperial College	Examineur
Jean-Michel BOSQUED	Directeur de recherche / CESR	Examineur
Nicole CORNILLEAU-WEHRLIN	Directrice de recherche / CETP	Directrice de Thèse
Thomas CHUST	Chargé de recherche / CETP	co-Directeur de Thèse

Titre : Les cornets polaires : étude d'une région clef de l'interface vent solaire-magnétosphère à l'aide des données Cluster.

Résumé : Toutes les lignes du champ magnétique terrestre qui forment la couche extérieure de la magnétosphère ont leur origine dans la région des cornets polaires. L'accès direct à l'ionosphère qu'elles permettent au plasma non-collisionnel du vent solaire fait des cornets une région-clef pour l'étude des transferts de masse et d'impulsion entre le vent solaire et la magnétosphère. Il a été choisi d'étudier la nature des ondes UBF et de leur interaction avec le plasma dans la partie la plus distante des cornets polaires, région qui est un des objectifs scientifiques de la mission Cluster. Un évènement détaillé, la traversée du 23 mars 2002, montre que les injections de plasma du vent solaire s'accompagnent d'une forte activité électromagnétique UBF. L'analyse des ondes, met en valeur la nature alfvénique dominante de ces fluctuations, ainsi que le mélange des modes dans une même bouffée d'ondes, résultat qui ne peut être obtenu que par une analyse pluri-satellitaire, ici par un filtrage en \mathbf{k} . Les ondes d'Alfvén sont identifiées dans le domaine cinétique. Les interactions possibles avec le plasma sont recherchées. Ces résultats sont pour partie généralisés, à partir d'autres études de cas et de résultats statistiques, montrant l'importance des ondes UBF dans la pénétration du plasma du vent solaire dans la magnétosphère terrestre.

Mots-clés : MAGNÉTOSPHÈRE, CLUSTER, ONDES ÉLECTROMAGNÉTIQUES UBF, CORNET POLAIRE, PLASMA, PHYSIQUE SPATIALE

Title : The polar cusps : study of a key region of the interface solar wind/magnetosphere performed with Cluster data.

Abstract : All the magnetic field lines that constitute the external layer of the magnetosphere originate from the polar cusps. The direct access to ionosphere offered by this region to the collisionless solar wind plasma makes it a key region to study the transfers of mass and impulsion between the solar wind and the magnetosphere. It has been chosen to study the nature of the UBF waves and their interactions with the plasma in the most distant part of the polar cusp which is scientific objective of the Cluster mission. The detailed study of an event, the crossing of the 23rd of March, 2002, shows that the injections of solar wind plasma are detected in simultaneity with strong electromagnetic UBF activity. The wave analyses highlight the alfvénic nature of the fluctuations and the mixing of various modes inside a single wave burst. That result is achievable only with a multi-satellite analysis, in this case the \mathbf{k} filtering technique. Possible interaction between the waves and the plasma are investigated. These results are generalized, showing the importance of the UBF waves in the solar wind plasma penetration into the magnetosphere.

Keywords : MAGNETOSPHERE, CLUSTER, ULF ELECTROMAGNETIC WAVES, POLAR CUSP, PLASMA, SPACE PHYSICS

Cette thèse a été accomplie au CETP
10-12, avenue de l'Europe
78140 Vélizy

La mise en page du manuscrit a été réalisée à l'aide de L^AT_EX 2_ε.

Remerciements

Le travail de thèse est certes très personnel mais il n'est pas réalisable sans les conseils, l'aide et le soutien de nombreuses personnes. Les lignes ci-dessous me permettent d'exprimer remerciements et gratitude envers quelques unes d'entre elles.

Tout d'abord, Hervé DE FÉRAUDY, directeur du CETP, a accepté de m'accueillir dans son laboratoire pour que je prépare ma thèse; je lui en suis sincèrement reconnaissant, comme d'ailleurs à l'ensemble du personnel du CETP que je côtoie depuis quelques années maintenant. Il a été facile de s'intégrer dans un laboratoire dont l'ambiance est toujours restée chaleureuse même quand les débats ont été houleux.

La disponibilité de ma directrice de thèse, Nicole CORNILLEAU-WEHLIN et ses conseils avisés, m'ont fait gagné en efficacité; j'espère juste ne pas avoir mis sa patience à trop rude épreuve. Les remarques pertinentes et les critiques toujours constructives de Thomas CHUST, co-directeur, ont été essentielles à l'accomplissement de mon travail. Grâce à eux et à la confiance qu'ils m'ont manifestée, j'ai pu acquérir les connaissances et l'expérience nécessaires.

Merci à Jean-Louis PINÇON (du LPCE) et Philippe LOUARN (du CESR) qui en rapportant sur ma thèse, avec une grande disponibilité, ont contribué à améliorer le manuscrit.

Je tiens à saluer André BALOGH (de l'Imperial College) et Jean-Michel BOSQUED (du CESR) d'avoir accepté de siéger dans le jury; leur attention marque pour moi une reconnaissance envers l'utilisation que j'ai faites des données des instruments FGM et CIS/HIA.

Pierre ENCRENAZ, après m'avoir donné la chance de m'orienter vers la recherche, m'a toujours soutenu et suivi même pendant mes pérégrinations lointaines; qu'il soit président du jury ne fait qu'ajouter à la gratitude que j'éprouve à son égard. J'ai également une pensée pour Patrick BOISSÉ qui a pris sa suite à la tête du DEA.

Je suis particulièrement redevable à Fouad SAHRAOUI, non seulement de ne pas avoir encore cherché à me remplacer dans le bureau que nous partageons depuis mon arrivée, mais surtout de ses explications détaillées, maintes fois répétées quand nécessaire.

Patrick ROBERT, ainsi que ses ROPROCS, m'ont souvent permis d'économiser un temps précieux.

Elena BUDNIK (du CESR) par son implication dans l'établissement et l'exploitation d'une base de données des traversées des cornets polaires, m'a

permis d’analyser les propriétés statistiques des ondes.

Dominique FONTAINE et Patrick CANU ont mis à ma disposition à chaque fois que j’en avais besoin des données commentées provenant des instruments PEACE et WHISPER.

Parmi les « jeunes OPN-iens » thésitifs, merci à Ronan pour son exemple et bon courage à David pour terminer. D’un point de vue plus personnel, je remercie mes amis en général pour leur soutien et en particulier les thésards de tout horizons avec lesquels nous avons pu échanger de manière profitables sur nos expériences.

Enfin je tiens à associer à cette thèse mes parents qui m’ont soutenu tout au long de la conduite, pas tout à fait linéaire, de mes études.

Table des matières

Résumé/Abstract	iii
Remerciements	v
Table des matières	1
Introduction	5
1 Les cornets polaires	9
1.1 Topologie	9
1.1.1 La magnétosphère	9
1.1.2 Les cornets polaires	12
1.1.3 Quelle magnétosphère ouverte ?	16
1.2 Les cornets et leur environnement	21
1.2.1 Un agencement vertical	21
1.2.2 Une riche toponymie	22
1.2.3 Le cornet « extérieur »	25
1.3 Les ondes dans les cornets polaires	26
1.3.1 Un large spectre de fréquence	26
1.3.2 Les ondes UBF	27
1.3.3 Les ondes UBF dans le cornet distant	28
2 Instrumentation	31
2.1 La mission Cluster : Objectifs scientifiques	31
2.1.1 Généralités	31
2.1.2 Trajectoire de Cluster	32
2.2 La mission Cluster : Instruments	35
2.2.1 Présentation générale	35
2.2.2 Le champ magnétique continu : FGM	37
2.2.3 Les fluctuations magnétiques : instrument STAFF	37
2.2.4 Les fluctuations électriques : instrument EFW	43

2.2.5	Les ions observés par CIS	44
2.2.6	Les électrons vus par PEACE	45
2.3	Les propriétés du vent solaire vues par ACE	45
2.3.1	Instrumentation ACE	45
2.3.2	Calage des données ACE et Cluster	45
3	Traversée du cornet polaire par Cluster le 23 mars 2002	47
3.1	Présentation générale de la traversée	47
3.1.1	Identification des cornets	47
3.1.2	Conditions interplanétaires	51
3.1.3	Description du cornet	55
3.2	Simultanéité ondes/injections	62
3.2.1	Lien entre le plasma et $\delta E/\delta B$	62
3.2.2	Corrélation entre les ondes et la vitesse du flot	64
3.3	Les bouffées d'activité magnétique	65
3.3.1	Allure	65
3.3.2	Polarisation	66
3.3.3	Pentes	68
3.4	Filtrage en \mathbf{k}	69
3.4.1	Méthode	69
3.4.2	Cas du 23 mars 2002	72
3.5	Etude des ondes vers 10h50	73
3.5.1	Trois périodes d'injection	73
3.5.2	Etude de l'intervalle ΔT_1	76
3.5.3	Etude de l'intervalle ΔT_2	80
3.5.4	Etude de l'intervalle ΔT_3	83
3.5.5	Etude d'un mode secondaire pendant ΔT_1	87
3.5.6	Bilan	89
3.6	Discussions	90
3.6.1	Une faible densité de courant	90
3.6.2	Onde d'Alfvén à large-échelle	92
3.6.3	Scénario de génération locale en lien avec les fonctions de distribution	96
3.6.4	Scénario de génération distante	96
3.7	Rôle des ondes dans le chauffage	100
3.8	Conclusions	101
4	Vers une généralisation des résultats	103
4.1	Traversée du 5 janvier 2002	104
4.2	Traversée du 9 mars 2001	111
4.3	Traversée du 17 mars 2001	115

4.4 Etude statistique	120
5 Conclusions et perspectives	127
Annexes	133
A Systèmes de coordonnées	133
B Comparaison ISDAT Roproc	137
C Effets de la projection pour l'étude statistique	141
D Publications	145
Bibliographie	163

Introduction

La Terre est entourée d'un plasma dont la dynamique est contrôlée par le champ magnétique d'origine terrestre, appelé magnétosphère, et qui forme une cavité dans le flot de plasma issu continuellement du Soleil — le vent solaire — dont les propriétés sont régies par le champ magnétique du Soleil.

La physique de l'interface entre ces deux plasmas astrophysiques que sont la magnétosphère terrestre et le vent solaire, est encore mal connue. Mais ce sont les seuls où il soit possible de faire des mesures détaillées in situ, et les résultats de telles études ont une portée plus large, en astrophysique.

Cluster est le premier projet spatial dédié à l'étude de la nature tridimensionnelle des processus physiques à petite échelle qui prévalent dans les régions frontières entre deux plasmas spatiaux, la magnétosphère terrestre et le vent solaire. Les mesures simultanées en quatre points par l'ensemble des quatre satellites identiques Cluster permettent d'utiliser des méthodes tout à fait nouvelles. Ces mesures sont nécessaires pour séparer les effets spatiaux des effets temporels, en particulier dans les régions frontières telles que le choc, la magnétopause ou encore le cornet polaire où ont lieu des transferts de masse, d'énergie et d'impulsion entre les différents plasmas à de courtes échelles spatiales et temporelles. Ces données permettent de calculer diverses quantités telles que les densités de courant, les vecteurs d'ondes, afin de caractériser les processus à petite échelle et mener à la compréhension de la dynamique à grande échelle de ces plasmas non-collisionnels.

Le sujet de cette thèse est centré autour d'une de ces régions d'interface, les cornets polaires, régions privilégiées pour la pénétration du plasma d'origine solaire dans la magnétosphère. On s'intéresse particulièrement aux zones les plus éloignées de la Terre qui sont pour la première fois l'objectif d'une mission satellitaire.

On savait avant Cluster que cette région est le siège d'intenses fluctuations magnétiques et électriques dont le spectre en fréquence présente un caractère turbulent. Le but est d'essayer de comprendre comment le plasma pénètre dans ces régions, comment il interagit avec les ondes, et quel est le rôle de celles-ci dans la dynamique du plasma observé dans les cornets. On a choisi ici d'étudier la partie ultra basse fréquence des ondes qui contient dans la région du cornet la fréquence de giration des protons autour des lignes du champ magnétique. La nature turbulente des spectres rend difficile l'identification des modes présents dans cette gamme de fréquence. L'existence de quatre points de mesure apporte de nouvelles possibilités de traitement des données pour identifier les ondes. Ceci devrait permettre d'améliorer notre compréhension des mécanismes d'interaction entre deux plasmas spatiaux.

Pour ce faire, la mission Cluster offre en plus de ces quatre satellites, une orbite adéquate et traverse de manière répétée cette région.

L'objectif de la thèse est d'augmenter la connaissance et le rôle des ondes électromagnétiques, dans la gamme des ultra basses fréquences, dans le cornet distant. Cela passe bien sûr par l'identification des ondes mais aussi par l'étude conjointe des propriétés du plasma en vue de relever des liens entre les ondes et les particules. Pour ce faire, la mission Cluster offre deux atouts qui sont des traversées répétées de cette région et quatre points de mesure simultanée.

La première partie définit les cornets polaires, une région-clef des interactions entre le vent solaire et la magnétosphère, à partir de leur environnement. On y décrit quelques unes de leurs caractéristiques notamment dans la partie la plus distante de la Terre ainsi que les phénomènes électromagnétiques présents dans la gamme des ultra basses fréquences.

L'instrumentation identique embarquée sur chacun des quatre satellites Cluster est l'objet de la partie suivante. Elle couvre aussi bien la mesure des champs électrique et magnétique et de leurs fluctuations que les propriétés du plasma. L'accent sera mis sur la mesure des fluctuations magnétiques et du traitement nécessaire à leurs exploitations, puisque ces données sont le principal outil d'investigation des ondes. Enfin, le moyen d'utiliser des données de ACE pour déduire les propriétés du vent solaire au voisinage de la Terre est rappelé.

La troisième partie est un cas d'étude détaillé. Le 23 mars 2002, les quatre satellites Cluster ont traversé le cornet polaire distant en configuration tétraédrique rapprochée (100 km). Les propriétés du flot sont expliquées à partir des conditions du champ interplanétaire et de la position des satellites dans les cornets. Les ondes électromagnétiques observées passent par des phases intenses mais sporadiques. Une corrélation entre leur occurrence et les propriétés du flot est recherchée. La nature de ces ondes est explorée plus avant à l'aide d'une technique multi satellitaire, le filtrage en \mathbf{k} , qui permet sous certaines conditions, de reconstruire la relation de dispersion des différents modes observés. La fin de cette partie traite de la recherche de l'origine de ces ondes — génération locale ou distante — et de l'influence qu'elles peuvent avoir sur les propriétés du plasma, notamment celles des ions.

Les résultats obtenus sont précisés avec quelques autres études de traversée des cornets distants traitées plus succinctement dans la quatrième partie. Cela permet également de mettre en évidence d'autres propriétés des ondes qui n'ont pas été rencontrées dans le cas du 23 mars et de présenter une

étude sur les pentes spectrales. Celle-ci a été menée en collaboration avec l'équipe du magnétomètre, sur une décade en fréquence en deçà et au-delà de la fréquence cyclotron des protons. Les propriétés globales des ondes des cornets sont recherchées avec des statistiques construites à partir des données des trois premières années de fonctionnement de Cluster.

La conclusion récapitule les différents résultats avant de détailler les perspectives qu'ouvre ce travail.

Chapitre 1

Les cornets polaires

1.1 Topologie

1.1.1 La magnétosphère

Environnement : vent solaire et magnétogaine Le champ magnétique solaire est gelé dans le plasma émis radialement au niveau de la couronne solaire. Cet écoulement a été nommé *vent solaire*¹ par Parker (1958) qui avait prédit sa permanence. Son étendue, l'*héliosphère*, couvre l'ensemble du système solaire. Le vent solaire est composé de 95% d'hydrogène, de 5% d'hélium et de quelques autres éléments en proportion négligeable. Il peut donc être fait mention des ions du vent solaire, de manière simplificatrice, en terme de protons. Le champ magnétique de la Terre crée une cavité magnétique dans l'héliosphère : la magnétosphère terrestre, appelée seulement *magnétosphère* dans la suite de cette étude². Elle représente un obstacle à l'écoulement du vent solaire par rapport auquel la vitesse de ce dernier est supersonique. Il existe donc un choc en amont de la magnétosphère. La région située entre le choc et la magnétosphère est appelée la *magnétogaine*. Au passage du choc, le plasma se densifie, se réchauffe, ralentit alors que l'intensité du champ magnétique augmente (voir tableau 1.1). Ces régions sont indiquées sur la figure 1.1 qui représente la magnétosphère. La position de la frontière entre la magnétosphère et la magnétogaine, la *magnétopause*, est fixée par l'équilibre des pressions, dominées par les pression cinétique côté vent solaire et magnétique côté magnétosphère.

¹Pour être plus exact, le terme original était en anglais, soit *solar wind*.

²Cette cavité n'est pas unique : les autres corps magnétisés du système solaire ont aussi une magnétosphère. Les mieux connues sont celles de Jupiter et de Saturne.

	Vent solaire	Magnétogaine
Densité	7 cm ⁻³	30 cm ⁻³
Vitesse du flot	450 km/s	200 km/s
Température	1.3 10 ⁵ K	10 ⁶ K
Champ magnétique	7 nT	30 nT

TAB. 1.1 – Paramètres moyens du plasma et du champ magnétique du vent solaire (au niveau de l’orbite terrestre) et de la magnétogaine (au niveau des cornets polaires). Ces valeurs sont données à titre indicatif : les variations de l’activité du soleil induisent une variabilité temporelle importante des propriétés du vent solaire, et donc de la magnétogaine. Des disparités spatiales existent dans cette dernière, notamment entre la région subsolaire qui correspond au point d’arrêt du flot et celle où le flot rejoint le vent solaire non choqué.

Géométrie de la magnétosphère Le champ magnétique terrestre est en première approximation dipolaire. Dans ce cadre, l’axe du dipôle magnétique est un axe de symétrie du champ. L’écoulement du vent solaire va donner une forme dissymétrique à la magnétosphère. Cette dernière est comprimée du côté solaire alors qu’elle est très étendue dans la direction anti-solaire (la *queue*). Pour fixer un ordre d’idée, le point subsolaire de la magnétosphère est situé en moyenne à moins de dix rayons terrestres³, tandis que la queue s’étend sur quelques centaines de rayons terrestres. Une seconde dissymétrie, moins marquée, est due à l’inclinaison de l’axe magnétique terrestre par rapport à la direction de l’écoulement (axe Terre-Soleil). Cette influence est maximale au moment des solstices pour s’annuler à l’équinoxe. Finalement, c’est donc le plan formé par l’axe magnétique et la direction de l’écoulement qui offre la meilleure symétrie.

Repérage Ces deux axes sont donc importants pour les études magnétosphériques. Puisque les droites qui les portent ne sont en général pas orthogonales bien que sécantes, les repères les plus utilisés sont géocentrés et sont construits soit à partir de l’axe Terre-Soleil (repère GSM⁴ et GSE⁵), soit à partir de l’axe du dipôle (repère SM⁶), et le plan déterminé par les deux sert à définir une deuxième composante du repère. Les axes des repères géocentrés sont définis avec une même « philosophie » que l’on peut résumer ainsi :

³Un rayon terrestre, $R_T \approx 6400$ km

⁴De l’anglais *Geocentric Solar Magnetospheric system*.

⁵De l’anglais *Geocentric Solar Ecliptic system*.

⁶De l’anglais *Solar Magnetic system*.

- x : proche de l'axe Terre-Soleil, orienté positivement vers le soleil.
- y : complète le trièdre et peut donc être proche de l'axe matin-soir, orienté positivement vers le soir.
- z : proche de l'axe du dipôle, orienté positivement vers le nord magnétique.

Le repère MFA⁷, très utile pour l'étude des données satellitaires, fait coïncider le champ magnétique local avec l'axe z du repère. Selon la direction du champ, l'axe x se rapproche le plus possible de l'orientation indiquée ci-dessus et y complète le trièdre. La description exacte des repères utilisés par la suite est donnée en annexe A, page 133.

Structure On a vu que la magnétosphère est une cavité magnétique dans le vent solaire. Sa frontière intérieure est l'ionosphère à environ 300 km d'altitude. Cette couche, issue de l'ionisation partielle de l'atmosphère par le rayonnement UV solaire, n'est pas spécifique des corps magnétisés — elle se trouve sur Mars, Vénus, ... La figure 1.1 présente la magnétosphère dans le plan de coupe méridien midi-minuit. Dans la direction antisolaire, se trouvent des régions nommées *lobes*, nord et sud, dont les lignes de champ forment, loin de la Terre, la queue magnétosphérique. Ils ont tous deux une densité très faible mais leurs champs magnétiques respectifs sont orientés dans deux directions opposées. La région d'inversion du champ, plus dense, est appelée par opposition *feuille de plasma* ou encore *couche de plasma*. Les lignes de champ de celui-ci se projettent sur l'*ovale auroral*, siège des phénomènes d'aurores polaires. Plus près de la Terre, et cette fois pas uniquement du côté antisolaire, les zones colorées correspondent aux *ceintures de radiation* et à la *plasmasphère*. Côté soleil, on trouve des lignes de champ fermées sur lesquelles un plasma assez chaud est piégé. Les deux régions qui séparent les lignes de champ allant vers le Soleil de celles qui vont vers la queue sont appelées les *cornets polaires*.

Echanges entre la magnétosphère et le vent solaire La recherche d'explications aux phénomènes des aurores boréales fit pour la première fois envisager l'entrée de particules venant du Soleil dans la magnétosphère, par Birkeland et Becquerel notamment. On sait depuis, que l'activité solaire est la cause des sous-orages magnétiques qui se déclenchent dans la queue de la magnétosphère et que ces derniers provoquent la précipitation d'électrons énergétiques dans les régions aurorales. Toujours est-il que l'on détecte par ailleurs du plasma typique du vent solaire dans des régions de la magnétosphère comme la queue et les cornets polaires. Inversement, des échappements

⁷de l'anglais *Magnetic Field Aligned*, aligné avec le champ magnétique.

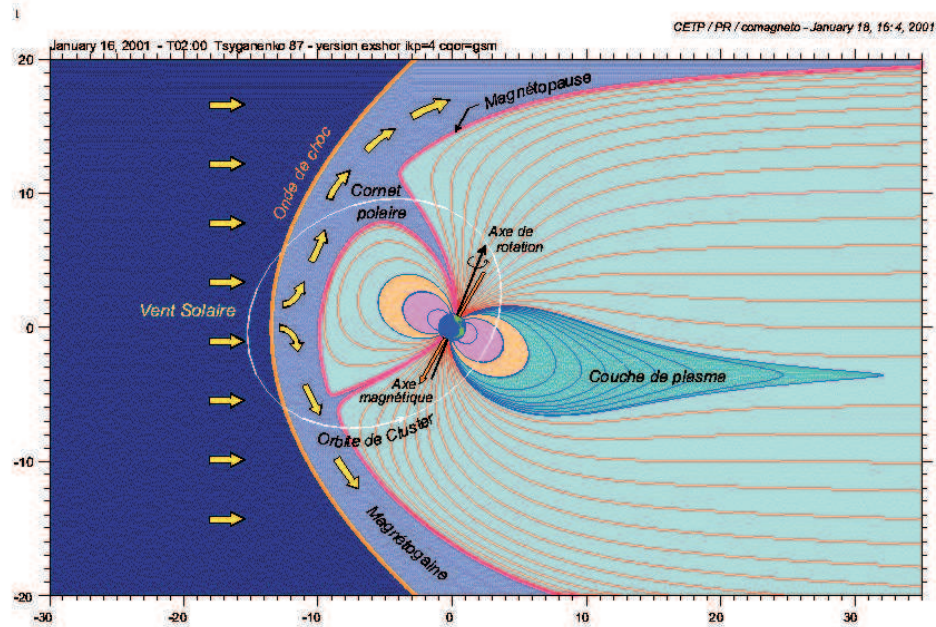


FIG. 1.1 – Vue d’ensemble de la magnétosphère, présentée dans le plan de coupe méridien midi-minuit, établie selon le modèle T87 (Tsyganenko, 1987) pour le 16 janvier 2001. L’orbite de Cluster correspondant à cette date est tracée en blanc.

significatifs d’ions d’origine ionosphérique sont également observés depuis les premiers travaux de Shelley et al. (1972). Cela pose la question du mode — ou des modes — de pénétration du plasma. La théorie Magnéto-Hydro-Dynamique (notée MHD par la suite) décrit la magnétopause comme une discontinuité tangentielle. Cela lui confère une « étanchéité » aux échanges de plasma. Il est donc nécessaire pour expliquer les observations d’envisager des processus aux échelles auxquelles les hypothèses de la MHD sont violées. On reviendra sur les enjeux liés à la nature des processus dans la section 1.1.3 (page 16). La pénétration du plasma d’origine solaire, se produit également dans les cornets polaires qui comme le montre la figure 1.1 sont des régions évidentes pour l’entrée de particules du vent solaire.

1.1.2 Les cornets polaires

Historique Les travaux de Chapman and Ferraro (1931, 1932) furent les premiers à envisager — dans le cadre de la présence de plasma solaire au voisinage de la Terre — l’existence de points magnétiques nuls (cf. figure 1.2). Au vu de la forme de la région, ils donnèrent le nom de corne magnétique.

Une fois que la permanence du vent solaire fût établie, il devint clair que ces points devaient ouvrir un accès à la magnétosphère pour des particules du vent solaire. Il fallut attendre 1971 pour obtenir les premières⁸ détections dans la magnétosphère d'un plasma aux propriétés proches de celles du vent solaire (Heikkila and Winningham, 1971; Frank and Ackerson, 1971; Russell et al., 1971). Le terme de cornet⁹ polaire a été donné alors par Frank (1971) pour désigner la région contenant du plasma de la magnétogaine depuis les zones aurorales jusqu'à la magnétopause. Paschmann et al. (1976) ont relevé que cette dénomination était source de confusion car le terme cornet avait été introduit précédemment pour désigner simplement la partie dite extérieure (notion présentée plus loin, 1.2.3, page 25). Les cornets polaires, un dans chaque hémisphère, s'étendent en s'élargissant depuis l'ionosphère jusqu'à la magnétogaine. On peut remarquer (cf. fig. 1.1) que leurs pieds sont situés de manière à peu près symétrique par rapport au plan équatorial magnétique et non directement au dessus des pôles magnétiques comme leur nom et les premiers travaux (cf. fig 1.2) le laissent présager.

Localisation Les cornets forment une étendue dont la position, exprimée en latitude invariante¹⁰ et en temps magnétique local (TML par la suite) est variable. Depuis les travaux de Carbary and Meng (1986), on sait que cette position est sensible en premier lieu à l'orientation de la composante z du champ magnétique interplanétaire : les cornets ont un déplacement marqué vers le plan équatorial lorsque B_z est sud alors que le mouvement inverse est moins prononcé (Russell, 2000b). L'effet de la composante y du champ magnétique est moins marqué mais le déplacement s'effectue suivant un principe identique (Newell et al., 1989) : un champ interplanétaire dirigé vers le matin entraîne un déplacement du cornet nord vers le matin, et inversement pour un champ dirigé vers le soir. Le sens du déplacement longitudinal du cornet sud est inversé. Les variations de l'inclinaison du dipôle magnétique induisent un écart maximal de 4° aux solstices entre les latitudes auxquelles sont observés les cornets nord et sud (Newell and Meng, 1989). Le mécanisme expliquant ces variations est détaillé plus loin (en 1.1.3, page 18, *Déplacement*

⁸Mais nombreuses et sans équivoque car obtenues par 2 satellites différents.

⁹Le glissement du terme originel corne (*horn* en anglais) au terme cornet (*cusp* en anglais) n'est pas aussi notable en français.

¹⁰La latitude invariante d'un point correspond à la latitude du pied de la ligne de champ passant par ce point, c'est-à-dire au point d'intersection de la ligne de champ avec la surface terrestre. La latitude invariante dépend donc du modèle magnétosphérique utilisé pour calculer la ligne de champ passant par un point donné à un instant donné. Les modèles couramment utilisés sont semi-empiriques (Tsyganenko, 1989, 1995, e.g.). La latitude est donnée dans un repère utilisant l'axe du dipôle magnétique de la terre (par exemple *SM*).

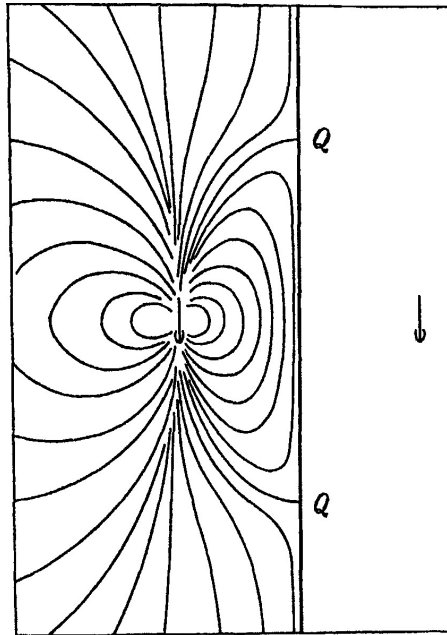


FIG. 1.2 – Modèle de magnétosphère de Chapman and Ferraro (1931) qui représente l'interaction du vent solaire par un plan conducteur. Les points magnétiques nuls sont labellisés par Q .

des cornets).

Les traversées des cornets à plus haute-altitude par POLAR ont permis de préciser la quantification de ces influences. Zhou et al. (1999) ont confirmé l'influence de l'inclinaison du dipôle sur la position des cornets : plus l'axe du dipôle est incliné vers le soleil, plus la latitude invariante des cornets est élevée (une variation d'inclinaison du dipôle de 14° déplace de 1° la position des cornets). La latitude invariante des cornets polaires calculée par Zhou et al. (2000) varie de 70 à 86° . Sa valeur moyenne est de 80.3° pour une détection au midi magnétique local. Elle décroît et ne vaut plus que 78.7° pour les détections les plus excentrées (08h00 et 16h00 TML). Zhou et al. (2000) retrouve que ces déplacements sont corrélés à l'orientation du champ interplanétaire (B_z influence la latitude et B_y la longitude). En outre, un champ nord élargit le corne, tout comme la pression du vent solaire.

Définition Donner une définition précise du corne polaire n'est pas évident. Ainsi, celle choisie par Heikkila (1985), faisant intervenir les réactions se produisant dans l'ionosphère, est exclusivement valable à basse-altitude. L'utilisation de la notion de *séparatrice* qui est théoriquement une ligne de champ

qui mène à un point magnétique nul (exemple sur la figure 1.2) est alors utile. Sa position peut se calculer à partir de modèles magnétosphériques. Une telle ligne sépare des lignes voisines à basse-altitude mais divergentes plus loin pour couvrir la magnétopause (certaines bouclent vers le soleil ou sur les flancs d'autres vont former la queue).

Les cornets sont alors vus comme placés sur les lignes de champ magnétique au voisinage de la séparatrice et le long desquelles du plasma aux caractéristiques de la magnétogaine se dirige vers la Terre. Cette définition assure d'une part que les particules se trouvent sur des lignes de champ qui donnent un accès à l'ionosphère le plus direct possible (comme vu sur la figure 1.1). D'autre part sans présumer de la permanence ni de l'origine du phénomène, elle indique que c'est une région d'échange entre la magnétosphère et la magnétogaine. L'observation univoque de plasma de la magnétogaine n'est pas un problème car d'une part celui-ci a des caractéristiques énergétiques spécifiques (cf. tableau 1.2) et d'autre part le milieu est non-collisionnel ce qui lui assure de les conserver au cours de son trajet vers l'ionosphère.

Cette définition quelque peu floue —notamment car la position de la séparatrice provient d'un modèle magnétosphérique et que la région est très sensible aux changements dans le vent solaire— rejoint la position de Cargill et al. (2005) qui dit : « *An all-inclusive definition of the cusp is difficult and indeed may not be entirely desirable [...]* »¹¹. En pratique, l'identification du cornet passe par l'observation de plusieurs caractéristiques des cornets : la position dans la magnétosphère et l'existence de plasma du vent solaire donc, mais aussi la présence de fortes fluctuations électromagnétiques larges bandes (Scarf et al., 1972) et d'une dépression du champ magnétique continu visible au delà de $5 R_T$ (Russell, 2000a).

Région	Energie (moyenne) des protons
Lobes	flux négligeable
Cornets et magnétogaine	$\lesssim 1 \text{ keV}$
Magnétosphère (côté jour)	$\approx 10 \text{ keV}$

TAB. 1.2 – Niveau énergétique moyen des protons dans les cornets et ses régions adjacentes.

¹¹traduction possible : « Une définition globale du cornet est difficile, et n'est pas en fait complètement souhaitable [...] »

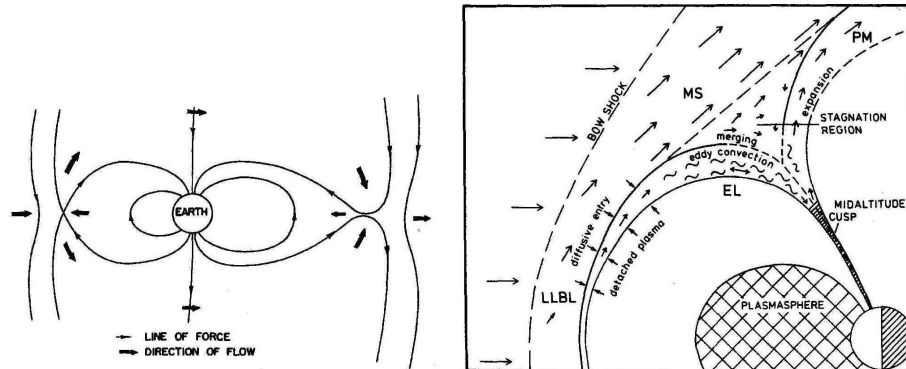


FIG. 1.3 – Modèle de magnétosphère ouverte de Dungey (1961) (à gauche) et fermée de Haerendel et al. (1978) (à droite). Dans un modèle ouvert, les lignes de champ de la magnétosphère interagissent avec celle de la magnétogaine : sur le schéma de gauche les lignes s’ouvrent dans la zone subsolaire, passent dans le prolongement des cornets et se referment dans la queue.

1.1.3 Quelle magnétosphère ouverte ?

Problématique Il y a principalement deux types de processus qui peuvent expliquer le passage de plasma à travers la magnétopause. Dans les modèles de magnétosphères *fermées*, la magnétopause, tout le long de l’interface entre la magnétosphère et la magnétogaine, se caractérise par une discontinuité tangentielle. Cela interdit l’existence de lignes ouvertes d’une région vers l’autre. Ce sont alors des processus de diffusion aux petites échelles qui assurent le transfert de masse. Aussi, au niveau des cornets, il est considéré que les points magnétiques nuls favorisent l’entrée de plasma. D’un autre côté, Dungey (1961) a proposé l’idée d’une magnétosphère en interaction dynamique avec le vent solaire (cf. figure 1.3, à gauche). Ce modèle fondé sur une analogie avec l’hydromagnétisme n’est valable que hors champ gelé (donc hors MHD) car il permet la reconfiguration (ou reconexion) des lignes de champ magnétique. On parle dès lors de *magnétosphère ouverte* car des lignes de champ magnétique peuvent être ouvertes dans la magnétogaine. Les cornets, dans le cadre d’un modèle ouvert, sont situés sur les lignes ouvertes. Les observations dans les cornets apportent donc de la matière au débat.

Reconnexion magnétique La reconnexion magnétique est une reconfiguration locale des lignes de champ. Le cas le plus probable correspond à des lignes de champ qui sont initialement anti-parallèles. La figure 1.4 présente un schéma d’une telle configuration et la manière dont s’agencent les lignes. La discontinuité qui était alors tangentielle devient rotationnelle ce



FIG. 1.4 – Reconfiguration de lignes de champ anti-parallèles. On parle dans ce cas de reconnexion en X .

qui permet un transfert de masse à travers la frontière. Ce type de discontinuité autorise l'entrée de plasma du vent solaire dans la magnétosphère. A son passage celui-ci peut être accéléré ou bien décéléré; le flot s'écoule à la vitesse d'Alfvén locale dans la direction normale à la magnétopause (Hudson, 1970; Smith and Lockwood, 1996). Dans le cas de la magnétosphère terrestre, cela implique qu'une ligne de champ magnétosphérique puisse se connecter avec une ligne de la magnétogaine ce qui rend possible des transferts de plasma entre ces deux régions. Les lignes ainsi reconnectées vont s'éloigner sous l'effet d'un champ électrique de convection. Celui-ci, créé par la forte rotation du champ magnétique le long de la ligne, œuvre à un redressement des nouvelles lignes. Le mouvement de convection permet la reconnexion de nouvelles lignes. Ce phénomène n'a jamais été observé directement, mais il y a des « preuves » indirectes. Ainsi l'observation des jets unidirectionnels de plasma sur des lignes de la magnétosphère permet de considérer comme acquise l'existence de lignes ouvertes dans la magnétogaine (Paschmann et al., 1979).

Localisation des sites de reconnexion La présence de plasma du vent solaire dans les cornets polaires peut s'expliquer en considérant qu'un processus de reconnexion opère sur la magnétopause entre des lignes de champ magnétique de la magnétogaine et de la magnétosphère. L'orientation des lignes de champ magnétosphériques dans la région subsolaire est suivant l'axe Sud-Nord. Ainsi, suivant le schéma de la reconnexion anti-parallèle (cf. figure 1.5 qui est décrite en détail dans le paragraphe suivant), c'est un champ interplanétaire sud qui favorisera la reconnexion subsolaire¹². Inversement, un champ interplanétaire nord favorise un site de reconnexion au niveau des lobes (cf. figure 1.6). On parle alors de reconnexion à haute-latitude. La composante y de ce même champ va déplacer le site de reconnexion potentiel vers le matin ou le soir suivant l'hémisphère considéré. La composante x , généralement la plus faible car la moins amplifiée au passage du choc, peut déplacer le lieu de

¹²Les lignes du champ terrestre sont orientées sud-nord dans la région subsolaire.

reconfiguration du champ afin de mieux remplir le critère d'anti-parallélisme.

Déplacement des cornets En se rappelant les influences du champ interplanétaire sur la position des cornets, on constate que le corne polaire se déplace du côté des sites de reconnexion théoriques. On peut l'expliquer de la manière suivante. Dans le cas d'un site de reconnexion subsolaire, les lignes de champ ouvertes dans la magnétogaine vont être convectées, via un champ électrique, par le vent solaire vers la queue (Dungey, 1961).

La figure 1.5 représente le mouvement de lignes reconnectées dans la région subsolaire (en vert). Des lignes initialement fermées du côté jour vont donc se retrouver à haute-latitude. Chaque tube ainsi déplacé contribue à diminuer la latitude de la frontière entre les cornets et les lignes fermées côté jour. Ce qui revient à incliner le corne vers le site de reconnexion. On parle dans ce cas de figure d'érosion de la magnétosphère.

Dans le cas d'une reconnexion côté lobe (cf. fig. 1.6), une ligne est ouverte directement depuis la queue alors que l'autre ligne ouverte s'enroule autour de la magnétosphère côté jour. Song and Russell (1992) ont envisagé que dans le même temps une reconfiguration se produise sur la même ligne mais dans l'autre hémisphère. Une étude récente de Bogdanova et al. (2005) confirme cette hypothèse. Dans ce cas on a alors une nouvelle ligne fermée subsolaire qui provient de deux lignes originellement dirigées vers la queue. Ainsi cela permet de déplacer le corne vers les plus hautes latitudes.

Signatures d'injections : fonctions en D , dispersion en latitude Les protons de la magnétogaine injectés dans le corne sont accélérés au passage d'un site de reconnexion. Dans un premier temps, en considérant des particules de la magnétogaine qui ont une vitesse équivalente en module, les vitesses résultantes dans le corne restent semblables en module mais sont plus ou moins alignées avec le champ magnétique (Cowley, 1982). Ceux dont la vitesse est strictement parallèle¹³ (avec un angle d'attaque de 0° ou 180°) se rapprochent de la Terre beaucoup plus vite que les autres : à vitesse équivalente, ces protons se déplacent uniquement vers la Terre, alors que les autres suivent une hélice dont le rayon est d'autant plus grand que l'est leur vitesse perpendiculaire. Le premier effet attendu d'une injection est d'observer un élargissement dans le temps de l'angle d'attaque des ions. Tout d'abord, dans le cas de l'hémisphère nord, des angles d'attaque proche de 0° (corres-

¹³Les termes parallèle et perpendiculaire utilisés pour décrire une grandeur physique (par exemple, la vitesse du flot, la température électronique ou ionique), désigne respectivement, tout comme les indices \parallel et \perp (ou *par* et *perp*), les composantes parallèle et perpendiculaire au champ magnétique.

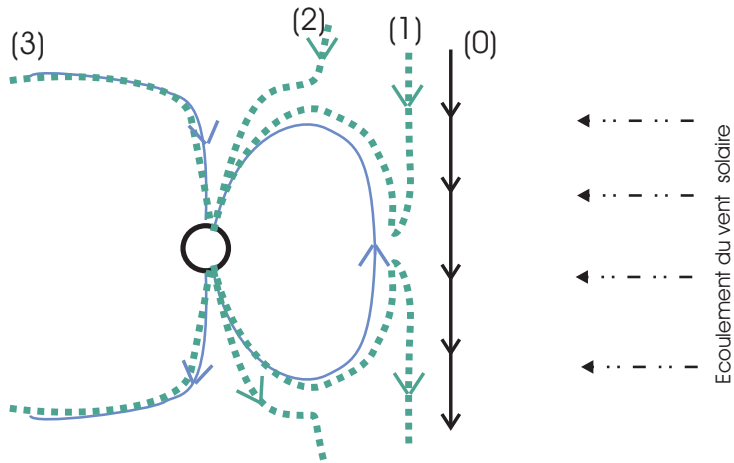


FIG. 1.5 – Schéma dans le plan $(XZ)_{GSM}$ de l'érosion de la magnétosphère provoquée par un IMF dirigé vers le sud (ligne noire). La reconnexion opère à la magnétopause (1), puis les lignes ouvertes (en vert) vont s'empiler vers la queue (3) en passant par les cornets (2). Si l'IMF est stable, ce mouvement est continu et la nouvelle position de la magnétopause est tracée en bleu.

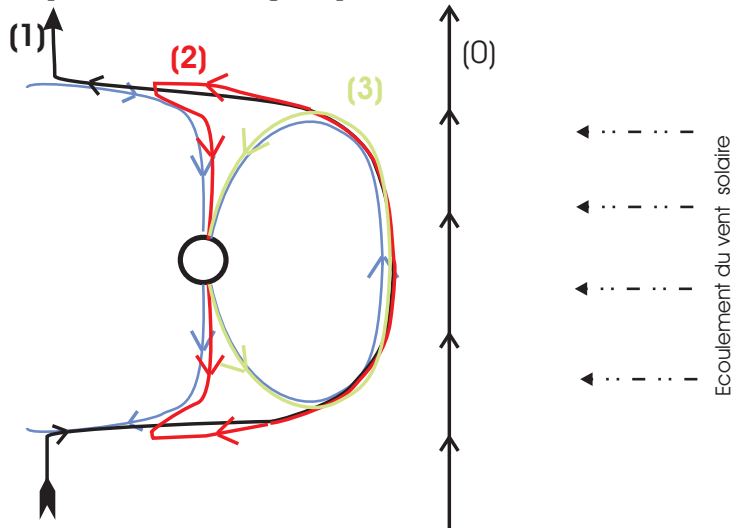


FIG. 1.6 – Dans le cas d'un IMF nord les lignes de champ reconnectées vont cette fois s'empiler côté jour. La figure présente le cas d'une double reconnexion (dans les deux hémisphères).

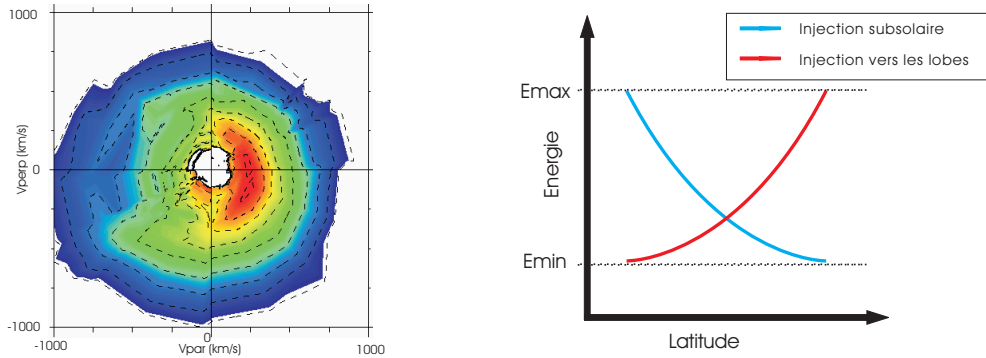


FIG. 1.7 – (Gauche) Exemple d’une fonction de distribution des ions en D . Coupe dans le plan $(v_{\parallel}, v_{\perp})$ mesurée par l’instrument CIS le 23/03/2002 à 10h49min39s sur une durée de 12 s.

FIG. 1.8 – (Droite) Dispersion du seuil de l’énergie des protons détectés en fonction de la latitude du point de mesure. En rouge le cas d’une reconnexion sur les lobes, et en bleu vers la région subsolaire de la magnétosphère.

pendant à une vitesse uniquement parallèle) sont détectés, puis des angles d’attaque apparaissent de manière croissante jusqu’à 90° , valeur correspondant au rebond miroir de l’ion. Dans l’hémisphère sud, les angles d’attaque détectés sont d’abord de 180° , puis au final de 90° . L’élargissement progressif des angles d’attaques observés résulte donc d’un effet temporel. Lorsque tous les angles d’attaque sont apparus, les fonctions de distribution des ions, vues en coupe dans un plan $(v_{\parallel}, v_{\perp})$, sont dites en D , en rapport à leur allure. Un exemple d’une telle coupe est présentée sur la figure 1.7. Le rouge correspondant au flux de particules le plus intense couvre les angles d’attaque de 0° ($v_{\parallel} \approx 300 \text{ km/s}, v_{\perp} \approx 0 \text{ km/s}$) à 90° ($v_{\parallel} \approx 0 \text{ km/s}, v_{\perp} \approx 300 \text{ km/s}$).

Une deuxième conséquence de cette différence de temps de vol entre protons dont les vitesses sont plus ou moins parallèles provient de la convection de la ligne du champ magnétique autour de laquelle ils se déplacent. Cette convection, détaillée dans les figures 1.5 et 1.6 se produit dans deux directions opposées (respectivement antisolaire et solaire) pour une orientation de l’IMF respectivement sud ou nord. Ainsi, l’écart du temps de vol entre des protons qui ont des angles d’attaque différents ou des modules de vitesse différents produit également un décalage en latitude de leur détection. A énergie équivalente, les protons dont la vitesse est strictement parallèle arrivent plus rapidement que les autres à une distance donnée de la Terre. Ils sont donc attendus à plus basse latitude dans le cas d’une reconnexion côté jour, et à plus haute latitude lors d’une reconnexion opérant au niveau des lobes. Puis

en se déplaçant en latitude on détecte les particules également alignées avec \mathbf{B}_0 mais dont la vitesse (donc l'énergie) est moindre simultanément avec des particules d'énergie maximale munies d'une composante perpendiculaire non négligeable. Cet effet spatial de *dispersion en latitude* peut être résumé sur la figure 1.8. Les mesures satellites sont généralement représentées en fonction du temps croissant (et non de la latitude). Il faut donc prendre en compte le déplacement du satellite pour analyser cette dispersion ; par exemple, Cluster se déplaçant vers les latitudes décroissantes dans le cornet nord, on observera d'abord les plus hautes énergies dans le cas d'une reconnexion sur les lobes de la magnétopause.

1.2 Les cornets et leur environnement

Dans le plan méridien midi-minuit, les cornets sont délimités à basse latitude par les lignes de champ magnétique fermées qui piègent les particules énergétiques des ceintures de radiation de la magnétosphère et à haute latitude par les lignes de champ des lobes et de la région aurorale (cf. figure 1.9). Les cornets sont divisés selon trois régions définies par rapport à leur éloignement à l'ionosphère. La région la plus distante est ici plus détaillée car elle est l'objet des études présentées dans les parties suivantes. La localisation des différentes régions énoncées dans cette partie est présentée sur la figure 1.9.

1.2.1 Un agencement vertical

A basse et moyenne altitudes Les premières études des cornets polaires ont été menées à basse altitude où les lignes de champ magnétique se densifient. A la suite des premières observations des cornets (Heikkila and Winningham, 1971; Frank, 1971), du plasma typique de la magnétogaine fut détecté dans une zone limitée en latitude (quelques degrés) mais assez étendue en longitude (plusieurs heures) de part et d'autre du midi magnétique. Pour mieux traduire cette géométrie, Heikkila (1972) suggéra de parler de fente¹⁴ plus que de cornet polaire et de réserver cette dernière appellation uniquement à la partie autour de midi. La partie basse altitude concerne uniquement la partie des cornets qui est en contact avec l'ionosphère.

Le cornet haute altitude En s'éloignant de la Terre, les lignes du champ magnétique sont moins denses ; le cornet s'élargit (spatialement plus qu'en latitude) considérablement et on parle de cornet à haute altitude ou de cornet distant. La limite entre moyenne et haute altitude reste arbitraire mais

¹⁴ *cleft* en anglais.

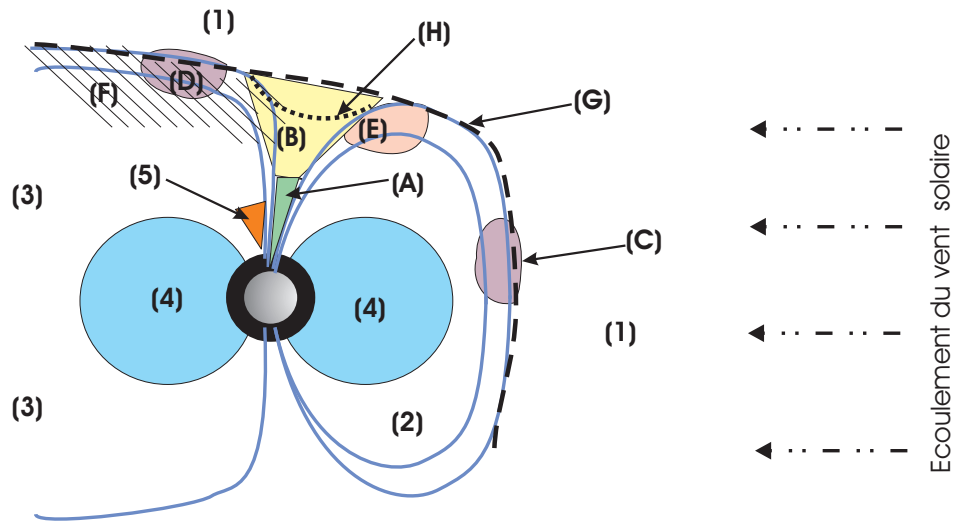


FIG. 1.9 – Coupe schématique de la magnétosphère dans le plan méridien midi-minuit. Légende : (1) magnétogaine, (2) lignes fermées côté jour, (3) lobes, (4) plasmasphère, (5) zone aurorale, (A) cornet à moyenne altitude, (B) cornet à haute altitude, (C) LLBL, (D) HLBL, (E) couche d'entrée, (F) manteau, (G) magnétopause(position nominale), (H) indentation théorique de la magnétopause.

on peut la situer vers $5 R_T$. Lorsque les lignes de champ se desserrent, on a une meilleure résolution spatiale des phénomènes observés comme l'effet de dispersion en latitude et l'évolution des fonctions dites en D . D'autre part, cette région est plus proche¹⁵ des sites de pénétration du plasma provenant de la magnétogaine. Le plasma est donc dans une configuration proche de celle qu'il avait à son entrée dans la magnétosphère. La fonction de distribution des particules est plus représentative de leur milieu d'origine qu'à basse altitude où il ne reste que les particules qui n'ont pas déjà été réfléchies par l'effet miroir, c'est-à-dire celles qui étaient initialement le plus alignées avec le champ. C'est donc un endroit particulièrement propice pour comprendre les différents mécanismes à l'œuvre dans cette région.

1.2.2 Une riche toponymie

Les régions ou structures associées de manière plus ou moins directe avec les cornets sont légions : *polar cusp*, *magnetic cusp*, *entry layer*, *low-latitude*

¹⁵La proximité renvoie à une longueur parcourue sur une ligne de champ (analogie avec l'abscisse curviligne).

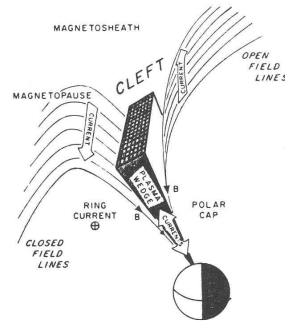


FIG. 1.10 – Positionnement de la fente (*cleft*) dans la magnétosphère, par Heikkila (1985).

boudary layer, high-latitude boudary layer, cleft, mantle, exterior cusp, distant cusp, stagnant exterior cusp, outer throat, double cusp, triple cusp, ... Ces nombreuses appellations traduisent en partie la grande sensibilité des cornets au vent solaire. Le propos n'est pas ici de toutes les définir, mais d'insister sur celles qui sont les plus importantes pour la suite, ainsi que sur celles qui découlent des découvertes de HEOS (premier satellite à avoir précisément scruté les hautes altitudes) et qui ont durablement marqué la vision des cornets (présentées sur la figure 1.3). On trouvera la localisation de ces régions, à l'exception de la fente pour la raison expliquée ci-après, sur la figure 1.9. Le corne dit extérieur est présenté dans la prochaine section.

La fente Elle correspond à une extension en longitude de la détection de particules aux caractéristiques qui ne diffèrent pas de manière évidentes de celles du corne. La détection de ce plasma ailleurs qu'aux environs du midi magnétique, non nécessairement prévue par les différents modèles qui envisageaient l'entrée de plasma le long de la séparatrice, a modifié l'image géométrique qu'on avait de la région. La distinction entre corne et fente n'est faite qu'occasionnellement. Ainsi, Zhou et al. (2000) décrit le corne, sans évoquer la fente, comme une région étendue en longitude quasiment du matin au soir (de 8h à 16h TML). Ce terme, bien que plus juste géométriquement parlant, sera donc peu employé ici. Cette région est la seule qui ne soit pas visible dans le plan méridien midi-minuit. Elle n'est donc pas indiquée sur la figure 1.9. Elle correspond à une extension des cornets dans la direction normale au plan de la figure. Par contre, elle est représentée sur la figure 1.10.

Le manteau Le manteau¹⁶ est une région définie par du plasma typique des cornets polaires mais qui est détecté à plus haute latitude que le cornet, sur des lignes ouvertes dans la queue. La vitesse d'ensemble montre que ce plasma s'éloigne de la Terre. L'explication de ces caractéristiques et du filtre de vitesse observé a été fournie par Haerendel (1974) (pour des commodités linguistiques, la description du manteau est plus accessible dans Rosenbauer et al. (1975)). Il s'agit de plasma des cornets polaires qui a été réfléchi avant d'atteindre les basses altitudes tout en étant convecté dans la direction anti-solaire. La convection des lignes est indépendante de l'énergie des protons au contraire de la hauteur du point miroir des ions. L'effet de temps de vol résultant explique le filtre des vitesses observé. Le manteau est situé à l'intérieur de la magnétopause et est caractéristique des champs interplanétaires sud.

La couche d'entrée Cette couche d'entrée (EL)¹⁷ (Paschmann et al., 1976) correspond à du plasma de la magnétogaine, dont le flot à une direction variable quoique globalement dirigée vers la Terre, à l'intérieur de la magnétopause. Le franchissement de la magnétopause est attribué à des processus de diffusion. On s'accorde pour dire qu'elle est une dense et épaisse couche de plasma du côté soleil des cornets (Paschmann, 1995). Selon Haerendel et al. (1978), la réflexion miroir de ce plasma est à l'origine du manteau. La frontière à basse latitude correspond à une autre couche limite.

Couches limites Les couches limites à basse (LLBL¹⁸) et haute (HLBL) latitudes ne sont initialement pas directement liées aux cornets polaires (Eastman et al., 1976) et probablement alimenté par diffusion (Sckopke et al., 1981) directement depuis les flancs. Un lien avec les cornets fut envisagé (Haerendel et al., 1978; Paschmann, 1995). Il s'agit de plasma de la magnétogaine présent dans la magnétosphère à basse latitude. Etant à la limite de la surface de la magnétosphère (la magnétopause), le plasma aligné devrait passer dans la région des cornets et inversement (Paschmann, 1995).

Dans les cornets, l'utilisation du terme couche limite est fréquente pour indiquer une région de transition des propriétés du plasma entre deux états fixés. Ainsi, à basse latitude, il est fréquent d'observer des lignes de champ sur lesquelles on observe et du plasma d'origine solaire et du plasma de la magnétosphère. Et à haute altitude, entre les lobes et les cornets proprement dits, la couche limite est formée d'un plasma très peu dense.

¹⁶*mantle* en anglais.

¹⁷*entry layer* en anglais.

¹⁸*low latitude boundary layer (LLBL)* en anglais.

1.2.3 Le cornet « extérieur »

Origine Le faible champ magnétique dans les cornets polaires peut créer une indentation de la magnétopause dans cette région (Spreiter and Summers, 1967) illustrée sur la figure 1.3 (à droite). Cette extension de la magnétogaine dans la magnétosphère est la première région à laquelle a été attribuée le terme de cornet (ou *cusp*, Willis (1969)). Parallèlement une zone de plasma soit stagnant soit turbulent a été détectée dans une région visiblement extérieur à la magnétosphère (Haerendel et al., 1978). Suivant le modèle de magnétosphère de Haerendel, il s'agit de la région située à l'extérieure de l'indentation. Entre-temps le terme cornet ayant été repris pour décrire la région allant jusqu'à l'ionosphère (cf. 1.1.2, page 12), cette région fut dénommée *cornet extérieur* auquel le qualificatif stagnant est ajouté lorsque la vitesse de flot y est faible. Celle-ci s'explique par l'indentation de la magnétopause qui offre une sorte de niche pour le plasma de la magnétogaine. L'analogie avec l'écoulement d'un gaz qui rencontre un obstacle explique alors une région de stagnation entourée de tourbillons (Haerendel, 1978).

Apports de Cluster Récemment, par une étude statistique des traversées des cornets effectuées par Cluster, cette indentation n'a pas pu être mise clairement en évidence (Lavraud et al., 2004a). Et la structure de plasma stagnant n'est sans doute pas permanente car son observation est fortement corrélée à un cas de champ interplanétaire nord (Lavraud et al., 2005). L'appellation de cette région comme « extérieure » prête donc quelque peu à confusion car ses frontières avec les lobes et avec les lignes fermées côté jour ne peuvent être clairement caractérisées, alors que la frontière avec la magnétogaine, non stagnante, est nettement visible et correspond peut être à une discontinuité rotationnelle du champ magnétique (Lavraud et al., 2004b).

Une autre interprétation de la région de stagnation qui rende compte de l'orientation du champ est alors nécessaire. Elle fait intervenir la reconnexion de lignes de champ magnétosphériques allant vers la queue avec des lignes de la magnétogaine (Dungey, 1963). La ligne nouvellement ouverte se drape autour de la magnétopause côté jour et sa convection dans la direction solaire est alors très faible ce qui donne au plasma une vitesse d'ensemble faible, comme illustré à la figure 1.6. Dans le cas d'un champ sud, les lignes vont être convectées sans résistance vers la queue. On observera alors une vitesse de flot plus importante (c'est le manteau).

Conclusions Les fonctions de distribution des ions dans le cornet polaire sont celles attendues dans le cas d'une magnétosphère ouverte via la reconnexion magnétique. Les cornets ont des propriétés distinctes des régions voi-

sines — les lobes, la magnétogaine, les lignes fermées côté jour. La frontière entre le cornet, stagnant ou non, et la magnétogaine prend souvent la forme d'une discontinuité rotationnelle du champ magnétique, et ce alors que les transitions entre les régions stagnantes et non stagnantes des cornets ne s'accompagnent pas de discontinuité du champ magnétique. Pour cette raison, je privilégie par la suite le terme cornet distant à cornet extérieur ainsi que cornet stagnant à cornet stagnant extérieur¹⁹.

Les différentes natures du plasma de la magnétogaine qui s'y trouve (des jets, des lignes isotropes, avec du plasma magnétosphérique), suggèrent que les processus de pénétration sont multiples (apparition d'un site reconnexion, ligne déjà ouverte, diffusion). Les études mettent en évidence une structure cohérente des cornets lorsque le champ interplanétaire est stable. Dans le cas contraire, la réponse des cornets à ces fluctuations est rapide et rend pour le moment impossible toute image claire.

1.3 Les ondes dans les cornets polaires

1.3.1 Un large spectre de fréquence

Cette région se caractérise par la présence d'une forte activité autant dans le domaine électromagnétique qu'électrostatique. Le sifflement auroral, de nature électrostatique, fut d'ailleurs le premier type d'ondes détectées dans le cornet polaire, à basse-altitude. Les premières descriptions complètes des ondes UBF dans les cornets sont l'œuvre de Scarf et al. (1972). Et en ce qui concerne les hautes altitudes qui nous concernent plus particulièrement, on peut citer les observations de HEOS et de POLAR avant Cluster.

Les ondes, une caractéristique des cornets D'Angelo et al. (1974) soulignent, lors des premiers passages à plus haute-altitude, la présence d'une fréquente et intense activité UBF dont le spectre suit une loi de puissance. Ils attribuèrent ces fluctuations à l'instabilité de Kelvin-Helmoltz résultant d'un cisaillement des vitesses à la frontière des cornets. Puis avec des mesures plus larges en fréquence, Gurnett and Frank (1978) considèrent l'activité électromagnétique en deçà de la gyrofréquence électronique (cf. fig 1.12), associée à des modes whistler, comme intrinsèque aux cornets, car les autres phénomènes électromagnétiques détectés²⁰ s'observent également dans les régions

¹⁹en anglais *SEC* ou *Stagnant Exterior Cusp*

²⁰Bruit électrostatique large-bande, onde cyclotron électronique électrostatique et des émissions de sifflement auroral en mode whistler.

voisines. Les cornets polaires sont donc le siège d'intenses fluctuations électromagnétiques sur toute la gamme de fréquences d'en deçà de la fréquence de cyclotron ionique, jusqu'à la fréquence cyclotron électronique.

Enjeux Rappelons d'abord que le plasma des cornets, comme dans le reste de la magnétosphère et dans le vent solaire en général, est non collisionnel. Et que le plasma, un gaz de charges électriques en mouvement, est propice à l'apparition de phénomènes électromagnétiques. Il est souvent avancé que ces derniers remplacent les collisions. Les particules peuvent céder de l'énergie par la création d'ondes électromagnétiques, comme par exemples les ondes cyclotrons. Et inversement, les ondes peuvent céder de l'énergie au plasma via des phénomènes de chauffage (amortissement Landau par exemple). Ainsi les ondes sont un candidat naturel pour expliquer une thermalisation du plasma. Les interactions onde-particules sont cependant difficiles à identifier de manière certaine car les corrélations entre les fluctuations de champ et les propriétés des particules sont difficiles à établir.

Origine Lorsque les ondes ont une origine locale, la source doit être visible dans les données : par exemple, un courant ou la reconnexion de lignes de champ. Lorsque l'origine est distante, l'identification de la source est plus complexe. il faut dans ce cas prendre en compte la propagation et les éventuelles perturbations qu'ont subies les ondes. Dans le cas des cornets polaires, une origine locale signifie dans les cornets polaires, et une origine distante correspond à une génération à la magnétopause, voire même dans le vent solaire. L'origine des ondes dans les cornets n'est pas tranchée. Ainsi, Pickett et al. (2001) considère que les ondes ont certainement une origine distante pour la plus grande part alors qu'une étude récente (Sundkvist et al., 2005b) suggère une origine locale.

1.3.2 Les ondes UBF

La gamme UBF On considère ici que la gamme des UBF²¹ couvre les fréquences de ≈ 0.1 Hz à ≈ 10 Hz . C'est typiquement la gamme à laquelle appartient la gyrofréquence des protons (celle-ci est notée f_{ci} par la suite) dans les cornets à moyenne et haute-altitude. Le champ magnétique \mathbf{B}_0 y varie entre quelques nanoteslas et quelques centaines de nanotesla. Donc f_{ci} vaut de quelque centièmes de herz à quelques herz.

²¹UBF pour Ultra-Basse Fréquences, *ULF* ou *Ultra-Low Frequency* en anglais.

Divers modes Les principaux modes qu'on s'attend à trouver dans cette gamme, effet Doppler inclus, sont donc les modes MHD pour les fréquences les plus basses (dans le repère du plasma leurs fréquences restent inférieures à f_{ci} : les modes magnétosoniques, lent et rapide, et le mode d'Alfvén. En plus des modes whistler, des ondes ayant des fréquences proches de la gyrofréquence des protons sont également typiques des cornets. Les modes de Bernstein sont aussi de nature cyclotronique et leurs fréquences sont du type $(n + 1/2)f_{ci}$.

La génération d'ondes UBF provient souvent de l'anisotropie des fonctions de distribution des ions. Par ailleurs, les ondes cyclotrons ioniques tirent leur énergie de la résonance des ions qui tournent autour de la ligne de champ à f_{ci} . Les ions cèdent ainsi de leur énergie pour générer des ondes aux harmoniques de f_{ci} , polarisées gauches. Enfin, les phénomènes de reconnexion magnétique opérant à la magnétopause génèrent des ondes d'Alfvén par la nature rotationnelle de la discontinuité qu'ils entraînent. Ces ondes doivent être observables le long des tubes reconnectés Haerendel et al. (1978). L'identification de modes alfvéniques dans les cornets (comme cela est fait dans la partie 3) est donc suivie par la recherche du lieu de génération de ces ondes.

Identification des modes L'identification d'un mode, mis à part le cas trivial d'une onde monochromatique, peut se faire sans équivoque à partir de sa relation de dispersion, $\omega = f(\mathbf{k})$. Des méthodes de traitement du signal utilisées dans cette thèse permettent d'estimer \mathbf{k} . Mais il reste à estimer correctement la fréquence. Les ondes sont portées par le plasma qui a dans le cas général une vitesse non nulle par rapport à la Terre et elles ont également leur vitesse propre de propagation dans le plasma. Cela induit dans leurs observations un effet Doppler, lié aux propriétés du flot, qui s'ajoute à celui dû au mouvement du satellite. L'effet Doppler place dans le repère de mesure à des mêmes fréquences des ondes qui dans le repère du plasma des fréquences bien distinctes. On parle dans ce cas de modes mélangés. Il est donc important pour identifier les ondes de mesurer leur vecteur d'onde et la vitesse du flot, pour pouvoir corriger l'effet Doppler puis reconstruire la relation de dispersion.

1.3.3 Les ondes UBF dans le corne distant

Principaux résultats Après les travaux novateurs de Scarf et al. (1972), les principales études des ondes UBF dans les cornets polaires proviennent de POLAR comme ceux de Pickett et al. (2001) qui permirent d'identifier une couche limite turbulente, puis de Cluster. Les modes identifiés à partir de la forme d'onde se propagent sans directions privilégiées ni polarisations

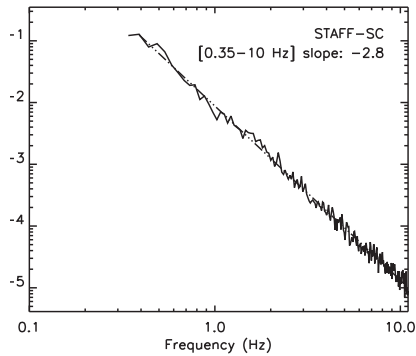


FIG. 1.11 – (à gauche) Exemple d'un spectre obtenu en moyennant des spectres de 20 s sur un pic d'activité magnétique.

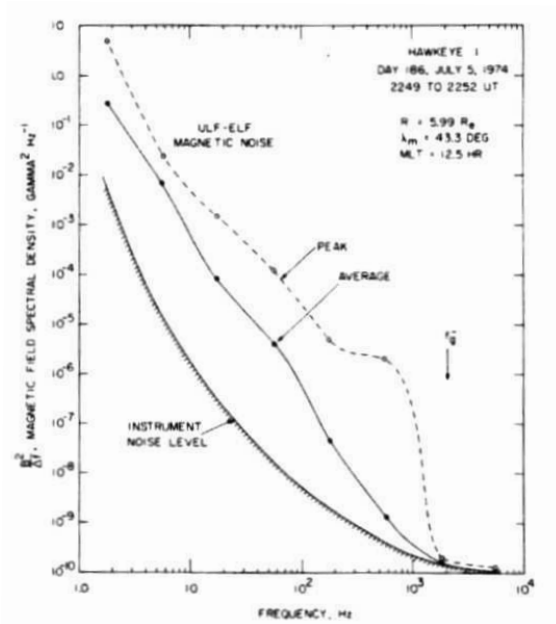


FIG. 1.12 – (à droite) Spectre des fluctuations magnétiques large-échelles obtenu par Gurnett and Frank (1978).

spécifiques (Le et al., 2001). Il est important de noter que certaines polarisations trouvées ne sont pas compatibles avec la théorie : Le et al. (2001); Nykyri et al. (2003) ont identifié des modes polarisés gauche au-dessus de la fréquence cyclotron des ions, sans que la prise en compte de l'effet Doppler ne permette d'expliquer cette observation. Les cornets sont également le siège d'importantes fluctuations alfvéniques (Farrugia et al., 2004). Lesquelles fluctuations forment des vortex selon Sundkvist et al. (2005a).

Les spectres en puissance L'étude de la forme d'onde est complétée par l'étude des spectres en puissance qui représentent la puissance du signal en fonction de la fréquence. D'une manière générale, l'activité magnétique est de type sporadique, ou piquée, et ne privilégie aucune fréquence particulière. Le spectre représenté selon une échelle *log-log* a l'allure d'une droite plus ou moins régulière (cf. figures 1.11 et 1.12). Cela a sans doute plusieurs causes : l'élargissement du spectre dû à l'effet Doppler, nature turbulente des fluctuations et observation simultanée de plusieurs modes. Les pentes dans la gamme UBF sont d'ailleurs de même ordre dans une vaste région couvrant

les cornets polaires (Tsurutani et al., 1998)

L'identification des modes présents dans un tel spectre est loin d'être aisée. En effet, une onde est caractérisée par sa relation de dispersion $\omega = f(\mathbf{k})$ mais il n'est pas évident de passer des mesure en fréquences à celles en nombre d'onde²²; et ce d'autant moins si plusieurs types d'onde sont présentes dans un même intervalle. Pour retrouver cette relation de dispersion, nous utilisons une méthode de traitement du signal multi-satellites, le filtrage en \mathbf{k} , qui permet d'obtenir des informations sur la répartition de la puissance des fluctuations du champ magnétique dans l'espace des \mathbf{k} .

²²Contrairement au vent solaire, où l'effet Doppler domine largement la fréquence de l'onde dans le repère du plasma, ce qui permet d'estimer le vecteur d'onde de l'onde dans la direction du flot, il est dans les cornets impossible de remonter directement aux fréquences naturelles et aux vecteurs d'onde.

Chapitre 2

Instrumentation

2.1 La mission Cluster : Objectifs scientifiques

2.1.1 Généralités

Historique La mission Cluster II constitue avec SOHO la première pierre angulaire du programme *horizon 2000* d'exploration spatiale de l'Agence Spatiale Européenne (ASE). Elle regroupe deux projets initialement distincts : l'un portant sur l'étude des cornets polaires, l'autre sur la magnétopause, le choc et la magnétogaine. Elle a vu le jour grâce à l'effort de la communauté scientifique et au soutien de l'ASE, suite à la destruction de la fusée Ariane 5 qui emportait Cluster I lors de son premier vol de qualification (4 juin 1996). Les satellites de la mission Cluster II (appelée officiellement Cluster) ont été lancés en juillet et août 2000 à l'aide de deux lanceurs Soyouz depuis la base de Baïkonour (Kazakhstan).

Mission multi-satellites L'absence de plusieurs points de mesure simultanés est une gêne récurrente pour l'étude de la magnétosphère qui est sujette à des variations dans le temps et dans l'espace. Outre les réseaux au sol, les premières missions à deux satellites (ISEE 1 et 2 pour l'étude de la magnétopause, AMPTE), ou les utilisations de conjonctions de satellites (par exemple, POLAR et Interball dans les cornets (Savin et al., 1998)) ont montré que plusieurs points de mesure étaient effectivement utiles mais que deux étaient encore insuffisant.

Cluster a été conçue pour étudier la nature des frontières que sont la magnétopause et le choc. Les enjeux sont de comprendre comment s'opèrent les transferts de masse, d'énergie et d'impulsion. Les processus physiques en jeu interviennent aux petites échelles et leur structure, tridimensionnelle, est méconnue. Pour cela, l'utilisation d'un minimum de quatre points de mesure

permet de séparer en partie les effets spatiaux des effets temporels, d'estimer les densités de courant, les vecteurs d'onde et la géométrie des frontières.

Les satellites de Cluster sont dénommés Rumba, Salsa, Samba et Tango ; cependant, ils sont plus souvent mentionnés par l'expression *satellite i*, où *i* indique l'indice pris dans l'ordre alphabétique (comme énoncé ci-dessus). Les données de chacun d'entre eux lorsqu'elles sont superposées sur un même graphique, sont identifiées par une couleur propre, à savoir respectivement noir, rouge, vert et bleu (cf. fig. 2.1 pour voir un exemple). Ce code est connu sous le nom de BRGB (de l'anglais *Black-Red-Green-Blue*).

Etude des cornets — Précédentes missions Les observations satellitaires des cornets polaires qui ont donné lieu à des publications sont issues des missions suivantes ¹ : Hawkeye (e.g. Gurnett and Frank (1978)), Ogo (e.g. Bahnsen et al. (1975)), Viking (e.g. Lundin et al. (2001)), Isis (e.g. Ondoh (2001)), Injun (e.g. Gurnett and O'Brien (1964)), Interball (e.g. Savin et al. (2002)), Prognoz (e.g. Błęcki et al. (1999)), Magion (e.g. Němeček et al. (2003)), Polar (e.g. Le et al. (2001)), DMSP (e.g. Morley and Lockwood (2003)), HEOS (e.g. Dunlop et al. (2000)), IMAGE (e.g. Cerisier et al. (2005)). Les cornets sont également étudiés depuis le sol à partir de leur signature ionosphérique. Le réseau d'observations SuperDARN est l'un des plus complets. Cela permet des études confrontant les données sol et satellite (Marchaudon et al., 2004). La partie haute altitude était la moins étudiée, car sa traversée nécessite une orbite particulière (on peut en voir un exemple sur la figure 1.1, page 12) : polaire plus qu'équatoriale et proche du midi magnétique. Cette région est importante pour trancher entre les modèles ouvert et fermé de la magnétopause.

2.1.2 Trajectoire de Cluster

Orbite La période de rotation autour de la Terre est de $57 h$ environ sur une orbite polaire elliptique ayant un périégée à $4 R_T$ et un apogée à $19.6 R_T$. La période idoine pour sonder les cornets distants s'étend sur les mois de février et mars lorsque la trajectoire est quasiment contenue dans le plan méridien magnétique midi-minuit comme illustré par la figure 2.1 qui présente les orbites du 1^{er} mars 2003 (cadre de gauche) et du 23 mars 2002 (cadre de droite) tracées dans les plans de coupe du repère GSM ainsi qu'en perspective. L'éloignement des satellites par rapport à l'origine du repère géocentré est

¹Certains programmes (par exemple Ogo, Imp ou Injun) ont eu plusieurs satellites lancés successivement. DMSP étant sans doute le plus étendu dans le temps : la NASA a déjà envoyé dans le cadre de cette mission une quinzaine de satellites depuis le milieu des années soixante.

tracé sur les graphiques du bas. La première différence notable concerne les couleurs : sur celle de gauche on voit quatre orbites (correspondantes aux satellites selon le code BRGB) alors qu'il ne semble en figurer qu'une seule (en bleu) le 23 mars. Il y a eu un changement de configuration de la flotte entre les deux dates : la séparation était minimale au printemps de 2002, la résolution de la figure ne permet pas de séparer les quatre orbites. Les croix rouges sur chacun des plans indiquent la projection de la position moyenne de la région étudiée située à ² ($X \approx 6 R_E, Y \approx 0 R_E, Z \approx \pm 8 R_E$)_{GSM}. Cette position est cependant très variable et est notamment fonction de l'activité solaire. Les orbites passent bien par les cornets distants à ces deux dates.

On peut aussi remarquer une rotation de l'orbite dans le plan $(XY)_{GSM}$ entre ces deux dates qui traduit une rotation autour de l'axe magnétique. C'est la conséquence de la révolution annuelle de la Terre autour du Soleil qui s'accompagne de celle des méridiens magnétiques et donc des régions de la magnétosphère. Ainsi, l'apogée de Cluster se situe dans le vent solaire en février (cf. fig. 2.1, *gauche*) et dans la queue en août (cf. fig. 2.2, *droite*). Les cornets polaires sont eux scrutés de fin décembre à début mai. Les flèches sur les dessins de trajectoires indiquent la fin de l'orbite et le sens de parcours : le cornet nord est donc sondé depuis les lobes vers la magnétogaine (parfois en passant par le côté jour de la magnétosphère) et inversement pour le cornet sud. Les orbites de la figure 2.2, présentées de la même manière que celles de la figure 2.1 ne sont pas propices pour traverser la région qui nous intéresse : au 1^{er} juillet les satellites passent difficilement du côté $X > 0$ alors que le 1^{er} septembre (une demi-révolution par rapport à la première orbite de la fig. 2.2) les satellites peuvent croiser les cornets polaires, mais à plus basse altitude. Enfin, le choix des cornets comme un objectif de la mission a imposé une orbite plus polaire qu'équatoriale. Cela rend improbable l'étude de la magnétopause dans sa région subsolaire, manque qui devrait être comblé avec une mission multi-satellites à venir de la NASA : MMS.

Vol en formation Les positions relatives des vaisseaux Cluster définissent un tétraèdre. Les formes prises par celui-ci en fonction de l'élongation et de la planarité de l'ellipsoïde défini par la structure tridimensionnelle formée par quatre points forment cinq grandes familles (Robert et al., 1998b) dont les noms évocateurs de la géométrie du tétraèdre ont été directement traduits de l'anglais : crêpe, cigare, pomme de terre, lame de couteau ou pseudo-sphère³.

²Ce choix est cohérent avec les résultats de l'étude statistique menée par Lavraud et al. (2004a).

³respectivement *pancake*, *cigare*, *potatoe*, *knife blade* et *pseudo-sphere* pour la version originale.

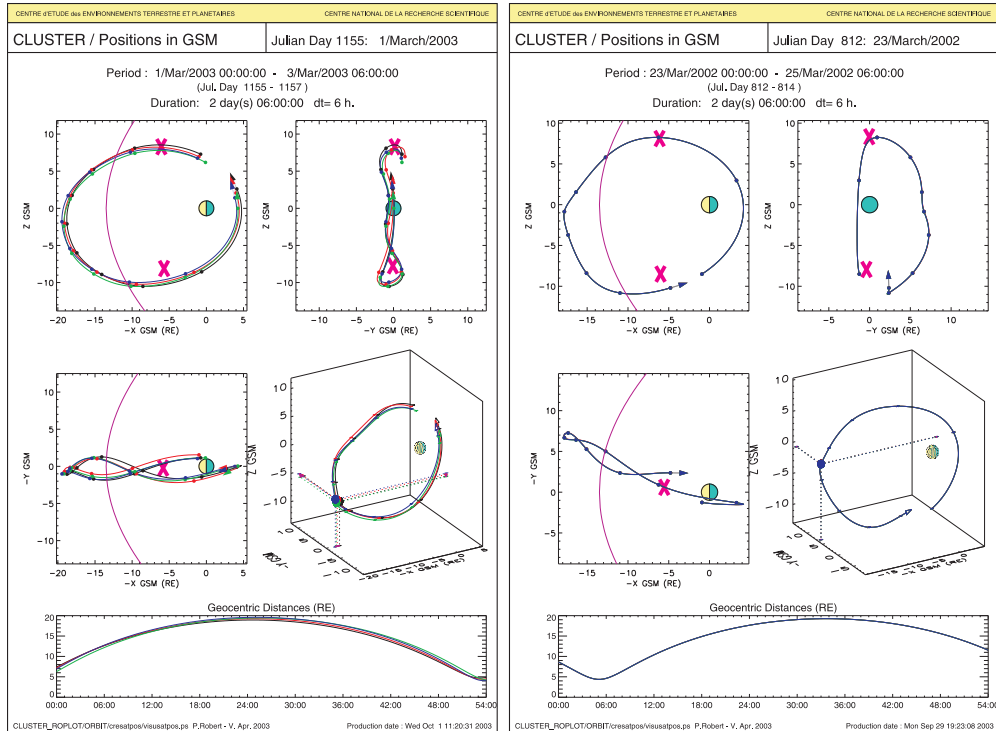


FIG. 2.1 – Orbites du 1^{er} mars 2003 (cadre de gauche) et du 23 mars 2002 (cadre de droite) obtenues à partir de programmes de P. Robert, CETP. Les positions sont indiquées par des cercles toutes les 6 heures dans les trois plans de coupe du repère GSM ainsi qu’en perspective. Les évolutions des distances Terre-satellites sont tracées en bas de chacun des cadres. La projection de la partie haute des cornets nord et sud est indiquée par des croix rouges. Les couleurs correspondent aux satellites suivant le code BRGB.

Le tétraèdre régulier dont la famille la plus proche est celle des pseudo-sphères, est de manière générale la structure la plus adaptée pour les études physiques (mesure de gradients, filtrage en $\mathbf{k} \dots$) à l’aide de quatre points de mesure⁴. Or, la structure spatiale ne peut se conserver au cours des orbites et même au cours d’une orbite sur l’autre sauf à consommer du carburant. Il a donc été décidé que la partie haute des cornets serait traversée par un tétraèdre régulier lors des mois de février-mars en 2002 (séparation intersatellitaire minimale de la mission, de 100 km) et 2004 (séparation de 200 km). Ce tétraèdre est reproduit deux fois par orbite, une fois dans chaque héli-

⁴Il existe bien sûr d’autres possibilités : pour l’étude d’une structure plane comme la nappe de courant ou encore pour l’étude du déplacement d’une frontière qui nécessitent que les quatre satellites se suivent.

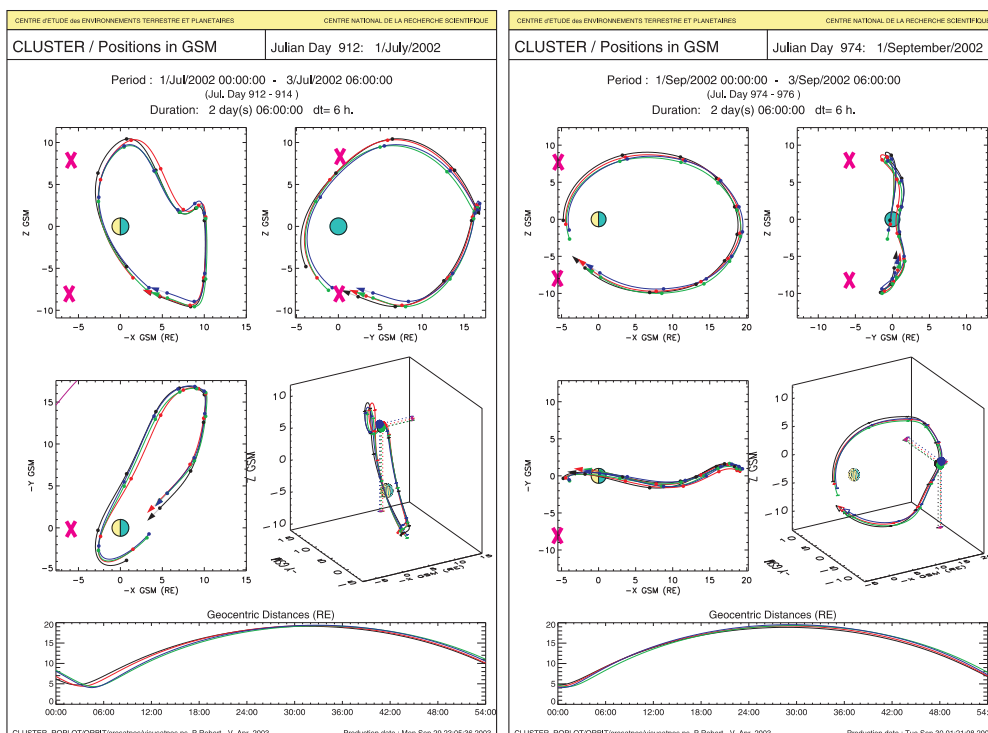


FIG. 2.2 – Orbits du 1^{er} juillet 2002 (cadre de gauche) et du 1^{er} septembre 2002 (cadre de droite). La représentation est identique à celle de la figure 2.1

sphère. Pour économiser le carburant, la configuration rapprochée n'a pas été maintenue ni reproduite depuis lors ; l'écartement entre les satellites augmente progressivement et les orbites se modifient quelque peu (effet de la précession) ce qui donne l'opportunité de traverser des régions nouvelles d'ici à la fin de la mission qui a été prolongée jusqu'à la fin de l'année 2009.

2.2 La mission Cluster : Instruments

2.2.1 Présentation générale

La plateforme de chaque satellite avait une masse initiale de 1200 kg (dont 650 kg de carburant et 71 kg d'équipements scientifiques). Repliés, ils sont de forme cylindrique (2.90 m de diamètre sur 1.20 m de haut). En opération, la plateforme a une période de rotation de 4 s autour de l'axe du cylindre. Les quatre satellites sont équipés d'une instrumentation identique. Après une description rapide de l'ensemble des équipements scientifiques, les instruments utilisés pour les études sont détaillés. Commençons par les cinq expériences

ondes qui sont regroupées dans le consortium **WEC** (de l'anglais *Wave Experiment Consortium*) (Pedersen et al., 1997) :

- **DWP** (de l'anglais *Digital Wave Processing experiment*), Woolliscroft et al. (1997) : Assure l'interface du WEC avec le satellite et les instruments particules, la gestion des télécommandes, la mise en forme de la télémessure dont la compression des données ondes et le déclenchement soit du mode normal soit du mode « super ».
- **EFW** (de l'anglais *Electric Field and Wave experiment*), Gustafsson et al. (2001) : Comprend des capteurs pour la mesure du champ électrique continu et de ses fluctuations (jusqu'à ≈ 500 kHz) dans le plan de rotation. Mesure des fluctuations de densité.
- **STAFF** (de l'anglais *Spatio-Temporal Analysis of Field Fluctuations*), Cornilleau-Wehrin et al. (2003) : Capteur tri-axial des fluctuations magnétiques (bande-passante de 4 kHz). Analyseur de spectres.
- **WBD** (de l'anglais *Wide-Band plasma wave*), Gurnett et al. (2001) : Mesure d'une composante de la forme d'onde des champs électriques et magnétiques sur une partie de la gamme 25 Hz-577 kHz.
- **WHISPER** (de l'anglais *Wave of High frequency and Sounder for Probing of Electron density by Relaxation*), Décréau et al. (2001) : Utilisation d'une sonde dans la gamme 2-80 kHz pour mesurer les fluctuations électriques. Cela ouvre l'accès aux densités des régions traversées via la mesure de la fréquence plasma.

Les autres instruments sont :

- **ASPOC** (de l'anglais *Active Spacecraft Potential Control*) Torkar et al. (2001) : contrôle du potentiel du satellite. Important en vue d'assurer le bon fonctionnement d'autres expériences, comme la mesure de la composante froide du plasma.
- **CIS** (de l'anglais *Cluster Ion Spectrometry experiment*) Rème et al. (2001) : mesure des différents moments de la fonction de distribution des ions et de la composition du plasma au plus précis dans la gamme 15 eV-40 keV.
- **EDI** (de l'anglais *Electron Drift Instrument*) Paschmann et al. (2001) : mesure du champ électrique et du gradient perpendiculaire du champ magnétique à l'aide de la déviation d'un faisceau-test d'électrons.
- **FGM** (de l'anglais *Flux Gate Magnetometer*) : mesure du champ magnétique continu (Balogh et al., 2001).
- **PEACE** (de l'anglais *Plasma Electron And Current Experiment*) Johnstone et al. (1997) : mesure de la fonction de distribution des électrons dans la gamme 0,59 eV - 26,4 keV.
- **RAPID** (de l'anglais *Research with Adaptive Particle Imaging Detectors*) Wilken et al. (2001) : mesure des distributions des électrons,

protons et ions plus lourds de 20 keV jusqu'à 1500 keV.

Après cette présentation générale, les propriétés des instruments dont les données sont utilisées par la suite sont détaillées.

2.2.2 Le champ magnétique continu : FGM

La mesure du champ magnétique continu, à l'aide d'un magnétomètre, est primordiale pour les missions magnétosphériques car on reconnaît dans son évolution au cours d'une orbite chaque région traversée. En plus, il permet de restituer les observations dans leur contexte. Par exemple, cela permet de projeter les grandeurs vectorielles suivant les directions parallèle et perpendiculaire au champ magnétique. C'est tellement fréquent qu'on ne précise pas toujours *par rapport au champ magnétique*. Cette convention d'usage est également courante pour les indices des grandeurs étudiées : *perp* ou \perp et *par* ou \parallel sans autre précision sont à considérer par rapport au champ magnétique.

Cet instrument procure également un autre moyen de mesurer les fluctuations magnétiques, notamment en dessous de 0.35 Hz où STAFF (cf. ci-après) ne permet plus de bonnes mesures, par contre le niveau de bruit à plus haute-fréquence est généralement plus élevé que celui de STAFF ce qui limite pratiquement son utilisation à la mesure des fluctuations de fréquence inférieure à 4-5 Hz. Le produit le plus courant est le champ magnétique continu échantillonné à 4 s. Les données haute-résolution sont échantillonnées à 22.5 Hz.

2.2.3 Les fluctuations magnétiques : instrument STAFF

Propriétés des search-coils

Le capteur de STAFF est un magnétomètre tri-axial à contre-réaction de flux. La contre-réaction, obtenue par un double bobinage, stabilise la fonction de transfert en l'aplanissant autour de la fréquence de résonance. La figure 2.3 présente le tracé entre 0.1 Hz et 4 kHz de la fonction de transfert d'un barreau magnétique⁵ de l'instrument. Celle-ci croît à peu près linéairement jusqu'à 100 Hz à partir d'une valeur de -60 dB. Puis elle est plate et commence à baisser légèrement à partir de 2 kHz. L'effet de la contre-réaction est particulièrement visible entre ces deux fréquences. La gamme d'exploitation retenue est celle qui correspond au tracé de la figure (courbe bleue). Cette dernière a été obtenue lors de la calibration de l'antenne et elle permet la conversion du signal reçu en grandeur physique.

La figure 2.4 présente la comparaison des sensibilités de l'instrument STAFF estimées à partir des mesures au sol et en vol. La sensibilité est

⁵ou *search coil*, en anglais.

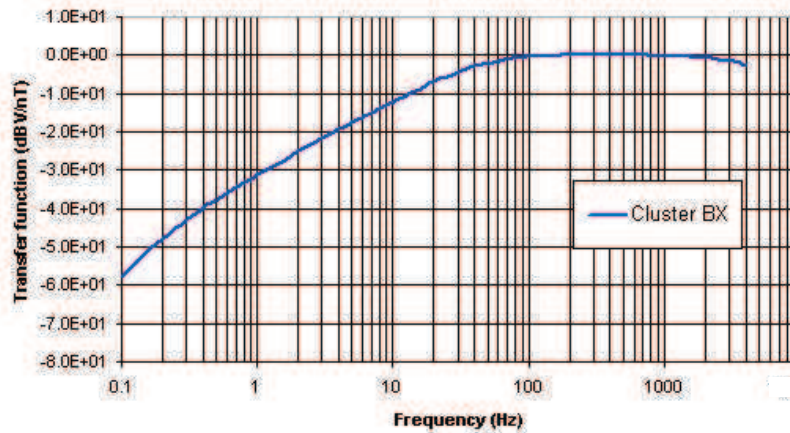


FIG. 2.3 – Fonction de transfert d’un des barreaux du capteur de l’instrument STAFF. La fonction de transfert (échelle linéaire en dB V/nT) est représentée en fonction de la fréquence (échelle logarithmique en Hz).

en général inchangée voire meilleure en vol (par exemple, entre 10 et 50 Hz). On note des dégradations vers 70, 140 et 900 Hz qui sont dues à des interférences locales et avec DWP. Dans la partie basse fréquence (0.35–10 Hz) la sensibilité varie de $2 \cdot 10^{-2}$ à $4 \cdot 10^{-4} \text{ nTHz}^{-\frac{1}{2}}$, soit $4 \cdot 10^{-4}$ à $1.6 \cdot 10^{-7} \text{ nT}^2/\text{Hz}$

Afin d’éviter les perturbations liées au bruit électromagnétique du satellite, les antennes sont placées au bout d’un bras doublement articulé⁶. La figure 2.2.3 présente une photographie d’un satellite de Cluster I sur laquelle on aperçoit le boîtier des antennes magnétiques (emplacement indiqué par une flèche blanche).

Les signaux des trois antennes sont intégrés avec ceux des deux antennes électriques (cf. 2.2.4, page 43 pour une description des capteurs électriques) afin de générer deux produits à bord : d’une part la forme d’onde du signal complet (données dites de STAFF-SC pour la partie magnétique) — 3 composantes magnétiques et 2 composantes électriques — à basses fréquences (la limite d’échantillonnage maximale est de 25 ou 450 Hz suivant le mode de fonctionnement du satellite) et d’autre part, pour les hautes fréquences, la matrice spectrale des 5 composantes disponibles correspondant aux données dites de STAFF-SA.

⁶Le satellite équatorial de la mission *Double Star* comportait le modèle de recharge de STAFF. Le bras ne s’est pas ouvert ; en conséquence, l’activité électromagnétique du satellite, malgré tous les efforts de post-traitement, dégrade les données.

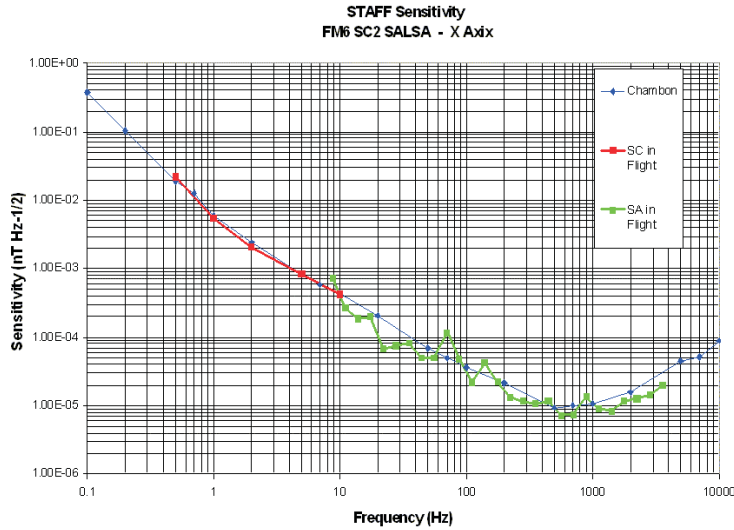


FIG. 2.4 – Courbe de sensibilité de STAFF : en bleu, mesures au sol ; en rouge mesure en vol de la partie STAFF-SC ; en vert : mesure en vol de la partie STAFF-SA. Remarque : le niveau du bruit instrumental de la puissance spectrale (nT^2/Hz) à une fréquence donnée est le carré de cette courbe.

Forme d'onde : passage en grandeur physique

La partie basse fréquence du signal (25 Hz en mode NBR (*Normal Bit Rate*) ou à 450 Hz en mode HBR (*High Bit Rate*) est convertie au sol de volts en teslas. L'explication du traitement des données va se faire à l'aide des figures 2.6 et 2.7 qui présentent chacune deux des quatre étapes successives du traitement de données via les procédures ROPROC développées au CETP par P. Robert.

- **Étape 1** : Données issues de la télémétrie.
- **Étape 2** : Soustraction du champ continu
- **Étape 3** : Données calibrées
- **Étape 4** : Données calibrées dans le repère fixe SR2 (cf. annexe A, page 133)

Le champ continu La principale difficulté réside dans le traitement des effets du champ continu. La période de rotation du satellite⁷ d'environ 4 s introduit dans le signal mesuré les variations du champ continu dans le plan de rotation. Ces dernières apparaissent dans le signal autour de la fréquence

⁷La rotation de la plateforme est nécessaire aux détecteurs de particule pour accéder aux fonctions de distribution complètes.

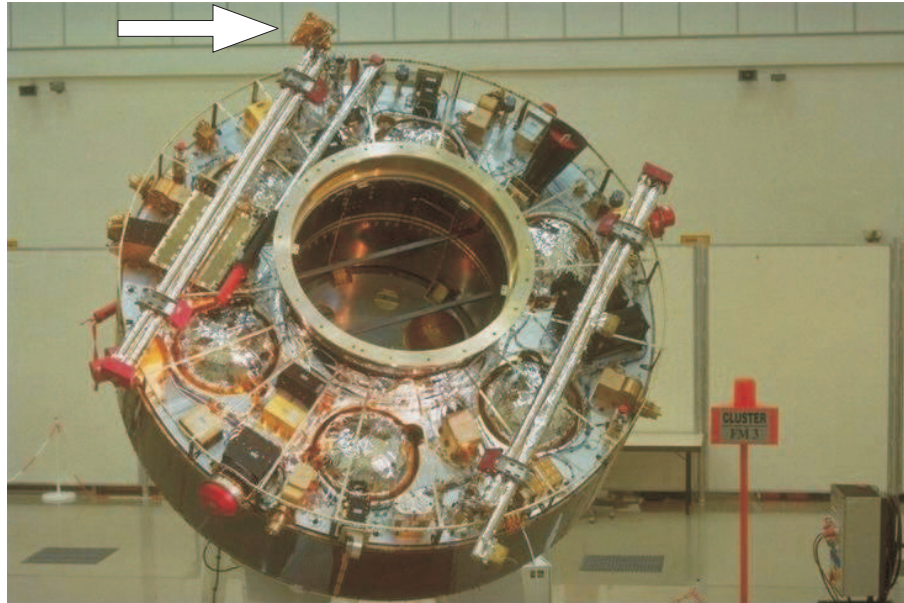


FIG. 2.5 – Photographie d’un satellite Cluster présentant une partie de l’équipement scientifique (crédits ESA). La flèche blanche montre le boîtier des antennes magnétiques de l’instrument STAFF. Le bras doublement articulé qui les porte est replié. A titre indicatif d’échelle, le diamètre du satellite est de 2.90 m.

$f_S = 0.25 \text{ Hz}$ c’est-à-dire dans la partie basse de la gamme des fréquences accessibles, la limite inférieure de la fonction de transfert étant $f_C \approx 0.1 \text{ Hz}$. La perturbation se voit donc sur les composantes contenues dans le plan de rotation sous la forme d’une sinusoïde dont l’amplitude est liée à l’intensité du champ continu (cf. panneau de gauche de la figure 2.6, sur les composantes y et z). L’amplitude de la composante x y est nettement plus faible. Le champ continu est retiré lors du passage à l’étape 2 (panneau de droite). Pour ce faire, chaque composante a été approchée par une sinusoïde moyenne dont les caractéristiques sont l’amplitude et la phase. Cette méthode nécessite d’avoir bien identifié le continu, donc de traiter les données sur une ou deux rotations du satellite. Les effets du champ continu sont encore visibles (oscillation d’une période de 4 s sur les courbes y et z , mais l’amplitude a diminué et les fluctuations du champ sont maintenant visibles).

Il existe maintenant une seconde méthode qui consiste à lisser la forme d’onde en deçà d’une fréquence f_{lissage} supérieure à f_S (on perd alors toutes les informations relatives aux fréquences inférieures à f_{lissage}). Son avantage est de ne pas être sensible à une variation du champ continu pendant l’intervalle d’étude (utile donc pour les intervalles très courts — le continu est alors mal défini dans les données STAFF — ou très long — continu variable).

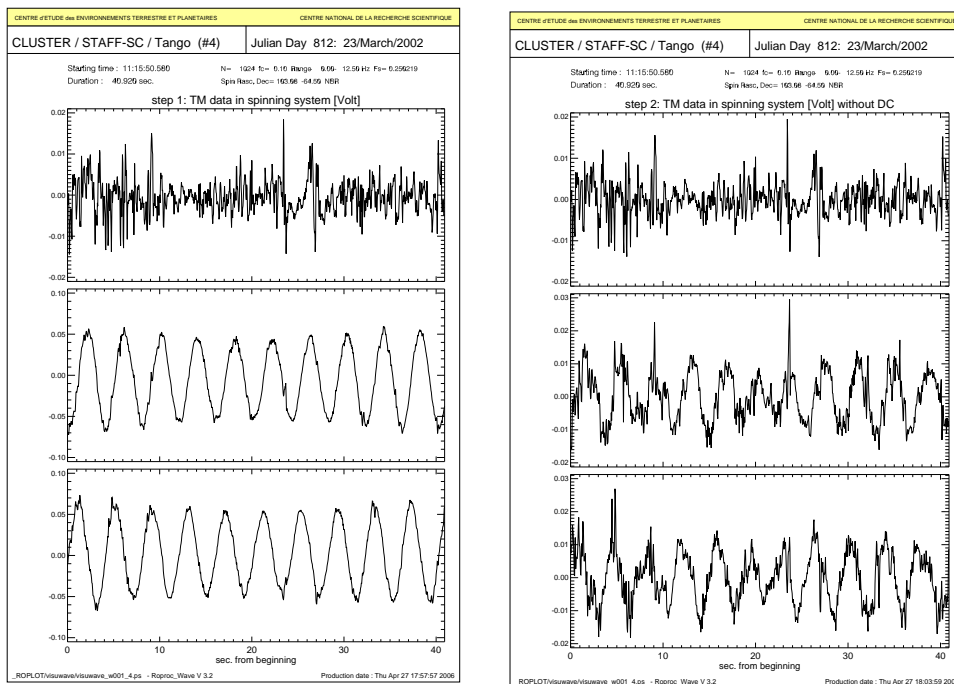


FIG. 2.6 – Résultats des 2 premières opérations des ROPROC pour la conversion du signal de télémétrie en forme d'onde des fluctuations magnétiques. A gauche, données brutes de la télémétrie. A droite, le continu a été retiré. Le repère est celui de l'instrument STAFF (cf. annexe A, page 133), avec de haut en bas les composantes x , y et z .

Calibration Il est nécessaire de retirer le champ continu avant la calibration : la fonction de transfert non plate autour de la fréquence de rotation, va distordre la sinusoïde et il sera plus difficile de retirer alors les influences du champ continu. La calibration en elle même ne pose pas de difficultés : il suffit d'une transformée de Fourier, après apodisation, une division par le gain des antennes puis de repasser en l'espace temporel. Son résultat, avec en plus un changement du repère des mesures vers le repère SR, correspond au panneau de gauche de la figure 2.7. Le changement de repère, revient à une permutation circulaire qui fait coïncider l'axe de rotation de la plate-forme avec l'axe z du nouveau repère. La période de 4 s est encore nettement visible sur les composante x et y . Cela s'explique car la période est assez calme (la fluctuation maximale sur la composante non affectée (z) a une amplitude de 1 nT ce qui est faible).

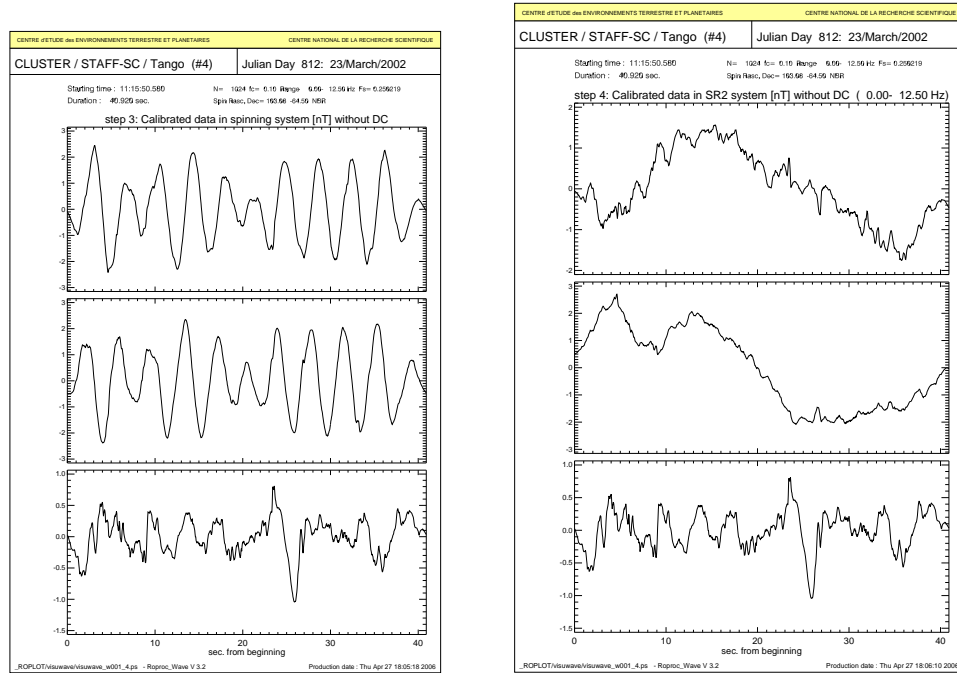


FIG. 2.7 – Résultats des 2 dernières opérations des ROPROC pour convertir le signal de la télémétrie en forme d’onde magnétique. Les données sont calibrées et elles sont présentées dans le repère tournant SR (à gauche) et dans le repère fixe SR2 (à droite), avec de haut en bas, B_x , B_y et B_z . Pour une description de ces repères, cf. annexe A.

Fréquences accessibles Les données correspondent maintenant à la grandeur physique des fluctuations magnétiques. Elles sont encore dans le repère tournant lié au satellite. Les données peuvent être passées dans le repère fixe SR2, lié au satellite et présenté en annexe A, par une rotation dont l’ajustement de phase est donnée par le pulse solaire (le résultat est montré sur le panneau droit de la figure 2.7). Elle se traduit à par un décalage en fréquence de f_S . La limitation due à la fonction de transfert est donc décalée de f_C à $f_C + f_S$. La gamme de fréquence observable débute donc à 0.35 Hz.

Les puissances spectrales : STAFF-SA

Le second produit de l’instrument STAFF est la puissance spectrale des fluctuations calculée à bord dans trois bandes d’énergie. Le traitement consiste à corriger les données de la rotation de la plate-forme, la détermination des coefficients de Fourier et le calcul des matrices de corrélation. Les gammes de fréquence sont :

- Bande A : 8-64 Hz
- Bande B : 64-512 Hz
- Bande C : 512-4000 Hz

Par exemple, dans la bande A, le spectre est calculé sur 27 fréquences distribuées de manière logarithmique dans l'intervalle 8Hz-64kHz. L'acquisition des fluctuations électriques dans ces mêmes gammes permet en plus d'obtenir le vecteur de Poynting. Ces données ne servent pas dans la suite; c'est pourquoi cette présentation reste succincte.

Le problème du *despin* sous ISDAT

Ces opérations relativement complexes correspondent ce qu'on appelle communément le *despin* (ou passage en repère fixe). Ayant à ma disposition deux procédures effectuant cette opération, d'une part le logiciel ISDAT développé pour l'exploitation commune des données du consortium WEC, et d'autre part les procédures ROPROC (développées par P. Robert, CETP), j'ai tout d'abord comparé les résultats provenant de ces deux chaînes. Cela fut nécessaire après que mes premières études, menées à l'aide de ISDAT, ont fait apparaître l'obligation d'utiliser une chaîne alternative.

La figure 2.8 présente les spectres obtenus par ISDAT avant et après le passage dans un repère fixe, sur une durée de 5 minutes et 30 secondes. La composante suivant l'axe de rotation du satellite est en bleue sur les deux courbes. Après traitement (cadre de droite), un pic principal vers 9 Hz et des pics secondaires proches de 6.5, 11 et 12 Hz apparaissent sur les deux autres composantes. Ces valeurs sont éloignées de la gyrofréquence des protons ou de toute autre fréquence caractéristique du plasma et elles sont indépendantes de l'intervalle d'étude. L'importance du pic sur une longue durée montre l'insensibilité du phénomène aux différentes conditions traversées. Je tiens à souligner ici que cet intervalle a été choisi au hasard (dans une traversée étudiée par la suite) et qu'on retrouve cette caractéristique sur d'autres fenêtres montrées en annexe B, page 137. Ces pics sont donc des artefacts qui rendent inutilisable l'opération de *despin* sous ISDAT. L'équipe suédoise responsable de cette partie de ISDAT à laquelle ces observations ont été transmises, n'a pas pu fournir de réponse ni apporter de correctif. Le passage en grandeur physique et en repère fixe des données STAFF a donc été effectué par la suite via les procédures ROPROC.

2.2.4 Les fluctuations électriques : instrument EFW

Cet instrument est composé de 4 câbles de 50 m de long situés dans le plan de rotation du satellite et au bout desquels sont accrochées des sphères

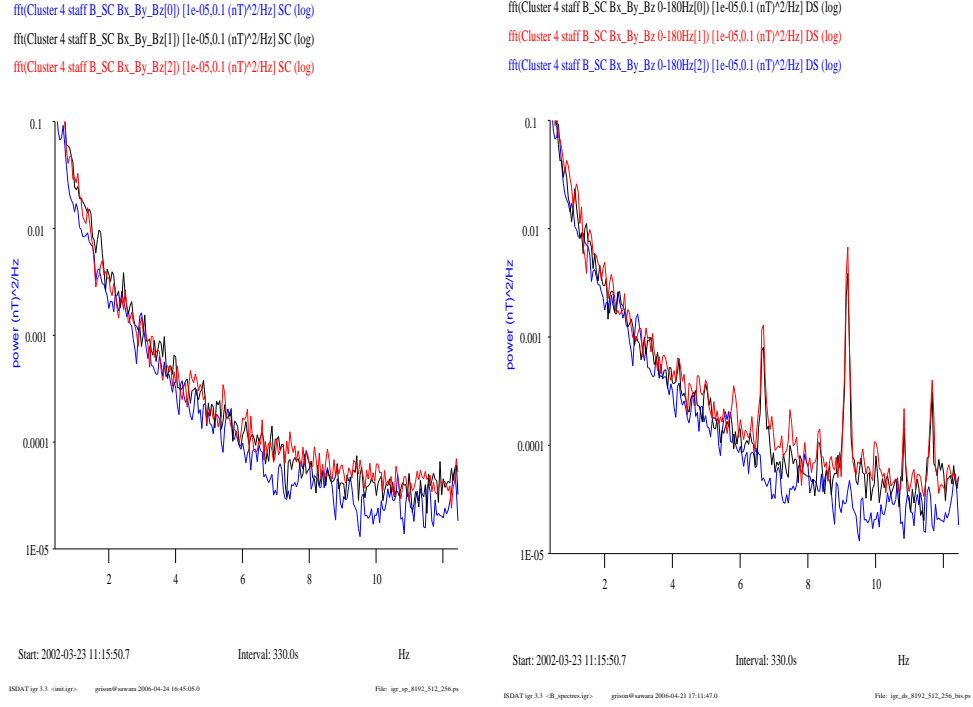


FIG. 2.8 – Spectres de données STAFF obtenue par le logiciel ISDAT. Le graphe de gauche est obtenu dans le repère tournant, celui de droite est obtenu dans le repère fixe. L’axe des abscisses débutent à 0.35 Hz afin de masquer la puissance du champ continu (vu vers 0.25 Hz) visible dans le repère tournant. Les spectres sont la moyenne de FFT de 512 points. Pour se convaincre, on peut les comparer aux spectres obtenus sur la même période avec les ROPROC (cf. annexe B, page 137).

conductrices. L’ensemble constitue deux paires de dipôles électriques et orthogonaux et quatre sondes de langmuir. Il donne accès aux fluctuations du champ électrique et à la densité thermique du plasma. Le fait d’avoir deux composantes seulement est généralement compensé par l’hypothèse $E_{par} = 0$. On peut remarquer que le problème du *despin* existe aussi avec cet instrument. Cependant le champ continu est plus faible. La synchronisation des mesures est assurée entre les instruments STAFF et EFW.

2.2.5 Les ions observés par CIS

L’expérience CIS est composée de HIA et CODIF. CODIF permet de discriminer les propriétés des ions suivant leur masse alors que HIA qui a une meilleure résolution angulaire, ne différencie pas les différentes espèces ioniques. La fonction de distribution 3D des vitesses est mesurée sur une

période de rotation, alors qu'elle est accessible en $2D$ toutes les 62.5 ms. On moyenne en général les fonctions de distribution sur 3 périodes soit environ 12 s. A partir de cette distribution, on remonte aux différents moments : la vitesse, la densité et la température du flot des protons. HIA possède une très bonne résolution angulaire (5.625°) ce qui permet de mesurer le flux précisément par rapport au champ magnétique et ainsi d'avoir la distribution des ions en fonction de leur angle attaque (en anglais, *pitch angle*). Les gammes d'énergie sont réparties de manière logarithmique entre 5 eV et 32 KeV. Les produits les plus utilisés par la suite sont les moments de la fonction de distribution, le flux temporel des ions suivant leur énergie et ce même flux selon l'angle d'attaque.

2.2.6 Les électrons vus par PEACE

L'expérience permet de mesurer la fonction de distribution des électrons. On définit trois domaines angulaires : alignés avec B , anti-alignés avec B et perpendiculaires à B . Les gammes d'énergie couvrent à peu près le domaine [5 eV, 4 keV]. Les produits les plus utilisés sont les spectrogrammes du flux en fonction de l'énergie selon les trois directions, la forme de la fonction de distribution et la température électronique.

2.3 Les propriétés du vent solaire vues par ACE

2.3.1 Instrumentation ACE

Le satellite *Advanced Composition Explorer (ACE)* orbite dans le milieu interplanétaire au point de Lagrange L1 qui est situé sur l'axe Terre-Soleil, entre les deux astres, à une distance d'environ 1.5 millions de kilomètres de la Terre. Situé dans le vent solaire, ACE renseigne sur les propriétés de ce dernier et mesure le champ magnétique interplanétaire (IMF). L'instrument MAG mesure le champ magnétique. SWEFAM mesure la vitesse du flot, la densité de protons, le rapport des protons aux ions Hélium et la température radiale des protons. Et EPAM mesure le flux des protons dans une gamme d'énergie, le flux des électrons dans deux gammes d'énergie et le flux des ions dans quatre gammes d'énergie.

2.3.2 Calage des données ACE et Cluster

Le satellite ACE fonctionne pendant la mission Cluster. L'intérêt de coupler les données des deux est d'obtenir une information sur les propriétés du

vent solaire au voisinage de la magnétopause lorsque Cluster est situé dans la magnétosphère ; les propriétés des cornets sont par exemple différentes suivant l'orientation de l'IMF. Le principe est simple : en supposant que le vent solaire se propage en ligne droite entre le point L1 et la Terre, les données mesurées à un instant t_0 par ACE renseignent sur l'IMF au voisinage de la magnétosphère à un instant $t_0 + \delta t$ où δt est le temps mis par le vent solaire pour atteindre la Terre.

La prédiction des conditions du vent solaire et du champ magnétique interplanétaire gelé nécessite alors simplement la connaissance de la vitesse du vent solaire puisque la distance est connue. Le temps moyen mis par le plasma pour aller de ACE à la magnétopause est donc :

$$\delta t_{moy} = dist_{moy}/vit_{moy} \quad (2.1)$$

Soit :

$$\delta t_{moy} = 1.5 \cdot 10^6 / 450 = 3300 \text{ s} \quad (2.2)$$

Ou en minute :

$$\delta t_{moy} = 55 \text{ min} \quad (2.3)$$

Décaler les données de ACE d'une heure (ou 55 minutes) permet donc d'avoir une première estimation. Pour affiner, on regarde la vitesse du vent solaire sur la période étudiée. Puis, on calcule un décalage par période de vitesse à peu près constante. Dans la partie haute altitude des cornets polaires, les satellites sont dans la magnétogaine juste avant ou juste après. On peut donc également caler les données en faisant coïncider les rotations des champs magnétiques mesurées par le satellite ACE à celles mesurées par FGM sur un satellite Cluster lorsque ce dernier est dans la magnétogaine.

Bien que l'estimation du décalage temporel soit complexe (le vent solaire a une trajectoire en spirale et non en ligne droite à l'origine d'une incertitude (Russell et al., 1980)) et soumis à de grandes variabilités de la vitesse, le décalage des données dans le temps donne souvent de bons résultats (Vontrat-Reberac et al. (2003), par exemple). D'une manière générale, elle est insuffisante pour une prédiction précise de tous évènements magnétosphériques (Weimer et al., 2003; Weimer, 2004).

Chapitre 3

Traversée du cornet polaire par Cluster le 23 mars 2002

Ce chapitre traite d'une étude de cas de traversée du cornet polaire de l'hémisphère nord par les satellites Cluster. On y retrouve les propriétés typiques des cornets comme la dispersion temps-latitude des ions, la dépendance aux propriétés du vent solaire, le plasma stagnant ou encore la présence d'ondes électromagnétiques. L'étude détaillée multi-instruments permet de tisser des liens entre ces observations et l'utilisation de la technique de filtrage en \mathbf{k} tirant bénéfice des quatre satellites éclaire les fluctuations magnétiques sous un nouveau jour.

3.1 Présentation générale de la traversée

3.1.1 Identification des cornets

Orbite La figure 3.1 montre la magnétosphère et la traversée du cornet par la flotte Cluster le 23 mars 2002, projetée dans le plan $(XZ)_{GSM}$ (avec $Y=0$). Comme le montre le tableau 3.1, les satellites progressent selon le méridien midi-minuit entre 10 et 12h TU¹.

La flotte est représentée à 9h00 TU (croix) et à 13h00 TU (carrés) suivant le code de couleurs BRGB. Entre ces deux instants, seule la position du satellite 1 est indiquée, toutes les 30 min et par des carrés noirs. Dans un souci de clarté, la séparation entre les satellites, de 100 km environ, a été multipliée par 100 sur la figure autour du satellite 1, c'est-à-dire que seule la position de celui-ci est exacte. Les lignes de champ tracées sont obtenues à

¹Dans ce chapitre, toutes les heures, sauf indication contraire, sont données en temps universel (TU) — et ce même si TU n'est pas précisé après l'heure.

l'aide du modèle T89 (Tsyganenko, 1989). Les lignes oranges correspondent à des lignes de champ de la magnétosphère calculées à 10h40 TU et les lignes noires sont celles qui passent par le satellite 1. On voit sur cette figure les satellites Cluster se déplacer depuis le lobe nord jusqu'à la magnétogaine en traversant le cornet polaire à haute-altitude. La trajectoire, de la magnétosphère vers le vent solaire, est dite *sortante*. La forme des lignes de champ passant par le satellite 1 montre que a priori la flotte ne traverse pas le côté jour de la magnétosphère. La connaissance de l'orbite permet de mieux appréhender l'étude des données.

Heure (TU)	\mathbf{X}_{GSM} (R_E)	\mathbf{Y}_{GSM} (R_E)	\mathbf{Z}_{GSM} (R_E)	λ_{GSM} (deg)
10h	3.26	0.12	7.81	82.5
11h	4.82	-0.35	8.14	80.5
12h	6.26	-0.91	8.26	78.4

TAB. 3.1 – Evolution de la position du satellite 1 au cours de la traversée étudiée. Les distances sont données en rayons équatoriaux terrestres (R_E). La latitude (λ_{GSM}) correspond à celle du pied de la ligne passant par le satellite. La ligne de champ est construite à partir du modèle T89 avec 1 comme valeur de l'indice magnétosphérique *ikp*.

Présentation des données La figure 3.2 présente un aperçu des données du satellite 1 lors de la traversée du cornet polaire nord le 23 mars 2002. Pour identifier les différentes régions, nous utilisons, de haut en bas, le spectrogramme des fluctuations magnétiques (ondes UBF) (*a*), la vitesse du flot (*b*), la densité ionique (*c*), le spectrogramme de l'énergie des ions (*d*), le champ magnétique continu (*e*) et les composantes parallèle et perpendiculaire de la vitesse du flot des ions (*f*). Les données vectorielles sont données dans le repère GSM. L'activité magnétique débute à 10h10. Ensuite on observe une succession de pics d'activité dont l'intensité et la durée sont variables. A 11h38, le niveau moyen franchit un palier ce qui correspond à la traversée de la magnétopause vers la magnétogaine, comme montré dans le paragraphe suivant. Des moments de calme sont observés vers 10h45 et 11h25. Jusqu'à 10h43, la vitesse, décroissante, du flot est dominée en premier lieu par $v_z < 0$ et en second lieu par $v_x < 0$. Vers 10h50, v_x est minimale (-200 km/s), puis $v_y > 0$ domine les autres composantes jusqu'à 11h20. Les trois composantes restent alors faibles avant d'augmenter et se stabiliser rapidement (11h38) : v_x à environ -250 km/s, v_y autour de 20 km/s et v_z à 200 km/s. La densité évolue par palier : d'abord très inférieure à 1 cm^{-3} avant 10h10, puis entre 1 et

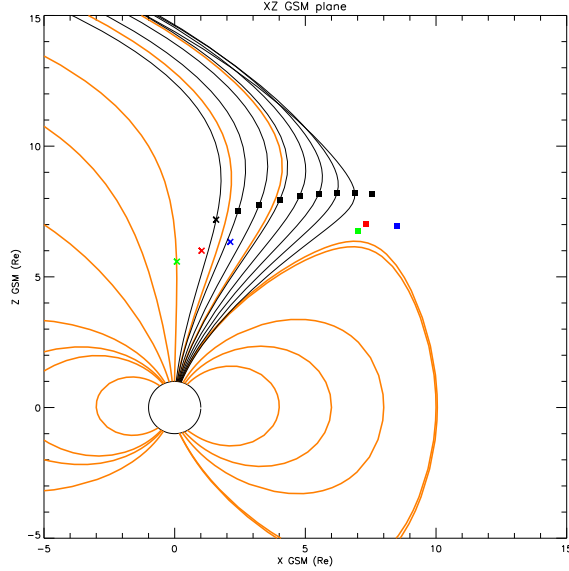


FIG. 3.1 – Trajectoire de Cluster lors de la traversée du cornets nord le 23 mars 2002, projetée dans le plan $(XZ)_{GSM}$. Les 4 satellites sont représentés selon le code couleur BRGB à 9h TU (croix) et à 13h TU (carrés). La séparation entre les satellites a été multipliée par un facteur 100 autour du satellite 1. Les positions de ce dernier et les lignes de champ passant par celles-ci (lignes noires) sont entre-temps repérées toutes les demi-heures. Les lignes de champ de la magnétosphère (lignes oranges) également obtenues à l'aide du modèle T89 (Tsyganenko, 1989) sont tracées pour 10h40.

3 cm^{-3} jusqu'à 10h16. elle se stabilise alors entre 4 et 8 jusqu'à 11h38. L'augmentation est alors soudaine (35 cm^{-3} à 11h40) avant de fluctuer entre 20 et 30 cm^{-3} . La distribution du flux, caractérisée d'abord par des ions à 2 keV, inclut progressivement des particules moins énergétiques, jusqu'à 30 eV. Elle est ensuite centrée jusqu'à la fin de l'événement autour de 800 eV, avec une nette augmentation de l'intensité du flux à partir de 11h38. Le champ magnétique continu (courbe bleue) est de nature dipolaire (décroissance quand on s'éloigne de la Terre) jusqu'à 11h25 (moins de 10 nT). Puis, l'intensité remonte jusqu'à 30 nT valeur à laquelle elle se stabilise à partir de 11h40. On peut noter également de très fortes fluctuations sur B à partir de 10h45. L'orientation du champ vers $-z$ confirme sa nature dipolaire. Une rotation assez nette à lieu à 11h38, puis une plus brève vers 11h56.

Régions traversées La très faible densité ($\ll 1 \text{ cm}^{-3}$) des protons, le très faible flux d'énergie, et la nature dipolaire du champ magnétique indiquent

que le satellite est dans les lobes jusqu'à 10h00 environ. On observe entre 10h00 et 10h10 un flux de plasma dont l'énergie, 2 keV, est caractéristique de celle de la magnétogaine. Il s'agit vraisemblablement de la couche limite à haute-latitude. De 10h10 à 10h16, les augmentations progressives du flux de plasma, dirigé vers la Terre (le flot est aligné avec B_0 , cadre f), et de la densité (cadre c) ainsi que l'apparition de fluctuations magnétiques (cadre a) marquent l'entrée dans les cornets. Malgré ces fluctuations, le champ garde une nature dipolaire (orientation des composantes de B) donc magnétosphérique. Il n'y a donc aucun doute pour identifier cette région à celle du cornet nord suivant les critères décrits dans le chapitre 1, page 9.

L'apparition du plasma correspond à celle d'ions ayant une énergie de l'ordre de quelques keV. La détection progressive d'ions de moins en moins énergétiques se fait conjointement à une diminution de la latitude invariante comme l'indique la dernière colonne du tableau 3.1.

Cette signature est compatible avec un site de reconnexion situé sur la magnétopause vers les lobes. La frontière suivante apparaît nettement à 11h38 sur chacun des panneaux : la densité augmente brusquement, le champ magnétique s'amplifie progressivement et tourne d'un coup, l'énergie croît, l'intensité du flux des ions augmente, la vitesse de flot augmente et les fluctuations magnétiques se développent. L'écoulement du flot dirigé suivant les z croissants et en direction anti-solaire ($v_x < 0$) indique qu'il suit la forme de la magnétopause. Le plasma contourne donc l'obstacle formé par la magnétosphère. Cette observation ajoutée au fait que le champ magnétique ne soit plus magnétosphérique indiquent que le satellite 1 a traversé la magnétopause à 11h38 pour entrer dans la magnétogaine. Les zones traversées sont donc successivement le lobe nord, le cornet polaire nord de 10h10 à 11h38 et la magnétogaine, conformément à ce que laisse prévoir la figure 3.1. Le régime de la vitesse du flot (cadre f) des ions sépare trois régions distinctes dans le cornet : la première dominée par la vitesse parallèle (10h10-10h43), la seconde par la convection (10h50-11h18), et la dernière par une petite vitesse de flot (11h18-11h38).

3.1.2 Conditions interplanétaires

Calage des données

L'estimation des conditions interplanétaires au voisinage de la magnétosphère au moment de la traversée du cornet provient des mesures de ACE, décalées dans le temps de 55 minutes (cf. page 45). Ces données sont présentées sur la figure 3.3. De bas en haut on trouve successivement, le champ magnétique, la vitesse totale du flot et la densité. On remarque immédia-

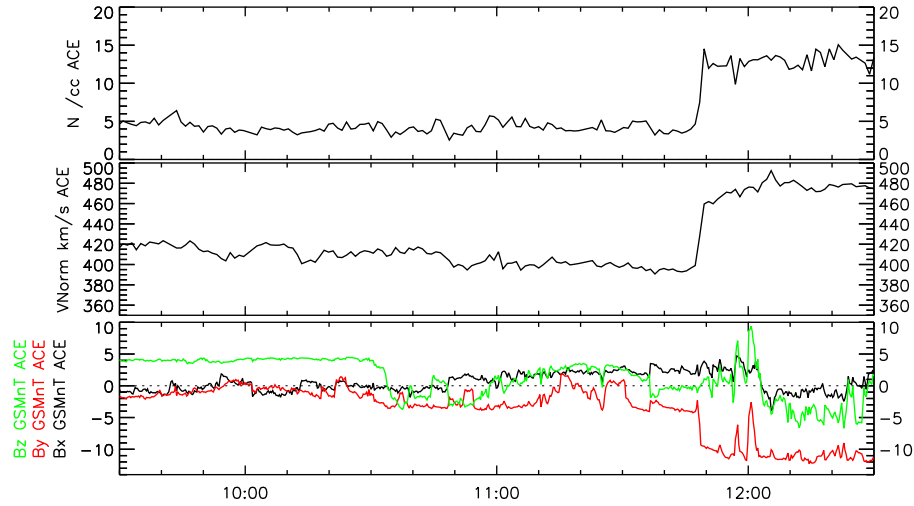


FIG. 3.3 – Les conditions interplanétaires mesurées par ACE le 23/03/2002 correspondent de haut en bas à la densité en cm^{-3} , à la vitesse du flot en km/s (norme) et les trois composantes GSM du champ magnétique en nT . Les données sont présentées de 09h30 à 12h30 (TU au niveau de Cluster) et préalablement retardées de 55 minutes.

tement un important changement dans les propriétés du vent solaire entre 11h48 et 11h50. Le saut de densité (de 5 à 12 cm^{-3}), la forte augmentation en intensité de B_y (de -4 à -9 nT) et l'augmentation de la vitesse du flot (de 400 à 460 km/s) font penser à un choc interplanétaire². Le temps de trajet du vent solaire depuis le point L1 jusqu'à la magnétosphère sera donc sensiblement différent avant et après le choc. La première tâche est donc de déterminer à quel instant le choc arrive sur la magnétopause. Pour ce faire, on décale les données ACE non plus de 55 minutes mais du temps mis par le choc pour arriver. On utilise v_x du vent solaire au moment du choc et on calcule précisément la distance à parcourir entre ACE et Cluster pour trouver un décalage correspondant à 49 minutes. La figure 3.4 présente le champ magnétique mesuré à bord d'ACE (panneau du haut) décalé de cette nouvelle valeur ainsi que le champ magnétique mesuré par le satellite 1 de Cluster (panneau du bas). On voit dans ce cas que lorsque Cluster est dans la magnétogaine (à partir de 11h40, cf. partie précédente), les données sont correctement ajustées : les deux rotations visibles sur B_y et B_z vers 11h52 et

²Sans entrer dans les détails, un choc interplanétaire résulte d'une éjection coronale. Celle-ci implique un plus grand flux de matière provenant du soleil d'où une augmentation de la densité et de la vitesse de propagation du plasma.

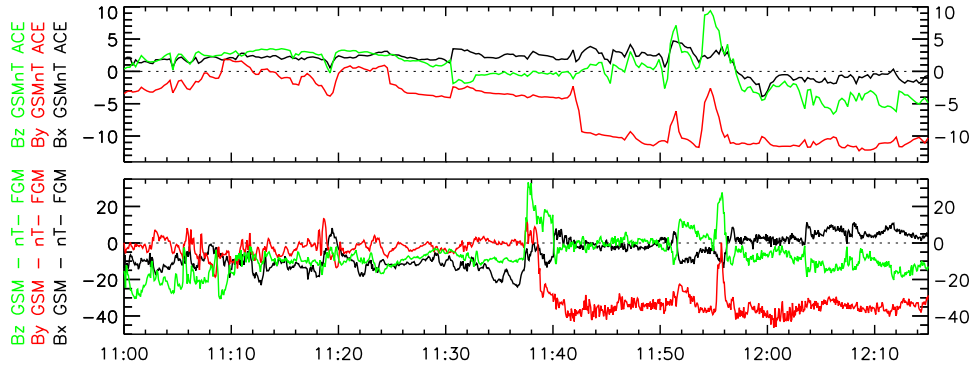


FIG. 3.4 – Champ magnétique mesuré à bord d’ACE et décalé dans le temps de 49 minutes (haut) et champ magnétique mesuré à bord du satellite 1 de Cluster (bas). Les données sont présentées de 11h00 à 12h15 et dans le repère GSM.

11h55 sont observées à une minute près sur les deux panneaux. La première rotation est observée juste avant 11h52 par les deux instruments alors que la seconde est vue sur ACE avec une minute d’avance.

Le choc arrive selon la figure 3.4 vers 11h42, alors que Cluster est déjà dans la magnétogaine (depuis 11h38). Cependant un fort gradient suivant B_y est visible sur FGM au moment du passage de la magnétopause, entre 11h38 et 11h42. Ce gradient correspond au choc dont on peut dire qu’il arrive au passage à travers la magnétopause, c’est-à-dire qu’il comprime la magnétosphère et fait sortir la flotte de la magnétosphère. Cette magnétopause a été traitée par Lavraud et al. (2004b) qui ont conclu que cette frontière était dynamique ce que l’étude précise de l’IMF confirme. Pour la traversée des cornets, nous savons maintenant qu’il faut décaler les données de ACE en tenant compte uniquement de la vitesse du vent solaire avant le choc. Comme cette dernière est peu variable, la moyenne des vitesses deux heures avant le choc est utilisée. Le temps de décalage des données, retenu par la suite, est alors de 57 minutes.

Remarques : l’utilisation de ACE pour prédire les conditions interplanétaires au voisinage de la magnétosphère est d’autant plus fiable que les conditions sont stables et il faut considérer dans l’analyse une incertitude de quelques minutes.

Sites de reconnexion attendus selon l’IMF

L’utilisation des données du champ interplanétaire pour expliquer la dynamique des cornets a déjà été appliquée avec succès lors d’une autre tra-

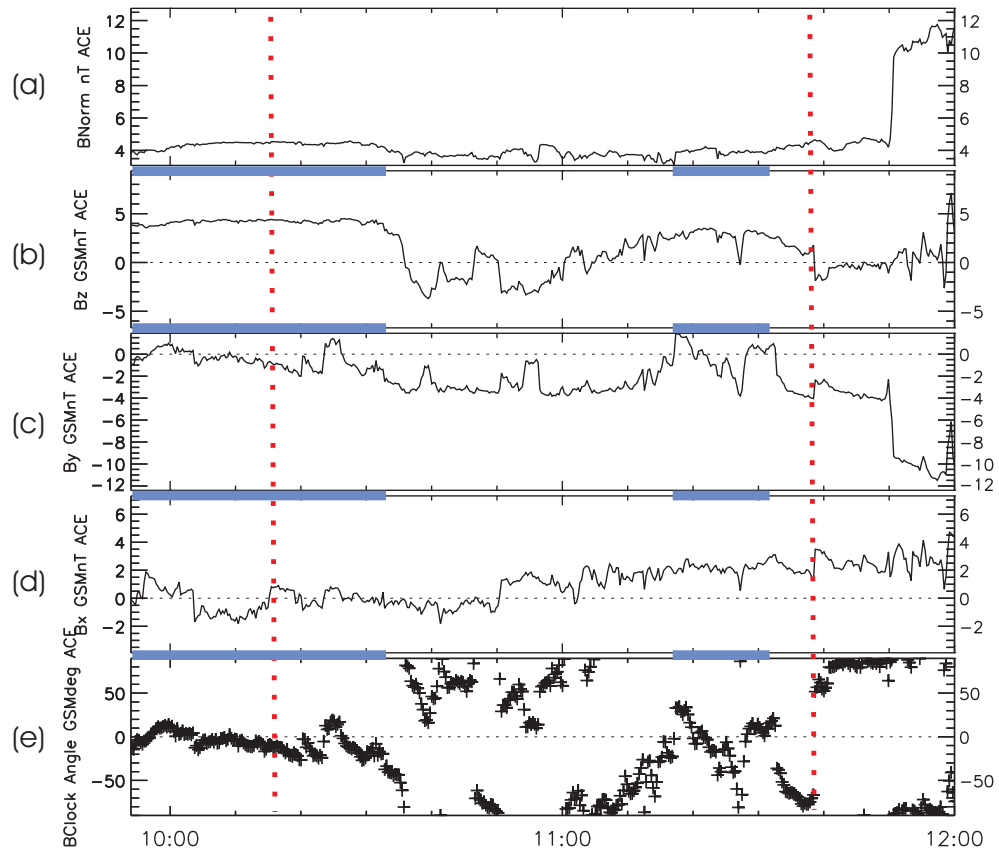


FIG. 3.5 – Champ magnétique interplanétaire mesuré par ACE le 23/03/2002 et retardé dans le temps de 57 minutes. De bas en haut l'angle horaire, B_x , B_y , B_z et l'intensité de B_0 sont affichés. Les composantes sont présentées dans le repère GSM. Les pointillés rouges délimitent la période pendant laquelle Cluster 1 est dans le cornet. Les traits bleus indiquent une orientation nord stable de l'IMF.

versée (Vontrat-Reberac et al. (2003), e.g.). La figure 3.5 présente de haut en bas, successivement la norme du champ magnétique (cadre *a*) puis ses trois composantes (dans l'ordre B_z , B_y et B_x) et l'angle horaire (cadre *e*) défini par $\arctan^{-1}(B_y/B_z)$. On rappelle que ces données ont été décalées de 57 minutes ce qui explique que le choc interplanétaire qui arrive sur la magnétopause à 11h40 ne soit détecté que dix minutes plus tard (vu sur l'intensité du champ magnétique, cadre *a*) : sa vitesse de propagation n'a pas été prise en compte dans le décalage des données. Le champ est principalement nord et ce de manière stable jusqu'à 10h33 (cadre *b*). Par la suite la situation est moins nette. B_z est sud jusqu'à 11h00, excepté les quelques minutes avant 10h50. Puis il redevient nord jusqu'à 11h38 mais de manière moins forte qu'au début de l'événement. A la fin de l'intervalle, B_z reste presque nul avant d'osciller quelque peu. B_y (cadre *c*) fluctue autour de 0, entre -2 et $+2$ nT, avant d'être nettement orienté vers le matin ($B_y < 0$) à compter de 10h30. Cette tendance est moins forte, vers 10h39 et 10h54, et l'orientation de B_y est indécise entre 11h17 et 11h32. B_x (cadre *d*) reste faible jusqu'à 11h00 avant d'être dirigé vers le soleil avec une intensité de 2 nT. L'angle horaire (cadre *e*) montre que B_z domine B_y jusqu'à 10h30 et entre 11h15 et 11h30. Entre ces deux périodes, B_y est généralement plus important que B_z (angle horaire proche de 90°).

Ces conditions interplanétaires nous indiquent donc la probabilité d'une reconnexion côté lobe (faible angle horaire et $B_z > 0$), jusqu'à 10h33 et entre 11h15 et 11h33 — ces périodes sont représentées par des traits horizontaux bleus sur la figure 3.5. Le dernier intervalle est cependant moins stable et dans la durée et dans l'orientation. Entre-temps, lorsque la composante B_y domine (angle horaire proche de 90°), le site de configuration anti-parallèle des champs se déplace vers l'axe matin-soir, ce qui implique de la convection selon cet axe, dans notre cas orienté depuis le matin vers le soir ($B_y < 0$). Pour résumer, l'influence de l'IMF est claire jusqu'à 10h30 et doit se traduire par une reconnexion vers les lobes. Le reste du temps, le champ interplanétaire n'est pas suffisamment stable et dans ces cas la, les effets dans les cornets sont difficilement prévisibles, même si on peut s'attendre à un déplacement des sites de reconnexion anti-parallèle vers le matin entre 10h35 et 11h15 et donc à observer une convection dirigée vers le soir.

3.1.3 Description du cornet

La figure 3.2, dans l'optique d'étudier les interactions entre les ondes UBF et le plasma, montre trois régimes différents du flot, l'énergie et la densité des ions étant stables en première approximation pendant la traversée. Tout d'abord jusqu'à 10h43, le plasma est principalement dirigé vers la Terre, puis

— de 10h50 à 11h18— vers le soir et enfin jusqu'à 11h38, on observe une vitesse de flot assez faible. En plus de cette figure, nous utilisons la figure 3.6 qui présente entre 10h06 et 11h54, l'angle horaire du champ interplanétaire (*a*), le flux des ions en fonction de l'angle d'attaque (*b*), l'intensité de la vitesse parallèle et la projection en GSM de la vitesse perpendiculaire (*c*), la puissance intégrée des ondes magnétiques (*d*), la vitesse d'Alfvén et le rapport $\delta E/\delta B$ (*e*) et le spectrogramme des fluctuations électriques (*f*).

Observations sur les ions L'angle horaire rappelle les moments propices à un site d'injection situé sur les lobes : jusqu'à 10h33 et entre 11h15 et 11h33. Des tubes de plasma majoritairement descendant (angle d'attaque proche de 0°) alternent avec des régions isotropes jusqu'à 10h44. La situation semble s'inverser par la suite ; la population descendante est souvent moins intense que celle qui remonte (11h01, 11h05, 11h10 et 11h15 pour les cas les plus marqués). La population ionique est globalement isotrope à partir de 11h15 et ce jusqu'à 11h36. En effet deux minutes avant le passage de la magnétopause, on observe deux faisceaux d'ions de même intensité qui correspondent vraisemblablement à une couche limite. Sur le cadre *c*, la vitesse parallèle (courbe bleue) confirme les observations faites sur l'angle d'attaque.

A l'entrée des cornets la vitesse perpendiculaire (cadre *c*, courbes noire, rouge et verte) est principalement dirigée selon $-z$. A partir de 10h20 $v_{\perp x}$ (en noir) est nettement positive ; la convection solaire est un indice fort pour un site de reconnexion vers les lobes. Cela change brusquement vers 10h49 avec un extremum (130 km/s dans la direction anti-solaire). Dès lors, la convection (v_{\perp}) est orientée principalement vers y . Les trois composantes perpendiculaires restent alors toutes assez faibles jusqu'au passage dans la magnétogaine ; quelques sursauts ont lieu avant 11h20, autour de 11h23 et de 11h31.

Observations sur les ondes La puissance des fluctuations magnétiques est négligeable avant 10h10. Après une intensification significative à 10h16, s'ensuit une période pendant laquelle l'activité varie entre 10^{-3} et $5 \cdot 10^{-2}$ nT². Après la diminution très nette de la puissance des ondes à 10h45, un pic isolé est observé à 10h49 avant qu'elle repasse par un minimum moins significatif (un point de mesure). Puis, toujours par bouffées, les ondes s'intensifient progressivement jusqu'à 11h12, heure du maximum observé dans le cornet : 10^{-1} nT². La diminution est alors brutale et l'on observe quelques soubresauts d'activité autour de 11h18, à 11h23 et vers 11h33. Le passage de la magnétopause s'accompagne d'ondes très intenses, de 11h38 à 11h44, puis dans la magnétogaine le niveau diminue mais reste plus élevé que dans

3.1 Présentation générale de la traversée

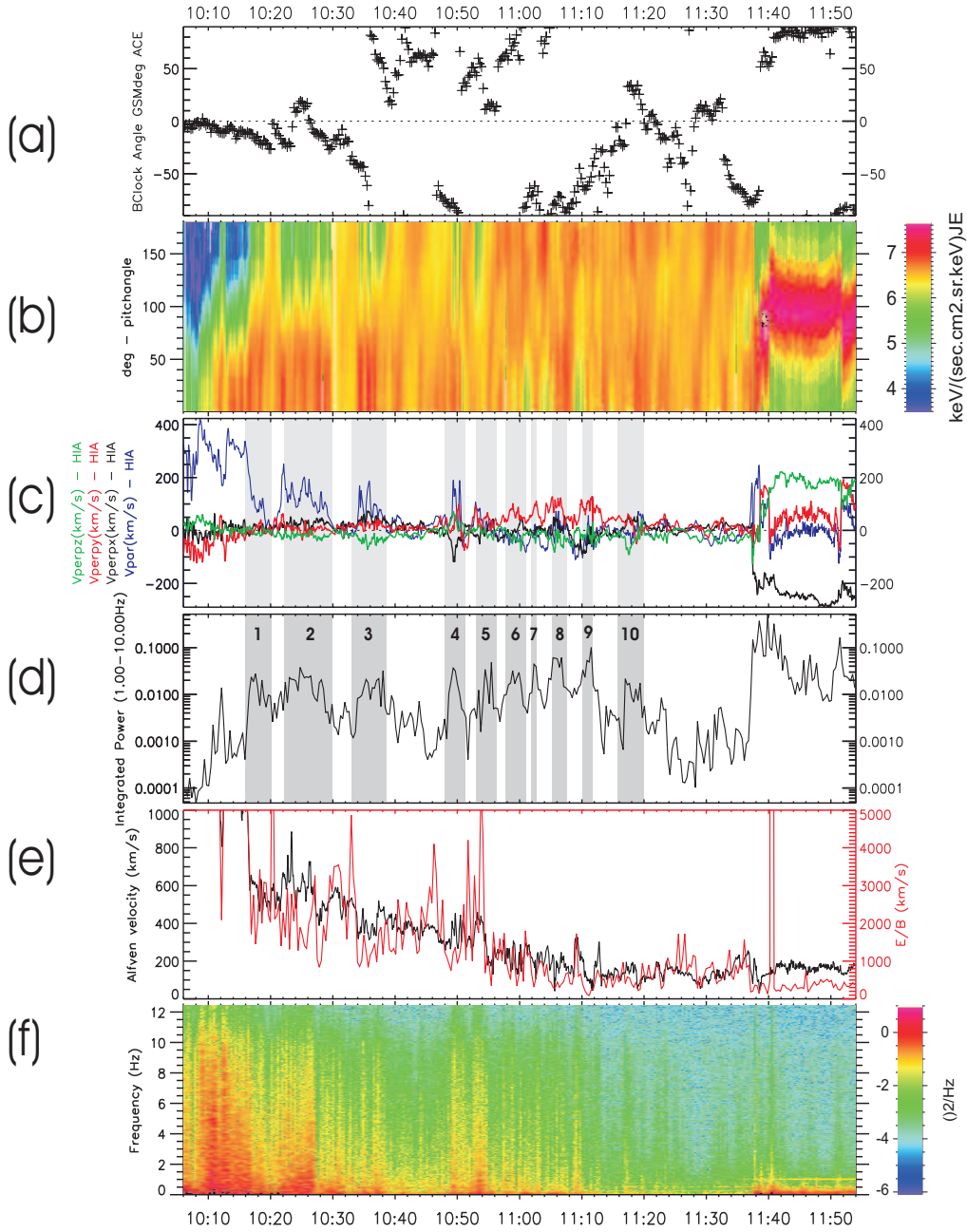


FIG. 3.6 – Cette figure présente de haut en bas, l'angle horaire de l'IMF (*a*), l'angle d'attaque des ions (de toutes énergies) (*b*), la vitesse parallèle et perpendiculaire du flot des ions (*c*), la puissance intégrée des fluctuations magnétiques (*d*), la superposition de la vitesse d'Alfvén (en noir) et du rapport $\delta E/\delta B$ (en rouge) (*e*) et le spectrogramme des fluctuations électriques (*f*). Les périodes d'intenses fluctuations magnétiques sont grisées et numérotées.

le cornet, ce qui est habituel pour ces régions (Perraut et al., 1979; Anderson et al., 1982; Rezeau et al., 1989). On a identifié 10 bouffées d'activité dans le cornet : elles apparaissent en grisé sur les cadres *c* et *d* de la figure 3.6. Elles sont chronométrées dans le tableau 3.2, page 68.

La vitesse d'Alfvén (v_a), et le rapport $\delta E/\delta B$ ont une allure semblables dans le cornet à un facteur 5 près (différence entre les échelles). Dans la magnétogaine, les deux valeurs sont plus proches. $\delta E/\delta B$ est en dessous de la vitesse d'Alfvén pendant la première partie de la traversée, jusqu'à 10h55. Les deux courbes ont alors une allure similaire. A quelques moment $\delta E/\delta B$ excède largement v_a : 10h20, 10h33, 10h46, 10h52 et 11h25. Les fluctuations électriques sont très intenses du côté lobe des cornets. Cette activité décroît jusqu'à 10h40 ; elle reste alors à un niveau moyen avec une intensification à 10h50 et 10h54. Les fluctuations sont très faibles entre 11h10 et 11h38. Le niveau dans la magnétogaine reste à peu près constant sans être beaucoup plus intense, après une brève intensification au voisinage de la magnétopause, ce qui avait été déjà vu par André et al. (2001).

Les injections côté lobe L'apparition progressive des ions les moins énergétiques (cf. fig. 3.2) est cohérente avec la dispersion en latitude provenant d'un site de reconnexion situé dans les lobes. La convection dans la direction solaire ($v_{\perp x} > 0$) est observée nettement pendant les injections jusqu'à 10h38. Cela est compatible avec les données du vent solaire. Le décalage entre la fin des injections côté lobe et la rotation du champ interplanétaire s'explique par l'incertitude qui accompagne le décalage des données ACE. Le dernier tube contenant du plasma unidirectionnel (autour de 10h50) est fortement convecté dans la direction anti-solaire ce qui impose dans la cadre de la reconnexion un site situé vers l'équateur par rapport à la position des satellites. Dans ce cas on s'attendrait à voir le tube reconnecté contenir des ions magnétosphériques (d'une énergie de 10 keV environ), ce qui n'est pas le cas. Cette injection est donc particulière et le champ interplanétaire qui tourne beaucoup à cette période ne permet pas de fixer la position du site de reconfiguration anti-parallèle dans ce cas.

Les jets unidirectionnels de plasma descendants (appelés parfois jets ou injections) sont détectés jusqu'à 10h18, puis pendant les intervalles de temps indiqués ci-après et qui couvrent les bouffées d'onde indiquées entre parenthèses :

- 10h22 \mapsto 10h30 (bouffée 2)
- 10h34 \mapsto 10h39 (bouffée 3)
- 10h49 \mapsto 10h51 (bouffée 4)

Cette diminution de la durée, comme celle de la valeur maximale de la vitesse

parallèle, peut s'expliquer par le fait que les satellites en avançant dans le cornet sont traversés par des tubes reconnectés depuis plus longtemps. Ces tubes contiennent alors une proportion plus importante d'ions qui ont été réfléchis à plus basse altitude par la force miroir, ce qui à la fois diminue la vitesse du flot et augmente la part des particules remontantes.

L'activité des ondes est fortement liée à la nature du plasma : les pics d'activité magnétique correspondent aux périodes d'injections. On peut également noter l'atténuation de l'activité électrique vers 10h20, entre deux injections. La puissance maximale des ondes est du même ordre de grandeur dans chacun des pics. Les injections entre 10h13 et 10h16 correspondent par contre à un niveau d'activité magnétique faible. A ce moment, le plasma est peu dense (cf. figure 3.2, page 50, cadre *c*). On peut raisonnablement penser que l'intensité du flux injecté est lié à la puissance des ondes qui est donc sensible aux paramètres du plasma. Les périodes entre les injections contiennent du plasma qu'on peut dire stagnant : d'une part la vitesse d'ensemble est faible mais surtout la distribution est isotrope³ (cadre *b*). Ces régions stagnantes correspondent à des zones où un semblant de régime permanent s'établit : les particules injectées ne sont plus fortement accélérées car la ligne de champ reconnectée s'est redressée et les particules miroitées à basse-altitude (angle d'attaque proche de 180°) ont eu le temps de remonter au niveau du satellite. Une vision alternative est que ces régions soient des lignes de champ doublement reconnectées — dans les hémisphères nord et sud —, donc fermées.

Convection du flot vers le soir Après la dernière injection signalée par une grande vitesse parallèle (10h48), celle-ci ne dépasse qu'occasionnellement 50 km/s, à 10h53, 11h06 et 11h20; cela est principalement dû à la présence permanente de particules miroitées (cadre *b*). La composante *y* de la vitesse perpendiculaire dépasse, elle, souvent les 100 km/s, brièvement à 11h00, 11h03 et plus longuement autour de 11h06 et 11h11. Cette convection dirigée vers le soir est une signature potentielle d'injections de particules vers le côté matin de la magnétopause. Le champ interplanétaire pendant cette période est orienté assez nettement vers le matin et l'angle horaire proche de -90° entre 11h00 et 11h12 indique un site de reconnexion côté matin selon un schéma de reconfiguration anti-parallèle. Par contre on ne voit ni grande vitesse parallèle (cadre *c*), ni flux fortement alignés avec \mathbf{B}_0 (cadre *b*), pas plus qu'une dispersion de l'énergie en latitude (cf. fig. 3.2, page 50).

Cela n'est pas paradoxal, si on considère la position du satellite par rap-

³On ne parle pas de plasma stagnant en présence de deux faisceaux opposés, situation qui donne également une vitesse d'ensemble nulle.

port à la localisation présumée du site de reconnexion. La trajectoire est contenue dans le plan (XZ) ce qui explique que la structure spatiale de l'effet de dispersion en latitude soit observée lorsque le site d'injection est contenu dans ce plan (cas de l'IMF nord). Dans le cas d'une injection côté matin, l'effet de dispersion est observé dans le plan (YZ) (voir 4.1, page 104, la traversée du 5 janvier 2002). D'autre part le mouvement confiné autour de $y = 0$ place le satellite dans une région dans laquelle on observe les particules les moins énergétiques et les moins alignées avec \mathbf{B}_0 . Pour observer les particules les plus énergétiques, il faudrait être placé plus vers le matin, c'est-à-dire vers le site de reconnexion ; cela explique non seulement la détection de protons faiblement alignés avec \mathbf{B}_0 mais aussi la présence permanente d'ions miroités. Finalement, l'absence de signatures d'injections sur la vitesse parallèle, l'angle d'attaque et l'énergie est tout à fait compatible avec un site d'injections situé vers le matin.

La signature électronique peut confirmer que ces périodes de convection vers le soir correspondent bien à des injections sur des lignes nouvellement ouvertes sur lesquelles on doit trouver des électrons de haute énergie alignés et anti-alignés avec le champ magnétique. L'observation du flux d'électrons mesuré par PEACE (cf. figure 3.7) indique que les périodes de convection correspondent à une telle augmentation du flux, d'une manière même plus significative que lors des injections d'ions détectées entre 10h10 et 10h50. L'arrêt de ces signatures est observé vers 11h24 soit 6 minutes après la limite qui avait été fixée à partir des observations tirées des données ions. Un résultat remarquable étant l'absence totale de flux parallèle et énergétique au moment de l'injection identifiée à 10h49 laquelle était déjà la seule à correspondre à un tube convecté dans la direction anti-solaire. L'identification entre 10h55 et 11h25 d'injections (d'après les électrons) provenant du côté matin (d'après les ions), est compatible avec l'orientation du champ interplanétaire, en tenant compte d'une incertitude de quelques minutes puisque l'orientation de l'IMF devient défavorable ($|\theta| < 45^\circ$) à un site de reconnexion côté matin vers 11h15. On peut même maintenant ajouter que les périodes de forte convection du flot des ions sont associées avec les flux les plus intenses d'électrons alignés avec \mathbf{B}_0 , ce qui est une condition pour considérer des injections. De même l'activité magnétique UBF enregistrée passe par des maxima locaux lors des périodes de convection. Ainsi dans ce cas, il semble que l'on puisse encore associer chacun des pics d'activité électromagnétique à des phénomènes d'injections.

Cornet stagnant Les différentes composantes de la vitesse restent inférieures à 50 km/s de 11h18 à 11h38. Le champ étant dans une configuration

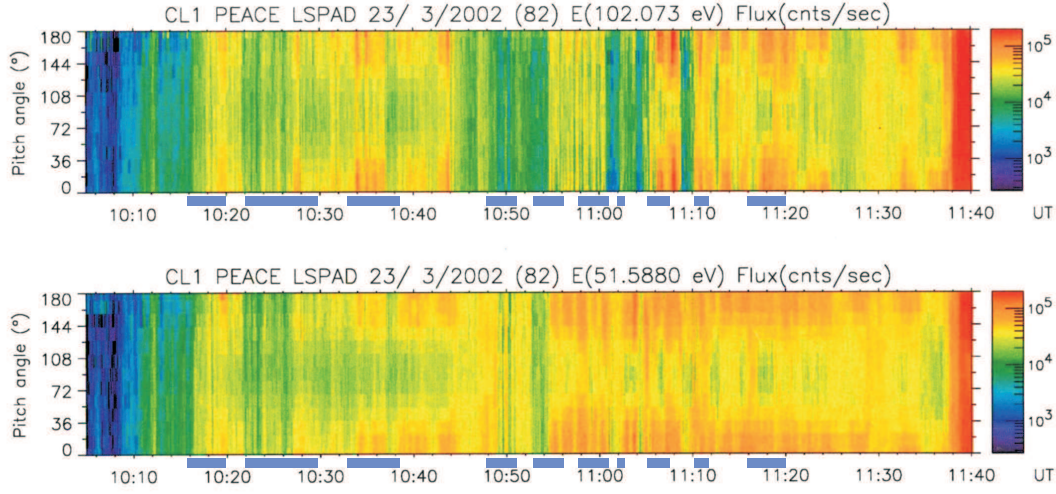


FIG. 3.7 – Flux des électrons mesurés par PEACE en fonction de leur angle d’attaque à deux énergies. Les bouffées d’ondes magnétiques ULF sont indiqués par les barres horizontales bleues.

favorisant la reconnexion côté lobe au moins jusqu’à 11h34. Cette région peut donc être identifiée comme le corne stagnant (SEC), identifié par Paschmann et al. (1976) et dont la présence sous IMF nord a été montrée par Lavraud et al. (2004b). L’origine du SEC est encore sujette à caution. La possibilité de lignes doublement reconnectées n’est pas une idée nouvelle (Song and Russell, 1992). Des travaux récents basés sur la conjonction d’observations au sol et Cluster suggèrent que de telles lignes correspondent au SEC (Bogdanova et al., 2005). Savin et al. (2004) considèrent pour leur part que le plasma stagnant ne correspond pas à une région fixe mais à un piégeage local dû à un faible champ magnétique.

Les données électrons indiquent la présence d’injections possibles : assez longues de 11h18 à 11h21 puis plus brèves vers 11h23 et 11h33. les données sur les ions confirment à ces instants une intensification du flot aligné avec \mathbf{B}_0 . On note une fois de plus la présence de maxima locaux de l’activité magnétique à ces instants. Les injections n’ont pas de signature évidente sur les ions ; la puissance mesurée des ondes est plus faible que dans les injections précédentes.

Conclusions Les points importants de cette section concernant la traversée sont les suivants :

- La dynamique du corne polaire dépend fortement de l’orientation du champ interplanétaire : les injections de particules à la magnétopause

proviennent d'abord depuis le lobe quand la composante nord de l'IMF est prédominante, puis depuis le côté matin quand c'est la composante matin de l'IMF qui domine ; enfin le satellite croise le cornet stagnant, structure typique d'un IMF nord, lorsque le champ interplanétaire reprend cette orientation.

- L'incertitude du temps de décalage des données ACE rend difficile la corrélation des propriétés du cornet à celle du vent solaire lorsque celui-ci n'est pas stable, comme par exemple le jet vu vers 10h49.
- Toutes les injections ne sont pas clairement vues à la fois sur les données ions et sur les données électrons.
- Des ondes électromagnétiques ULF sont détectées de manière systématique lors des injections.

3.2 Simultanéité ondes/injections

3.2.1 Lien entre le plasma et $\delta E/\delta B$

Activité électromagnétique La nature électromagnétique des ondes est confirmée par l'allure semblable des évolutions du rapport $\delta E/\delta B$ et de la vitesse d'Alfvén (notée v_A) (cf. cadre *e* de la figure 3.6). En effet les rares périodes où $\delta E/\delta B$ est largement supérieur à v_A (vers 10h20, 10h33, 10h46, 10h52 et 10h54), ni l'activité magnétique (cadre *d*) ni celle électrique (cadre *f*) ne sont importantes : ces valeurs sont certainement liées au niveau de bruit des instruments. Les variations de $\delta E/\delta B$, comme remarqué par André et al. (2001), peuvent s'expliquer par des variations dans les paramètres du plasma comme le champ magnétique continu et la densité. Dans le cas présent, δE dont le niveau moyen diminue entre les lobes et la magnétopause, est plus sensible que δB à la décroissance de \mathbf{B}_0 au cours de la traversée. Cette similarité dans l'évolution de $\delta E/\delta B$ et de v_A fait penser que les fluctuations électromagnétiques sont dominées par le mode d'Alfvén. En considérant les effets d'un rayon de Larmor fini dans la relation de dispersion du mode d'Alfvén, le rapport $\delta E/\delta B$ est supérieur (ici d'un facteur 3 à 4) à v_A (Stasiewicz et al., 2000). Dans le cas présent, le rapport est calculé entre 0.35 et 2 Hz soit dans le domaine non-MHD des ondes d'Alfvén, ce qui est une source d'écart supplémentaire.

Sensibilité à la densité La figure 3.8 présente la puissance des fluctuations magnétiques UBF (courbe noire) superposée au diagramme du flux de tous les ions en fonction de leur angle d'attaque (cadre du haut) et à la den-

sité (en rouge, cadre du bas) mesurée par CIS⁴. Le choix de l'échelle (linéaire et entre 0 et 12 part cm^{-3}) pour mettre en valeur les variations de densité dans le cornet masque la densité mesurée dans la magnétogaine.

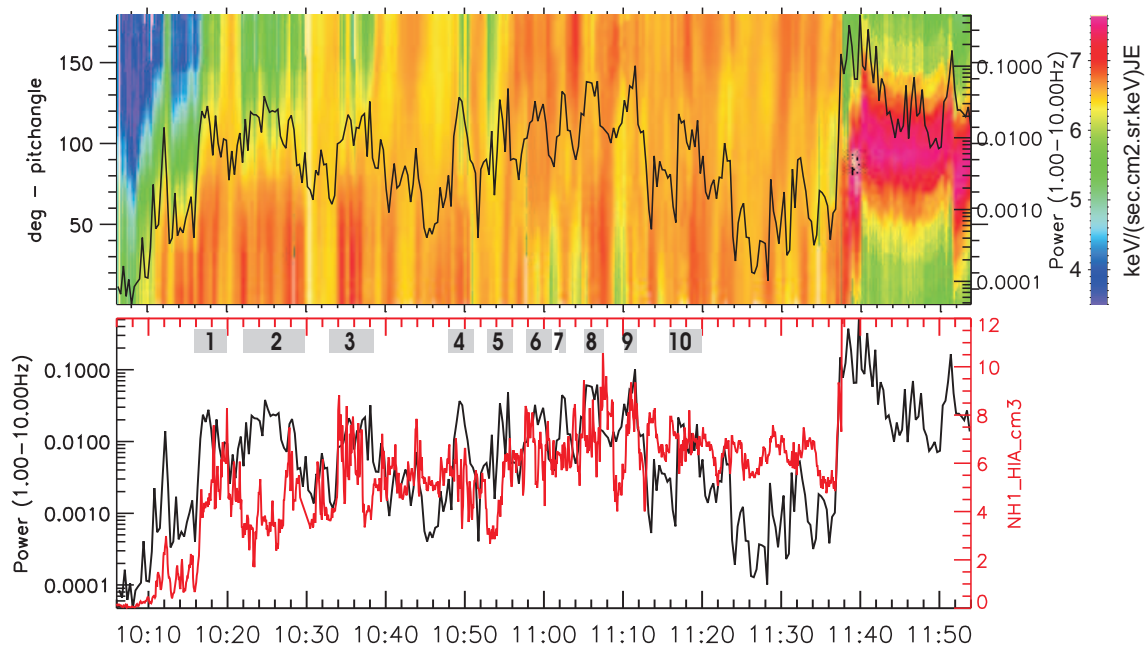


FIG. 3.8 – Courbe de la puissance des ondes ULF (entre 1 et 10 Hz) superposée aux données de l'angle d'attaque (toutes énergies) (haut) et à la densité (bas).

Les bouffées d'ondes observées entre 10h54 et 11h12 (numéros 5 à 9) passent par des maxima et des minima croissants. Il a déjà été noté qu'elles sont détectées lors de périodes de convection d'intensités comparables. De même les signatures électroniques ne présentent pas non plus une telle gradation (cf. fig. 3.7). Pendant cette période, la densité croît environ de 3 à 10 part cm^{-3} . Or une augmentation de la densité et de δB contribuent respectivement à une diminution de v_A et de $\delta E/\delta B$. L'intensification observée des bouffées est vraisemblablement une conséquence de la sensibilité de $\delta E/\delta B$ aux paramètres du plasma comme la densité, ici via v_A .

L'intense activité électrique enregistrée entre 10h53 et 10h54 entraîne une augmentation de $\delta E/\delta B$ (voir courbe rouge, cadre *e*, fig. 3.6). Dans le même temps, la densité prend sa valeur minimale sur l'ensemble du cornet, ce qui contribue à augmenter v_A (voir courbe noire, cadre *e*, fig. 3.6). Il est donc intéressant de noter d'une part que $\delta E/\delta B$ suit les mêmes variations que v_A

⁴On peut remarquer que la densité présentée ici est en accord avec la valeur de la fréquence plasma, lorsque elle est visible dans les données Whisper (non montrées ici).

— avec cependant une variabilité plus importante (cf. cadre *e*, fig. 3.6)— et d’autre part que certaines variations de paramètres du plasma influant v_A peuvent se voir sur une seule composante du rapport $\delta E/\delta B$.

A noter : Les évolutions similaires de v_A et du rapport $\delta E/\delta B$ laissent à penser qu’une grande partie du spectre électromagnétique est de nature alfvénique.

3.2.2 Corrélation entre les ondes et la vitesse du flot

Lors des jets provenant des lobes La figure 3.9 présente les ondes UBF magnétiques (en rouge) avec la vitesse parallèle du flot (à gauche) et la composante perpendiculaire (à droite) respectivement pendant la période où la reconnexion opère vers le lobe et celle où elle se produit vers le flanc, côté matin. La simultanéité entre les injections venant des lobes (caractérisée par une grande vitesse parallèle) et un renforcement des ondes avaient été noté précédemment (3.1.3, page 58). D’une manière plus générale, la conjonction des faisceaux de protons de la magnétogaine dirigés vers la Terre avec une activité ULF n’est pas nouvelle (D’Angelo et al., 1974; Le et al., 2001). Le cadre de gauche permet de montrer dans le cas présent la remarquable conjonction des deux observations, et ce dès 10h16, heure à laquelle le satellite entre dans le cornet. Les ondes se développent dès que v_{\parallel} devient grand (comme à 10h22 10h34, bouffées 2 et 3). Puis, l’activité UBF diminue en même temps que les injections deviennent moins marquées. Dans certains cas, l’angle d’attaque des ions (cf. fig. 3.8, cadre du haut) permet de compléter les observations d’injections peu visibles sur la vitesse (à cause d’un fond de plasma diffus). Ainsi, à 10h32, on observe deux fines injections qui correspondent à une intensification des ondes (et une légère augmentation de la vitesse parallèle). A partir de 10h52, cette corrélation n’est plus aussi nette : les ondes ont un niveau moyen qui reste élevé, bien que la v_{\parallel} diminue régulièrement.

Période de forte convection Entre 10h58 et 11h18, le flot est dominé par la composante v_y de la vitesse perpendiculaire. Le cadre de droite de la fig 3.9 montre le module de v_{\perp} en noir. Les échelles font que cette courbe se superposent à celle de la puissance des ondes (en rouge), entre 10h58 et 11h10, ce qui traduit la corrélation des deux phénomènes. Par la suite, les deux courbes connaissent des évolutions similaires, même si c’est de manière moins nette après 11h20. Ces observations montrent de manière sans équivoque que ces tubes nouvellement reconnectés —à la magnétopause côté matin— auxquels correspondent ces fortes vitesses perpendiculaires sont tout autant associés que dans le paragraphe précédent à une intensification des ondes UBF.

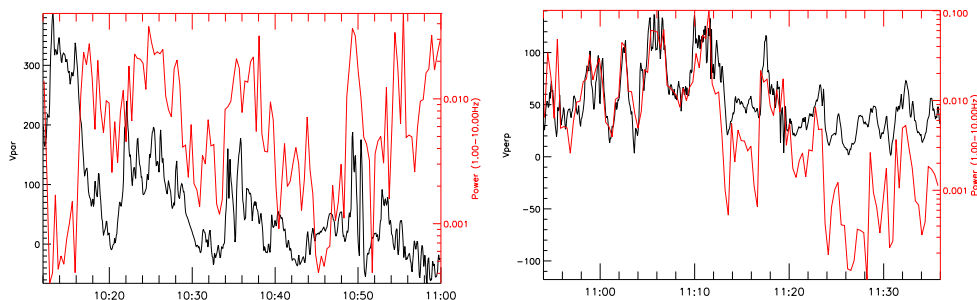


FIG. 3.9 – Courbe (en rouge) de la puissance des ondes ULF (entre 1 et 10 Hz) superposée aux courbes (en noire) des composantes de la vitesse du flot respectivement parallèle (cadre de gauche, entre 10h12 et 11h00) et perpendiculaire (cadre de droite, entre 10h54 et 11h36).

Note : La présence d'une activité UBF significative lors de faisceaux unidirectionnels de plasma provenant de la magnétogaine relatée par Le et al. (2001) se retrouve dans la première partie de la traversée du cornet. La période suivante montre que cette activité électromagnétique est associée aux tubes nouvellement reconnectés en général, et qu'elle ne résulte pas simplement de la présence d'un flot dirigé vers la Terre.

3.3 Les bouffées d'activité magnétique

3.3.1 Allure

Les données présentées sur les spectrogrammes ou sur les courbes de puissance montrent que l'activité UBF est de nature sporadique. Les périodes de forte activité ont des durées variables généralement comprises entre 2 et 10 minutes. La réalisation de spectre limite la durée minimale visible des bouffées à la taille de la fenêtre utilisée pour les calculer, ≈ 20 s (ou 512 pts) dans le cas des figures précédentes (fig. 3.6, page 57 et fig. 3.2, page 50). La forme d'onde présentée sur la figure 3.10 est celle mesurée depuis le satellite 1 lors de la traversée du cornet (de 10h16 à 11h37). On remarque que les ondes arrivent par paquets relativement compacts. Les bouffées vues jusqu'à 10h52 ont une amplitude maximale de 4 nT. Jusqu'à 11h10, les ondes sont vues pendant des durées plus courtes. Les amplitudes maximales sont détectés au milieu des bouffées et elles sont de 8 nT. Les événements qui sortent du lot par la brièveté de leur intensité par rapport à leur environnement sont vus entre 10h54 et 10h56. Lors de la dernière période d'intense activité UBF, de 11h17 à 11h20, les fluctuations d'amplitudes maximales sont observées au

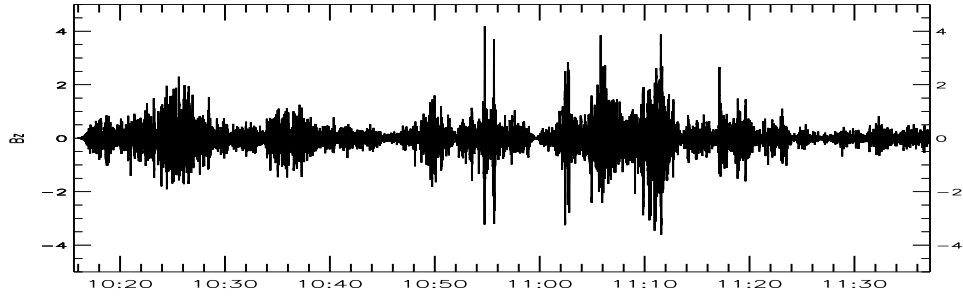


FIG. 3.10 – Forme d’onde de la composante alignée avec le champ magnétique (z du repère SR2), entre 10h16 et 11h37).

début du paquet d’ondes.

A noter : Les fluctuations arrivent bien par bouffée assez longues : il n’y pas de fortes fluctuations en dehors des longues périodes d’activité. Par ailleurs, la résolution des spectrogrammes 20 s retenue dans les figures précédentes est bien suffisante sauf pour les deux pic vus vers 10h55.

3.3.2 Polarisation

La polarisation des ondes s’étudie dans le repère MFA (cf. annexes A, page 133). Perpendiculairement à \mathbf{B}_0 , le signal est considéré non plus selon les composantes d’un repère fixe mais comme la superposition d’un mode polarisé droit et d’un mode polarisé gauche. La figure 3.11 présente pour chacun des 4 satellites de bas en haut la puissance intégrée totale, le rapport des puissances perpendiculaires B_{gauche}/B_{droit} et le rapport des puissances dans les directions perpendiculaire et parallèle. Les quatre satellites mesurent des puissance qui restent sensiblement du même ordre de grandeur tout au long de l’événement (cadre du bas), car ils sont proches les uns des autres.

Les puissance des modes *gauche* et *droit* sont d’intensités équivalentes (rapport proche de 1 dans le cadre du milieu), lorsque l’activité magnétique UBF est significative (à partir de 10h10). Le passage dans la magnétogaine n’est pas visible. Les valeurs extrêmes, comme celles mesurées vers 10h46 ou 11h02, sont vues lorsque la puissance passe par un minimum : elles ne sont pas représentatives du milieu. Aucune polarisation ne ressort du signal dans les cornets, comme dans la magnétogaine.

Le rapport des puissances dans les directions perpendiculaires ($B_{\perp}^2 = B_G^2 + B_D^2$) à celui de la puissance en parallèle vaut 10 à l’entrée dans les cornets. Il décroît jusqu’à une valeur de 3-4 vers 10h54. Cela marque la fin de la domination des modes polarisés perpendiculairement. Par la suite, y

3.3 Les bouffées d'activité magnétique

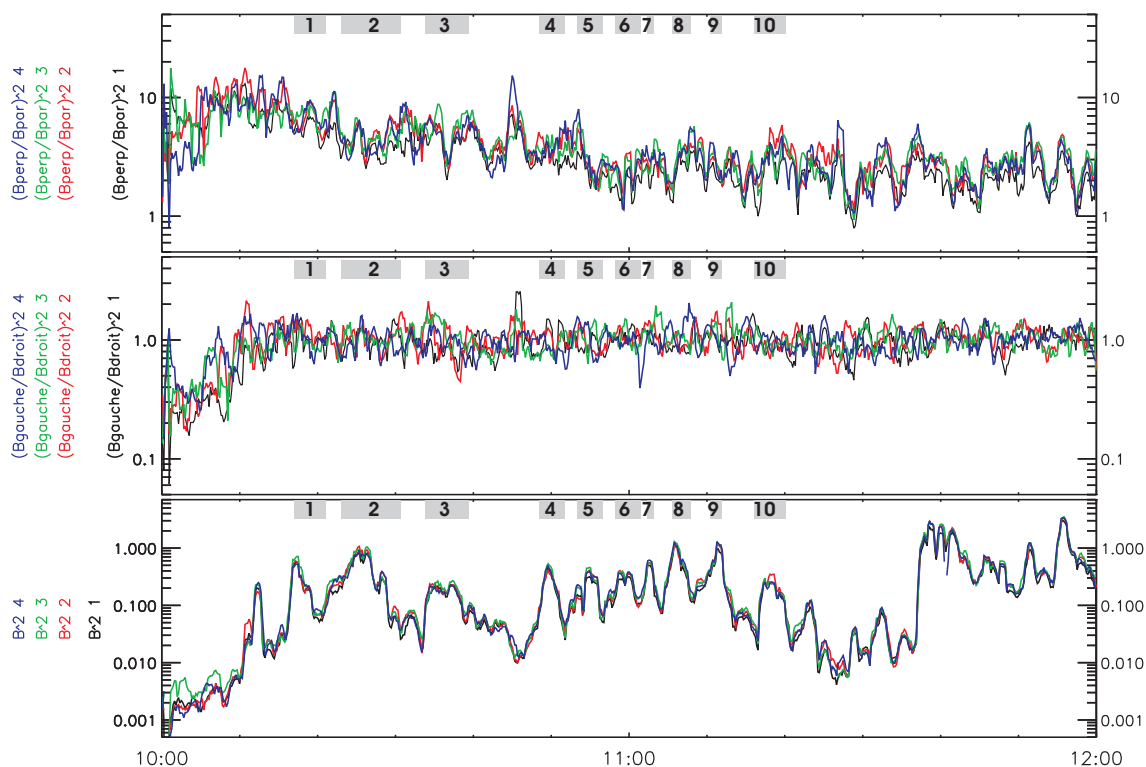


FIG. 3.11 – Puissance totale intégrée sur l'intervalle $[0.4, 10]$ Hz mesurée par les 4 satellites (bas), rapport des fluctuations perpendiculaires et parallèles ($B_{\perp}^2/B_{\parallel}^2$), rapports des deux composantes perpendiculaires gauche et droite (B_G^2/B_D^2). Les courbes ont été tracées à partir de la puissance des fluctuations estimées sur 512 points, lissées sur 5 points. le lissage apporte la lisibilité nécessaire lors de la superposition de 4 courbes.

compris dans la magnétogaine, le rapport fluctue autour de 2, ce qui, rapporté au nombre de composantes de chacun des termes du rapport (rep. 2 et 1), donne une importance équivalente à chaque direction.

La domination des fluctuations perpendiculaires confirme la nature alfvénique des ondes UBF (déjà remarquées avec l'évolution similaire du rapport $\delta E/\delta B$ et de v_A). L'identification d'ondes d'Alfvén par la méthode filtrage en k est l'objet de la prochaine section. La seconde période (après 10h55, bouffées 6 à 10)) est nettement plus isotrope ce qui implique que d'autres modes, compressionnels, sont également présents.

A noter : Le type de polarisation des ondes dans les cornets est séparée en deux périodes : avant 10h55 (bouffées 1 à 5), les fluctuations magnétiques UBF sont d'autant plus alfvéniques que les satellites sont proches de l'entrée de cornets. Par la suite, l'activité électromagnétique est isotrope, tout comme

dans la proche magnétogaine.

3.3.3 Pentés

Le tableau 3.2 présente les pentes moyennes des spectres de puissance obtenues lors des différentes bouffées dont la période, repérée par un indice dans la colonne de gauche, est indiquée dans les deux colonnes suivantes. La pente obtenue est calculée pour les composantes perpendiculaires et parallèle. L'écart-type correspondant est également indiqué. Nous avons utilisé pour chaque période des fenêtres de 256 points moyennées sur 5 fenêtres. La résolution temporelle est de 64 points. La pente est calculée sur chaque spectre $\log - \log$ par une régression linéaire. Afin de limiter l'influence des hautes-fréquences, privilégiées par cette méthode (la représentation $\log - \log$ densifie le nombre de points avec les fréquences croissantes), la régression est menée entre 0.35 et 8 Hz seulement.

Période	Début → Fin	Pente		Ecart-type	
		⊥	∥	⊥	∥
1	10h16 → 10h20	-3.6	-3.0	0.28	0.47
2	10h22 → 10h30	-3.4	-3.3	0.29	0.33
3	10h33 → 10h39	-3.3	-2.9	0.36	0.36
4	10h48 → 10h51	-3.0	-2.7	0.22	0.16
5	10h53 → 10h56	-2.9	-2.8	0.18	0.34
6	10h58 → 11h01	-2.8	-2.8	0.14	0.20
7	11h02 → 11h03	-2.8	-2.9	0.10	0.28
8	11h05 → 11h07	-2.7	-2.7	0.16	0.09
9	11h10 → 11h11	-2.6	-2.5	0.14	0.10
10	11h16 → 11h20	-2.8	-3.0	0.22	0.29

TAB. 3.2 – Pentés moyennes des spectres magnétiques calculés pendant les bouffées d'onde.

Le spectre montre une dépendance linéaire entre la fréquence et la puissance : l'écart-type reste faible ($< 10\%$) et les spectres ont une allure, non présentée ici, similaire à celui de la figure 1.11, page 29. Les pentés sont comprises entre -3.5 et -2.5. Pour chaque période, la pente la plus grande est marquée en caractères gras. Jusqu'à la période 5, le spectre \perp est beaucoup plus raide que le spectre \parallel . A partir de ce moment, les pentés sont comparables à celles obtenues en parallèle précédemment.

Ainsi, les pentes les plus raides sont obtenues pour les composantes perpendiculaires au champ lorsque plus d'énergie s'y trouve que sur la composante parallèle (résultats de l'étude de la polarisation). Bien que la valeur moyenne des pentes, comprise entre $8/3$ et $11/3$, fasse penser à une cascade turbulente de type Kolmogoroff, cela est loin d'être évident ici car notre étude est menée en fonction de la fréquence et non du nombre d'onde.

Une alternative pour expliquer le raidissement des pentes uniquement sur les modes perpendiculaires avant 10h55 est l'influence de l'effet Doppler. Dans la première partie du cornet (jusqu'à 10h55), les ondes sont corrélées à des flots unidirectionnels de plasma (grande vitesse parallèle). L'effet Doppler résultant affecte les ondes se propageant parallèlement au champ magnétique. Cependant l'ordre de grandeur de la pente du spectre \parallel n'évolue pas tellement des périodes 1 à 10. Si c'est effectivement l'effet Doppler qui influence les pentes, il en découle que les ondes se propagent avec le plasma descendant (qui provient, également après 10h55, de tubes reconnectés récemment). La vitesse \perp est plus grande — donc l'effet Doppler plus remarquable — dans la deuxième partie de la traversée du cornet où les pentes des spectres sont semblables à celles obtenues dans la direction parallèle.

A noter : Lorsque l'énergie des ondes UBF se trouvent majoritairement dans les composantes perpendiculaires au champ magnétique, les spectres correspondant sont les plus pentus ; ailleurs, les pentes calculées se valent. La transition intervient au même moment ($\approx 10h55$) que celle qui sépare les injections de protons provenant depuis une direction antisolaire des injections provenant des flancs. Ce raidissement de pente peut résulter tout aussi bien de l'apparition d'autres types d'onde suggérée par la différence de polarisation et par le plasma qui n'est plus unidirectionnel que d'une moindre influence de l'effet Doppler.

3.4 Filtrage en \mathbf{k}

3.4.1 Méthode

Traitement du Signal Le filtrage en \mathbf{k} est une méthode multi-points de caractérisation des champs électromagnétiques. Elle a été développée en vue de la mission Cluster (Pinçon and Lefeuvre, 1991; Pinçon and Motschmann, 1998). Elle permet d'obtenir la répartition de l'énergie magnétique dans l'espace de Fourier (\mathbf{k}, ω) discrétisé, à partir de la matrice de corrélation spatio-temporelle du champ magnétique $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$ mesuré en plusieurs points de l'espace. Le nom de la méthode provient de la technique utilisée pour obtenir la densité spectrale d'énergie : la puissance correspondant à chaque couple

de fréquences spatio-temporelles (ω, \mathbf{k}) est déterminée en appliquant sur les données un filtre non-linéaire qui ne laisse passer que les informations du signal relatives à ce couple. Pour plus de détails — par exemple, sur la caractérisation de chacun des filtres — on pourra se référer, en plus des ouvrages cités ci-dessus à Pinçon (1989) et Sahraoui (2003). La méthode a déjà été appliquée avec succès dans la magnétogaine par Sahraoui et al. (2003, 2004) qui ont identifié plusieurs modes plasmas (miroir, Alfvén, ...).

Validité des hypothèses Cette technique suppose la stationnarité et l’homogénéité des signaux, au sens statistique, c’est-à-dire que les différences entre les formes d’onde observées en chacun des points de mesure ne résultent que d’effets spatio-temporels. Ces effets sont en moyenne semblables au cours du temps. Pratiquement, ces hypothèses ne sont jamais totalement vérifiées. On définit donc un critère visuel sur l’amplitude des formes d’onde : si les pics ont une allure similaire en chacun des points, on considère les hypothèses vérifiées (et cela même si les pics sont détectés à des temps différents). La durée des pics la plus brève pour laquelle cela est vrai donne une estimation de la fréquence maximale pour laquelle les résultats du filtrage sont valables. Par exemple, si les pics d’une durée de 2 s sont visibles sur les quatre satellites, les résultats du traitement de filtrage en \mathbf{k} ont un sens jusqu’à 0.5 Hz.

Domaines de définition Le domaine de définition des fréquences vient des propriétés classiques des transformées de Fourier. La fréquence maximale accessible est définie à partir de la fréquence d’échantillonnage des données f_e par le théorème de Shannon : $max(f) = f_e/2$ et l’intervalle Δf entre deux fréquences d’étude est f_e/N , où N est le nombre de points de la transformée de Fourier. Les fréquences d’étude sont notées f_{sat} , l’indice rappelant qu’elles sont mesurées dans le repère des satellites.

Le domaine de définition des nombres d’onde accessibles peut se noter $([-k_{x_{max}}, k_{x_{max}}], [-k_{y_{max}}, k_{y_{max}}], [-k_{z_{max}}, k_{z_{max}}])$ où $k_{x_{max}}$, $k_{y_{max}}$ et $k_{z_{max}}$ sont définis par les séparations minimales entre les différents points de mesure, ici les quatre satellites. Le pas en fréquence spatiale n’est en principe pas limité par la méthode. Elle est ici choisie en fonction de l’ordre de grandeur des phénomènes physiques étudiés par rapport à la séparation des satellites. Dans la suite, le choix s’est porté sur 60 valeurs par composante. Le pas $\Delta k_{x,y}$ ou z , selon chaque direction, est donc $\approx k_{x_{max},y_{max}}$ ou $z_{max}/30$. Ce domaine discrétisé est aussi appelé plus simplement « grille » des \mathbf{k} accessibles.

Identification des modes Une grille, en 3D dans l’espace des \mathbf{k} , est obtenue pour chacune des fréquences d’étude. On repère pour chacune d’entre

elles la position du maximum de l'énergie. Lorsque les maxima se trouvent dans une même région pour plusieurs fréquences, on peut considérer qu'ils correspondent à un seul et même mode, qu'il va falloir identifier. Le premier élément à disposition est l'orientation de son vecteur d'onde par rapport à \mathbf{B}_0 .

Dans les études suivantes, on va en plus représenter dans la grille les solutions des équations de la MHD-Hall obtenues dans les mêmes conditions de plasma ainsi que le mode miroir dont la fréquence est nulle. Les données expérimentales étant dans le repère du satellite, ces solutions, connues dans le repère du plasma, y sont transposées à l'aide de la vitesse de flot du plasma, déterminée par les mesures de HIA. La présence à proximité des maximums d'un mode de la MHD-Hall donne une première piste quant à sa nature.

Cette première identification basée sur un modèle fluide, n'est qu'approximative. Les modèles cinétiques permettent une vérification plus précise des modes trouvés. Pour cela, on estime la relation de dispersion du mode expérimental en calculant la fréquence dans le repère du plasma des vecteurs d'onde des maxima de l'énergie. Ce calcul nécessite juste de tenir compte de l'effet Doppler avec la formule : $f_{sat} = f + \mathbf{k}_{max} \cdot \mathbf{v}_{flot/sat}$, où f est la fréquence dans le repère du flot et $\mathbf{v}_{flot/sat}$ la vitesse du flot par rapport au satellite. Cette relation de dispersion est comparée à celle obtenue par le programme WHAMP (Rönnmark, 1982) qui donne la propagation de mode dans un plasma composé de protons et d'électrons à partir des données expérimentales suivantes : le champ magnétique continu \mathbf{B}_0 , la densité du plasma, les températures parallèles et perpendiculaires des ions, $T_{i\parallel}$ et $T_{i\perp}$, et des électrons, $T_{e\parallel}$ et $T_{e\perp}$. On considère que les fonctions de distribution des deux populations sont maxwelliennes. Cela permet de confirmer, ou non, la nature du mode expérimental.

On a vu précédemment que les périodes d'intenses fluctuations magnétiques sont détectées dans les cornets simultanément avec des tubes magnétiques récemment reconnectés. Ces périodes sont caractérisées par des vitesses importantes et surtout très variables. *Le problème dans le corne est donc de définir sur l'intervalle d'étude des ondes une vitesse de flot homogène pour corriger l'effet Doppler alors qu'elle varie fortement pendant cet intervalle.* Cela justifie que plusieurs jeux de vitesses soient utilisés.

« **Aliasing** » Lors du calcul du spectre, il peut s'opérer un phénomène de repliement de certaines fréquences spatiales qui fait que des informations relatives à des fréquences supérieures à la taille du domaine de définition se retrouve à l'intérieur. Dans ce cas, le mode, un artefact, est dénommé *alias*. Un exemple d'identification d'un pic comme étant un alias est présenté

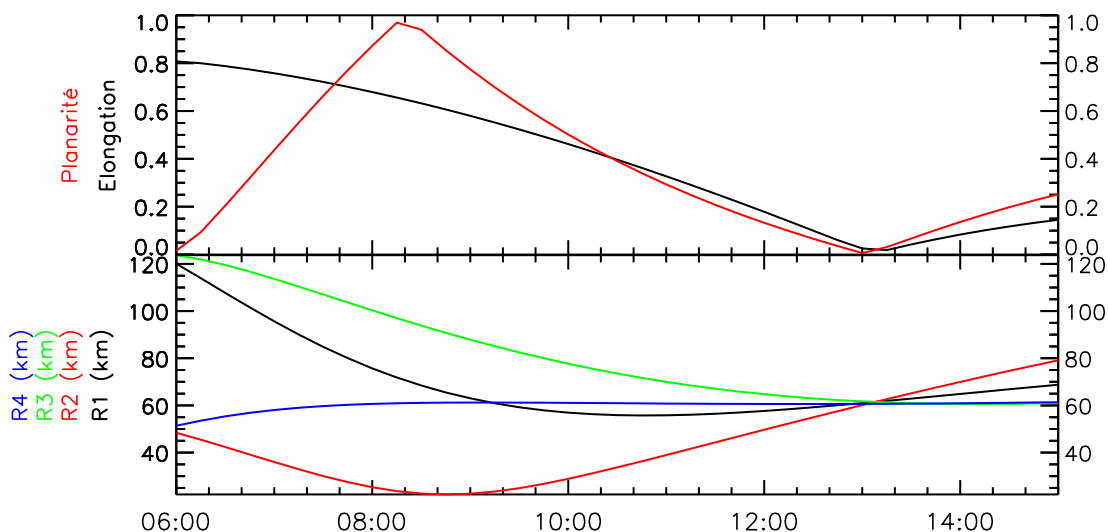


FIG. 3.12 – Evolution entre 06h00 et 15h00 de paramètres du tétraèdre défini par les quatre satellites. Distance (en km) de chacun des satellites au mesocentre (cadre du bas). Coefficients d'élongation (en noir) et de planarité (en rouge) (cadre du haut).

dans Sahraoui et al. (2003). Les vecteurs réciproques définissent une base de toutes les localisations possibles des alias d'un vecteur d'onde. Cependant, il est impossible de prévoir en quels nœuds du réseau vont effectivement apparaître les alias.

3.4.2 Cas du 23 mars 2002

Géométrie du tétraèdre Certains des paramètres géométriques du tétraèdre formé par les quatre vaisseaux sont représentés sur la figure 3.12. L'élongation e et la planarité p (cadre du haut) passent par zéro à 13h00. Au même moment, la distance de chacun des satellites au barycentre (cadre du bas) est de 60 km. Dans cette configuration, les satellites forment un tétraèdre régulier. C'est donc à cet instant que les effets tridimensionnels sont le mieux identifiés. Cette distance est la séparation minimale entre les satellites Cluster. A cet instant les satellites ont déjà franchi la magnétopause (cf. 3.1.1, page 49) et sont dans la magnétogaine.

La configuration spatiale des quatre satellites lors de cette traversée est de type pseudo-sphère ($e^2 + p^2 < 0.4$). La forme de la boîte des \mathbf{k} accessibles est donc d'allure cubique. Dans les cornets, pour cette séparation inter-satellites, on observe rarement des phénomènes de moins d'une seconde sur les

quatre vaisseaux ; 1 Hz est donc la limite supérieure des fréquences étudiées. Le tableau 3.3 indique la position des satellites par rapport au barycentre des quatre points et montre qu'ils sont en configuration rapprochée.

	X_{MFA} (km)	Y_{MFA} (km)	Z_{MFA} (km)
satellite 1	-22.9	-13.7	-48.9
satellite 2	-7.0	33.3	14.6
satellite 3	-24.1	-27.1	61.3
satellite 4	54.0	7.6	-27.0

TAB. 3.3 – Positions de chacun des satellites par rapport au mésocentre de la constellation. Les distances sont données en kilomètres dans le repère MFA moyen calculé autour de 10h50.

3.5 Etude des ondes vers 10h50

3.5.1 Trois périodes d'injection

Données L'étude de la traversée a montré la nature sporadique de l'activité électromagnétique ULF dans les cornets. Une de ces périodes est ici étudiée à l'aide la méthode de filtrage en \mathbf{k} . Le pic vu vers 10h50 est intéressant pour plusieurs raisons : la puissance des ondes est élevée et la population des protons est nettement dominée par le flot descendant — le mélange de deux populations pourrait introduire des processus plus complexes.

Sur les cadres de gauche de la figure 3.13, les trois composantes dans le repère MFA du champ magnétique, de bas en haut B_x , B_y et B_z , mesurées par chacun des quatre satellites (suivant le code couleur BRGB) sont présentées de 10h48 à 10h51. Le repère MFA est défini avec la valeur moyenne du champ magnétique sur les trois minutes. Les deux cadres de droite présentent pendant cette période, en bas, les composantes parallèle (courbe noire) et perpendiculaire (courbe rouge) de la vitesse du flot et, en haut, l'intensité du flux des ions en fonction de leur angle d'attaque. La période est caractérisée par plusieurs injections successives visibles sur les cadres de droite de la figure. Les intervalles retenus correspondent aux injections à la fois les plus intenses (fort flux de plasma aligné avec le champ) et présentant une population descendante dominante (grande vitesse parallèle). Ce dernier critère élimine l'injection vue à 10h49min00s sur l'angle d'attaque car la vitesse parallèle associée n'est pas assez marquée. Par ailleurs, la vitesse parallèle qui

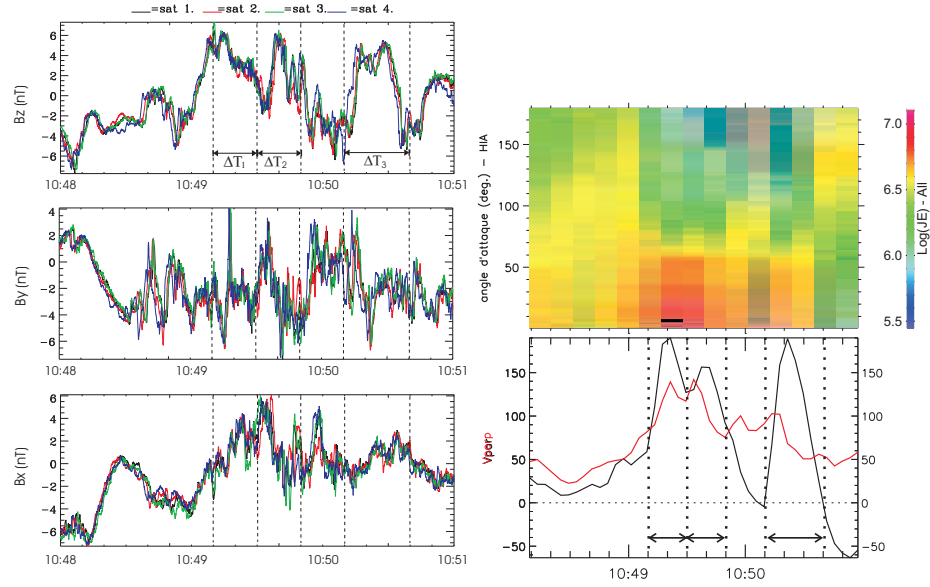


FIG. 3.13 – Les trois cadres de gauche présentent de bas en haut les composantes x , y et z de la forme d’onde magnétique mesurée par les quatre satellites (données FGM auxquelles le champ magnétique moyen a été soustrait) et présentée dans le repère MFA, entre 10h48 et 10h51. A droite, sont représentés pendant la même période, de bas en haut, la vitesse de flot du plasma — la composante parallèle en noire et l’intensité de la composante perpendiculaire en rouge— et le diagramme du flux de tous les ions en fonction de leur angle d’attaque (données du satellite 1).

passé par deux extrema à 10h49min20s et 10h49min40s résout l’injection vue sur le diagramme de l’angle d’attaque entre 10h49min15s et 10h49min50s en deux injections successives. Les trois sous périodes retenues sont délimitées par des traits en pointillés verticaux sur chacun des cadres de la forme d’onde et sont nommées ΔT_1 , ΔT_2 et ΔT_3 sur le cadre en haut à gauche. Elles correspondent aux intervalles :

- ΔT_1 : de 10h49min10s à 10h49min30s.
- ΔT_2 : de 10h49min30s à 10h49min50s.
- ΔT_3 : de 10h50min10s à 10h50min40s.

Les propriétés du milieu moyennées sur les quatre minutes sont :

- $\mathbf{B}_0(\text{nT}) = (-21.2, -2.9, -27.5)_{GSE}$, $|\mathbf{B}_0| = 35 \text{ nT}$
- densité ionique : $n = 5.2 \text{ part cm}^{-3}$
- rayon de Larmor : $\rho = 71 \text{ km}$
- gyrofréquence des protons : $f_{ci} = 0.53 \text{ Hz}$
- vitesse d’Alfvén : $v_A = 336 \text{ km/s}$
- température des ions : $T_{\parallel i} = 332 \text{ eV}$, $T_{\perp i} = 372 \text{ eV}$

- température des électrons : $T_{\parallel e} = 4.3 \text{ eV}$, $T_{\perp e} = 15.1 \text{ eV}$
- nombres d'ondes accessibles :
 $\{k_{x_{max}}, k_{y_{max}}, k_{z_{max}}\} = \{0.0494, 0.0512, 0.0674\} \text{ (rad/km)}$

Les propriétés spectrales Les spectres obtenus lors de chacune des injections sont présentés sur la figure 3.14. La puissance totale est tracée en noir, celle selon la direction du champ magnétique z en rouge et la puissance moyennée selon les deux composantes perpendiculaires en bleu. Les trois spectres ont des caractéristiques communes : les fluctuations parallèles sont les plus importantes jusqu'à 0.2 Hz environ⁵, puis la puissance perpendiculaire domine avant que la situation ne devienne plus complexe, au delà de 1 Hz environ.

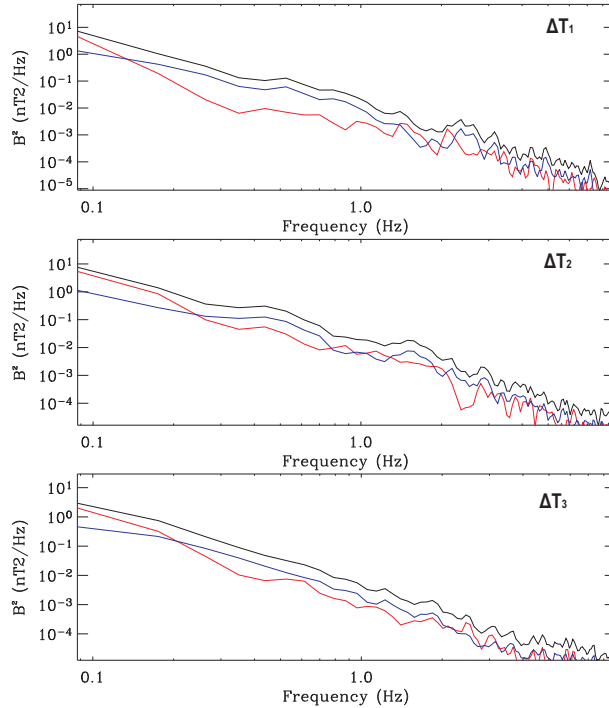


FIG. 3.14 – Spectres de la puissance magnétiques totale (en noir), parallèle (en rouge) et perpendiculaire moyenne (en bleu) pendant chacune des trois périodes étudiées, ΔT_1 , ΔT_2 et ΔT_3 , de haut en bas. Spectres provenant de la forme d'onde du satellite 1.

L'intervalle de dominations des fluctuations magnétiques perpendiculaires au champ est très nette sur ΔT_1 avec un facteur 10 par rapport à la composante parallèle, un peu moins pendant ΔT_3 et limitée pendant ΔT_2 . Dans ce

⁵C'est-à-dire sur une ou deux fréquences d'étude.

dernier cas, la puissance spectrale perpendiculaire est supérieure entre 0.22 et 0.8 Hz seulement. *Cette étude préliminaire exclut la présence de modes purement compressionnels entre 0.1 Hz et 1 Hz et conforte la probable nature alfvénique des fluctuations magnétiques comme vu en 3.3.2, page 67.* Ces spectres suivent en première approximation une loi de puissance. Cela signifie qu'il n'y a pas de fréquences privilégiées indiquant la présence d'ondes monochromatiques.

3.5.2 Etude de l'intervalle ΔT_1

La figure 3.15 présente le plan (k_x, k_y) contenant la valeur maximale de la densité l'énergie pour chacune des douze premières fréquences étudiées. La présentation de ces résultats se fait selon les explications données en 3.5.2, page 76.

Présentation des résultats Le repère d'étude est le repère MFA, où la composante z est alignée avec le champ magnétique (cf. 1.1.1 et A). Pour chacune des fréquences d'étude, on affiche le plan (k_x, k_y) contenant le maximum de la densité d'énergie. La région contenant le \mathbf{k}_{max} pour plusieurs fréquences est celle du mode dominant qui sera suivi. Les isocontours de la densité de puissance sont tracés en noir dans les plans (k_x, k_y) retenus (voir par exemple la figure 3.15). La légende au dessus de chacun des cadres contient les informations relatives à la localisation du \mathbf{k}_{max} du plan. Sa localisation, en k_x , k_y et k_z , et les valeurs maximale et minimale de l'énergie du plan sont écrites en noir ; au dessus, en bleu, on trouve la valeur de k_\perp , composante perpendiculaire de \mathbf{k}_{max} , puis l'angle entre \mathbf{k}_{max} et \mathbf{B}_0 ainsi que la fréquence du maximum dans le repère du plasma.

Sur les plans (k_x, k_y) , on dessine en rouge les solutions des équations de la MHD-Hall et en bleu le mode miroir qui a une fréquence nulle dans le repère du plasma. Généralement, à cause de sa fréquence qui reste basse, les courbes du mode magnéto-sonore lent sont celles qui sont le plus proche du mode miroir. Le mode magnéto-sonore rapide a un nombre d'onde qui ne croît pas beaucoup avec la fréquence. On s'attend donc à voir les courbes qui lui correspondent dans une zone proche de $\mathbf{k} = 0$. La relation de dispersion du mode d'Alfvén est contenue entre celles des deux modes précédemment cités.

Puis les relations de dispersion expérimentales des modes dominants sont tracées en couleur dans le repère $(k_\perp \rho, f/f_{ci})$, où ρ et f_{ci} sont respectivement le rayon de Larmor et la gyrofréquence des protons (pour voir un exemple, cf. figure 3.16, page 79). A chaque couleur correspond une vitesse utilisée pour estimer la fréquence des k_{max} dans le repère du flot. On rajoute en noir sur

ces figures, les relations de dispersion des modes identifiés avec le programme WHAMP.

Enfin, pour faciliter l'identification des maxima secondaires, on met artificiellement à zéro l'énergie présente autour des maxima plus importants. Cela fait apparaître dans les plans de coupes des *carrés blancs* qui n'ont donc rien de physique.

La localisation de tous les maxima est contenue dans les plans $k_z = \pm 0.0011 \text{ rad/km}$ ⁶ qui sont deux plans consécutifs en z . Cela indique une concentration de l'énergie sur un mode se propageant principalement dans la direction perpendiculaire au champ. D'ailleurs \mathbf{k}_{max} fait un angle avec le plan orthogonal à \mathbf{B}_0 de moins de 10° pour les trois premières fréquences et un angle de 2° ou moins à partir de $f_{sat} = 0.35 \text{ Hz}$. *Cet angle de propagation est typique du mode d'Alfvén cinétique.*

Entre deux fréquences consécutives, la position du maximum se déplace de proche en proche, vers les k_x négatifs, et ce jusqu'à 0.79 Hz : il s'agit d'un seul et même mode. A partir de $f_{sat} = 0.53 \text{ Hz}$, un pic d'énergie apparaît progressivement du côté des k_x positifs. Celui-ci, une fois que son maximum est entré dans la boîte, devient le mode contenant la plus grande valeur de la densité de puissance spectrale à partir de $f_{sat} = 0.88 \text{ Hz}$. La encore, le pic se déplace de proche en proche, mais cette fois vers l'origine. Il s'agit donc d'un second mode. Les isocontours visibles en même temps sur la gauche du plan correspondent au mode qui dominait précédemment. Le maximum de l'énergie de ce mode n'est plus dans le domaine des \mathbf{k} accessibles. Il n'y a qu'un seul mode par plan à basse fréquence puis deux à partir de $f_{sat} = 0.53 \text{ Hz}$.

Lors de cette injection, un mode seul domine le spectre jusqu'à 0.79 Hz , fréquence pour laquelle un second mode d'intensité équivalente est complètement apparu. Ces deux modes ont un vecteur d'onde quasi-perpendiculaire au champ magnétique. *Les fluctuations magnétiques qui dominent le spectre sont bien de nature alfvénique* Le mode présent sur tout l'intervalle est d'ailleurs proche de la courbe théorique du mode d'Alfvén ; l'autre mode n'est proche d'aucune courbe théorique, mais on peut remarquer que l'énergie qui lui correspond rentre dans la grille au fur et à mesure que celle proche du mode d'Alfvén en sort. Nous reviendrons sur l'identification de ce mode, dit secondaire, dans une prochaine section (3.5.5, page 87), en considérant la possibilité que ce soit un alias du mode principal.

La figure 3.16 confronte les résultats expérimentaux (cercles de couleur) aux relations de dispersion des modes existant dans les conditions de plasma

⁶A l'exception de la fréquence $f_{sat} = 0.96 \text{ Hz}$ pour laquelle le maximum est dans le plan voisin $k_z = -0.0033 \text{ rad/km}$.

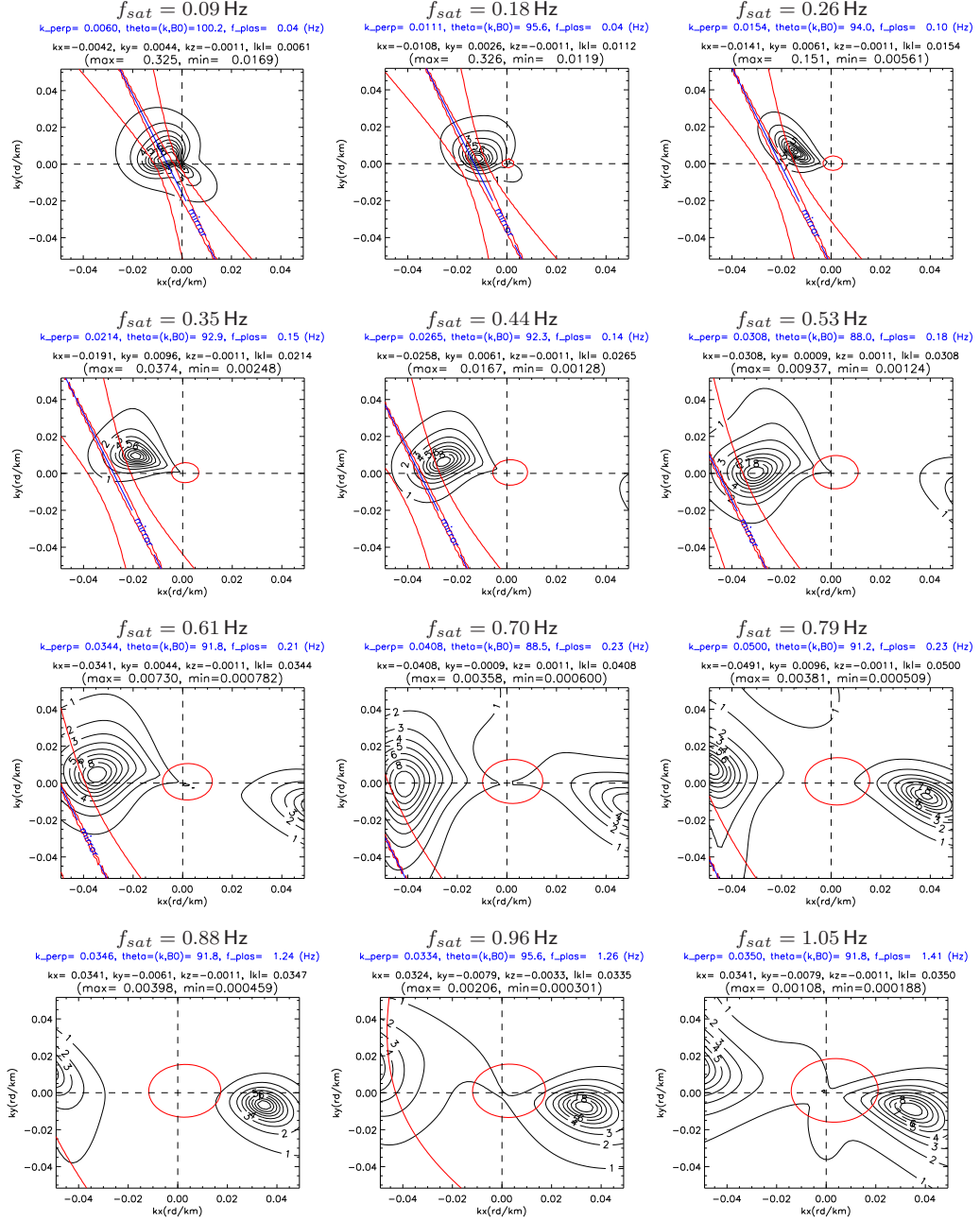


FIG. 3.15 – Période ΔT_1 . Plans (k_x, k_y) contenant le maximum d'énergie pour la fréquence indiquée au-dessus de chaque cadre. Les solutions des équations de la MHD-Hall sont tracées en rouge, et le mode miroir en bleu, dans le repère du satellite en utilisant la vitesse \mathbf{v}_3 définie plus loin.

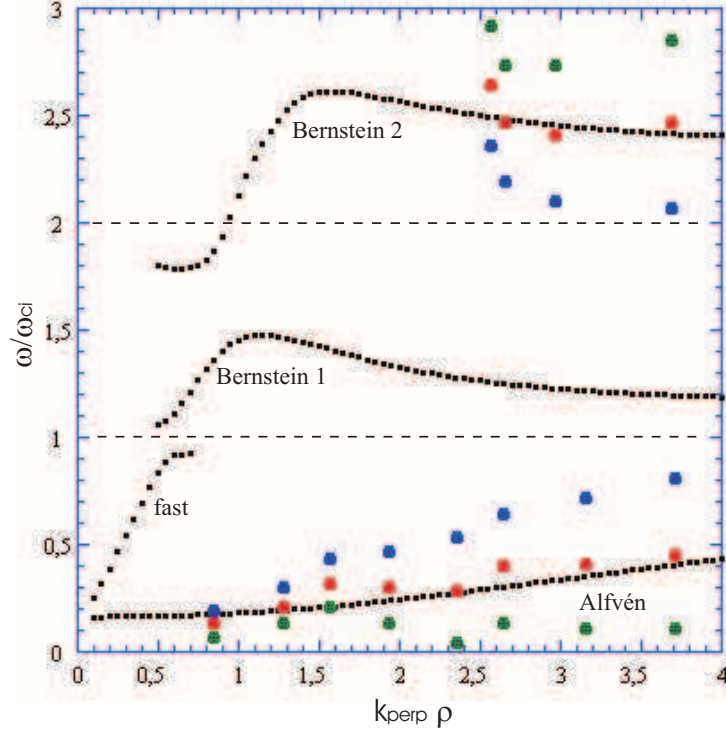


FIG. 3.16 – Période ΔT_1 . Résultats expérimentaux présentés dans le repère $(k_{\perp} \rho, f/f_{ci})$. Chaque couleur correspond à un jeu de vitesse utilisé pour corriger l'effet Doppler. Les modes existants trouvés avec WHAMP sont en noir. (figure tirée de Grison et al. (2005)).

relevées lors de l'injection. Ces derniers, tracés en noir, sont calculés avec le programme WHAMP. Il a été précisé dans l'introduction à la méthode que l'établissement de la relation de dispersion nécessite de connaître la vitesse du flot plasma par rapport au satellite afin d'estimer les fréquences dans le repère du plasma. Or, lors de cette injection les vitesses sont très variables (cf. fig 3.13, cadre en bas à droite) alors qu'il faut une vitesse moyenne. Afin de mesurer l'impact de la vitesse sur la relation de dispersion, nous avons utilisé trois vitesses définies comme-ci dessous :

Chaque série de points de couleur (verte, bleue ou rouge) est propre à un jeu de vitesse de flot utilisé pour trouver la vitesse qui caractérise le mieux le flot sur ΔT_1 . Les vitesses retenues sont :

- $\mathbf{v}_1 = (-100, -40, 140)$ km/s, moyenne sur ΔT_1 (20 s)
- $\mathbf{v}_2 = (-50, -16, 58)$ km/s, moyenne sur 180 s entre 10h48 et 10h51
- $\mathbf{v}_3 = (\mathbf{v}_1 + \mathbf{v}_2)/2 = (-75, -28, 100)$ km/s

Les résultats obtenues avec les vitesses \mathbf{v}_1 , \mathbf{v}_2 et \mathbf{v}_3 sont tracés respectivement en vert, bleu et rouge. Le mode identifié à toutes les fréquences d'étude a un rapport f/f_{ci} qui reste en deçà de 1 et celui qui apparaît seulement à plus haute fréquence, toujours supérieur à 2.

L'angle de propagation du mode d'Alfvén dans WHAMP est de 88° (courbe noire), orientation moyenne du vecteur d'onde expérimental. Le mode aux fréquences inférieures à f_{ci} suit la relation de dispersion du mode d'Alfvén trouvé dans WHAMP. Le jeu de vitesse \mathbf{v}_3 est celui qui s'en rapproche le plus. La présence d'un mode d'Alfvén n'est pas surprenante aux vues des études préliminaires (rapport de $\delta E/\delta B$ et énergie du spectre polarisé perpendiculairement à \mathbf{B}_0). *La nouveauté de ces résultats est de montrer que ce mode domine l'injection jusqu'aux petites échelles ($k_\perp \rho \approx 4$) et que l'identification est faite à partir de la relation de dispersion.* Enfin, l'estimation de la vitesse du flot est nécessairement imprécise de part la nature de la période étudiée (on veut une vitesse moyenne représentative d'une vitesse variable) mais cela ne remet pas en cause l'identification de ce mode comme un mode d'Alfvén. Les données à haute fréquence correspondent aux mesures du pic secondaire (qui apparaît dans les données à de 0.79 Hz et au delà). Comme il a été précisé précédemment, l'identification de ce mode est repoussé plus loin (3.5.5, page 87), après avoir l'étude des pics dominants des périodes ΔT_1 et ΔT_2 .

Remarque : Il existe d'autres pics (non montrés) d'intensités plus faibles et présents sur moins de fréquence d'étude qui n'ont pas été étudiés.

3.5.3 Etude de l'intervalle ΔT_2

Le filtrage en \mathbf{k} révèle le maximum de l'énergie dans les plans $k_z = \pm 0.0011$ rad/km pour les fréquences allant jusqu'à 0.70 Hz (sauf pour $f_{sat} = 0.35$ Hz). La figure 3.17 présente les plans (k_x, k_y) contenant le \mathbf{k}_{max} autour de $k_z = 0$ pour les 8 premières fréquences d'étude. Comme pendant l'intervalle ΔT_1 , le déplacement du maximum présent dans le plan $k_z \approx 0$ se fait de proche en proche selon les k_x négatifs mais également de manière marquée selon les k_y positifs. L'énergie de ce mode se répartit le long du mode d'Alfvén théorique (hyperbole rouge sur les figures). L'angle $(\mathbf{k}_{max}, \mathbf{B}_0)$ oscille entre 83° et 100° : le mode se propage perpendiculairement au champ magnétique continu.

Cette situation rappelle donc l'intervalle ΔT_1 mais les isocontours du pic sont plus éloignés les uns des autres lors de la période ΔT_2 ce qui traduit un étalement plus grand de l'énergie. Cela est illustré sur la figure 3.18 avec l'apparition d'un maximum secondaire pour les fréquences 0.35 et 0.44 Hz qui représente 60% de la valeur du pic principal. La forme des isocontours, alignée

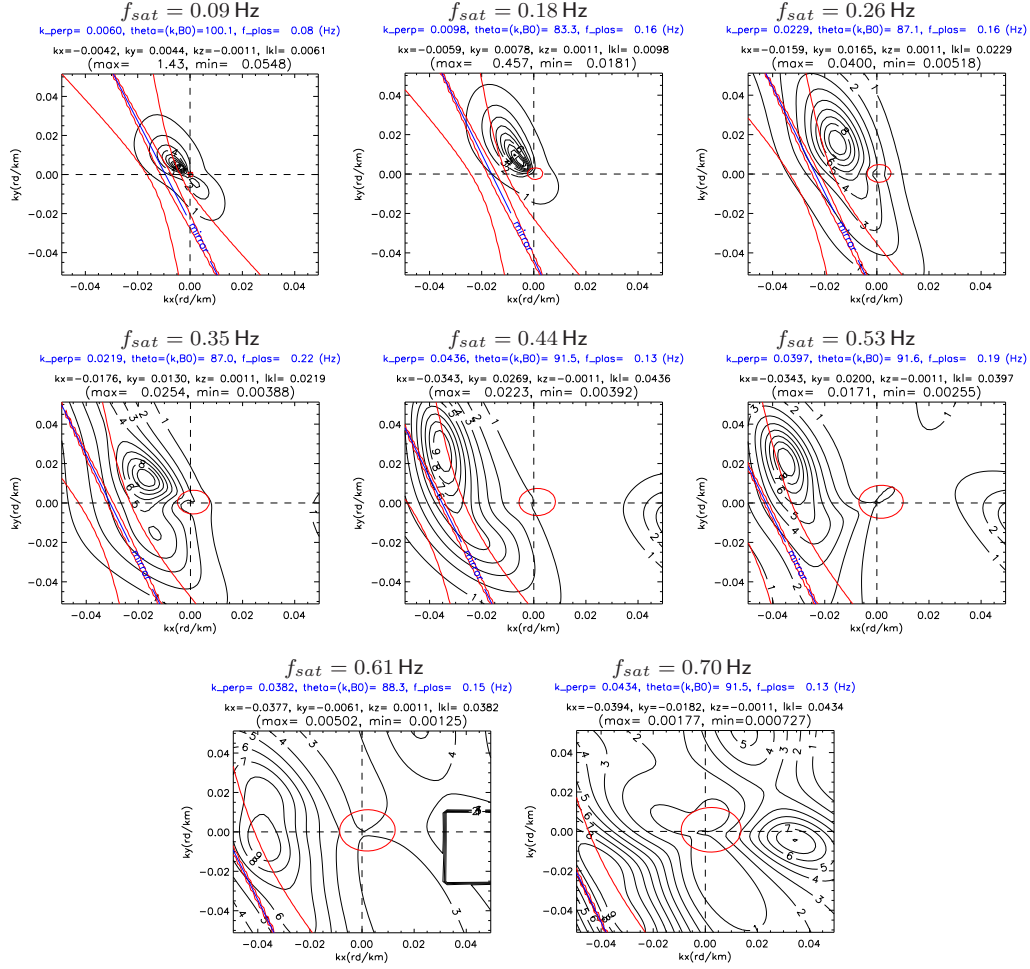


FIG. 3.17 – Période ΔT_2 . Plans (k_x, k_y) contenant le maximum d'énergie du mode dominant à basses fréquences.

avec le mode d'Alfvén théorique, pour chaque fréquence d'étude confirme la nature alfvénique des fluctuations. Une conséquence de cet étalement est la variabilité de la localisation du \mathbf{k}_{max} : du coin supérieur gauche droit ($f_{sat} = 0.44$ Hz) au coin inférieur gauche ($f_{sat} = 0.70$ Hz⁷) du plan (k_x, k_y) . Ainsi, l'angle de propagation reste très incliné par rapport au champ mais, contrairement à l'intervalle ΔT_1 , sans orientation particulière de \mathbf{k} dans le plan (k_x, k_y) .

La comparaison des résultats expérimentaux à ceux obtenus avec WHAMP sont présentés sur la figure 3.19. La dispersion du mode dominant la période

⁷Et ce d'autant plus que pour cette dernière fréquence, le maximum de l'énergie ne ressort pas franchement du bruit de fond.

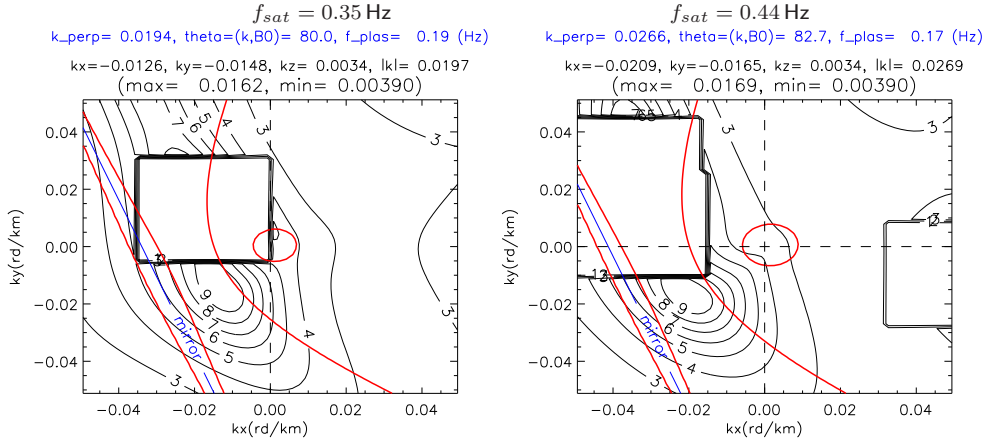


FIG. 3.18 – Période ΔT_2 . Plans (k_x, k_y) contenant des pics secondaires d'énergie du mode dominant à basses fréquences. Les zones carrées blanches indiquent les parties situées autour des autres maxima et qui ont été mises à zéro pour pouvoir étudier les pics secondaires ; elles n'ont pas de signification physique.

ΔT_2 est dessinée avec des étoiles bleues pour chacune des huit fréquences d'étude. La vitesse utilisée pour estimer les fréquences dans le repère du plasma a été calculée en reprenant la méthode qui a donné les meilleurs résultats pendant l'intervalle ΔT_1 , c'est-à-dire en moyennant la vitesse caractéristique de l'intervalle ΔT_1 et la vitesse moyenne (calculée sur 3 minutes). Les courbes noires représentent les relations de dispersion d'un mode d'Alfvén se propageant à 85° (courbe proche de l'axe des abscisses) et 88° du champ magnétique continu. D'autres vitesses ont été utilisées ; l'allure générale de la relation reste la même mais elles n'ont pas été tracées pour ne pas surcharger la figure.

Les points sont répartis dans deux régions : les quatre premiers sont dans l'intervalle $0.4 < k_{\perp} \rho < 1.5$ et sont entre le mode magnéto sonore rapide et le mode d'Alfvén se propageant à 85° alors que les quatre derniers sont entre ce dernier mode et le mode d'Alfvén se propageant à 88° dans la région $2.6 < k_{\perp} \rho < 3$. Les résultats expérimentaux de la figure 3.17 montrent que les \mathbf{k}_{max} correspondants à ces points sont effectivement plus inclinés par rapport à \mathbf{B}_0 que les premiers. *Puisque tous les points expérimentaux sont proches des modes d'Alfvén, les fluctuations magnétiques dominants ΔT_2 sont de nature alfvénique.*

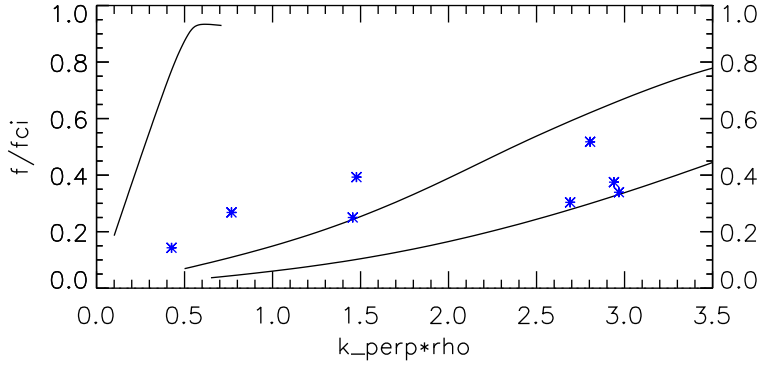


FIG. 3.19 – Période ΔT_2 . Les données expérimentales sont représentées par des étoiles bleues. Les courbes noires correspondent à des modes calculés avec WHAMP : le mode magnétosonore rapide (proche de l’axe des ordonnées) et le mode d’Alfvén, une première fois avec un angle de propagation de 85° (haut) et une seconde fois pour un angle de 88° (bas).

3.5.4 Etude de l’intervalle ΔT_3

L’étude de la période ΔT_3 se fait de la même manière que les deux précédentes et les plans (k_x, k_y) contenant les maxima d’énergie sont présentés sur la figure 3.20. L’énergie est concentrée dans les plans $k_z = \pm 0.0011 \text{ rad/km}$ jusqu’à la fréquence d’étude $f_{sat} = 0.53 \text{ Hz}$. Le déplacement de proche en proche de la position du maximum, encore une fois principalement vers les k_x négatifs, montre qu’il s’agit d’un seul et même mode. L’angle $(\mathbf{k}_{max}, \mathbf{B}_0)$ est de 90° et 83° pour les deux premières fréquences. Pour les autres fréquences d’étude, cet angle est compris entre 88° et 89° . Le mode suivi est toujours proche du mode d’Alfvén théorique. Au delà de cette fréquence le pic principal de ce mode n’est plus contenu dans la boîte et le maximum de l’énergie se retrouve alors dans les plans $k_z \approx 0.06 \text{ rad/km}$ pour $f_{sat} = 0.61, 0.70, 0.96$ et 1.05 Hz et $k_z \approx -0.05 \text{ rad/km}$ pour $f_{sat} = 0.79$ et 0.88 Hz .

Comme précédemment, la relation de dispersion du mode dominant a été reconstruite. Le résultat est présenté sur la figure 3.21 avec en noir le mode d’Alfvén calculé avec WHAMP pour quatre inclinaisons différentes du vecteur d’onde par rapport au champ magnétique continu. Les étoiles vertes, bleues et rouges correspondent aux résultats expérimentaux, pour chacune des six fréquences pour lesquelles le maximum de l’énergie du mode est accessible, corrigés de l’effet Doppler avec trois jeux de vitesse $\mathbf{v}_1, \mathbf{v}_2$ et \mathbf{v}_3 . \mathbf{v}_1 est la vitesse moyenne sur les 30 s de la période ΔT_3 ; c’est donc la vitesse « naturelle ». \mathbf{v}_2 est la valeur médiane de \mathbf{v}_1 et de la vitesse obtenue sur les 180 s que dure l’intervalle d’étude; c’est cette méthode qui avait permis

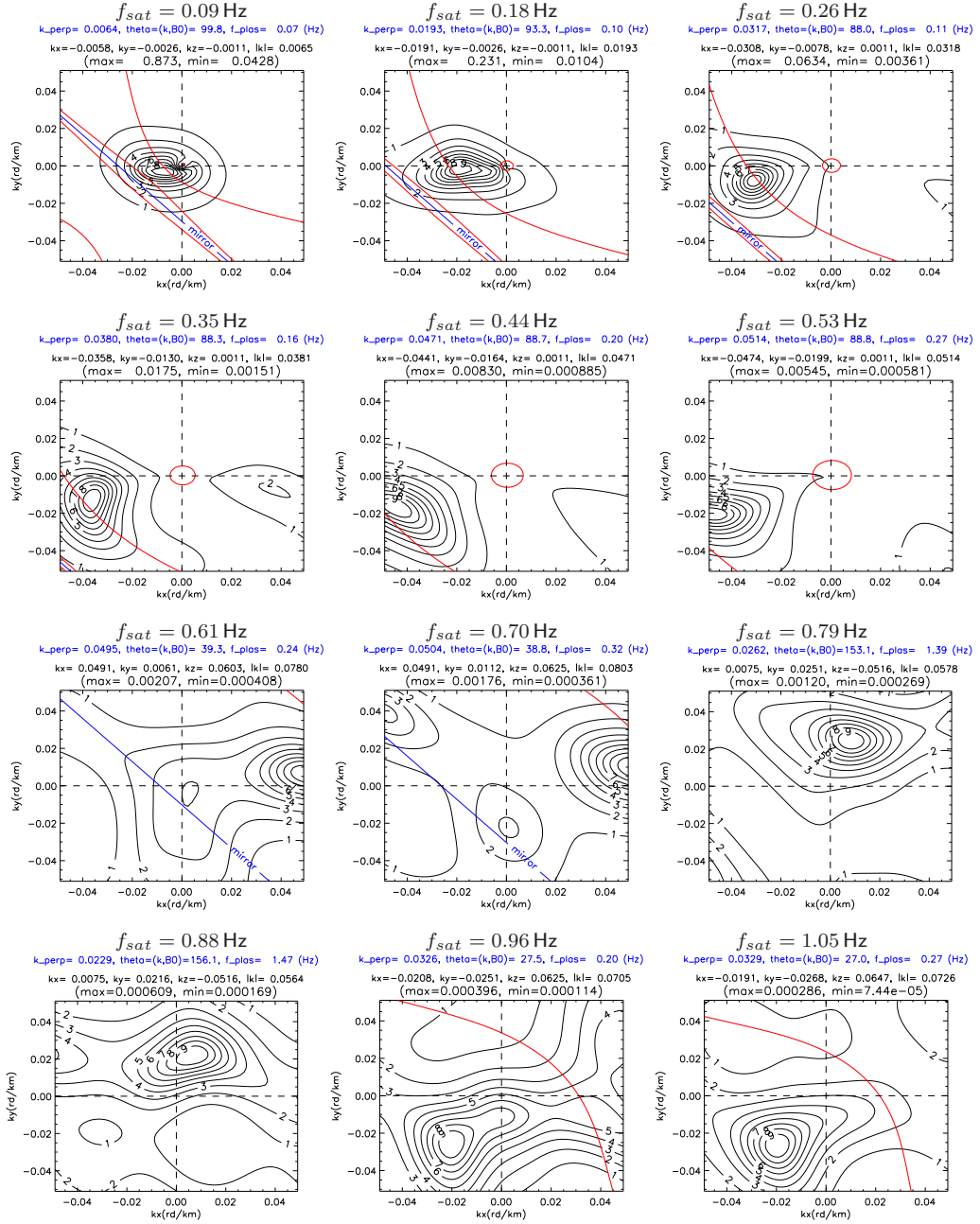


FIG. 3.20 – Période ΔT_3 . Plans (k_x, k_y) contenant le maximum d'énergie pour la fréquence indiquée au-dessus de chaque cadre.

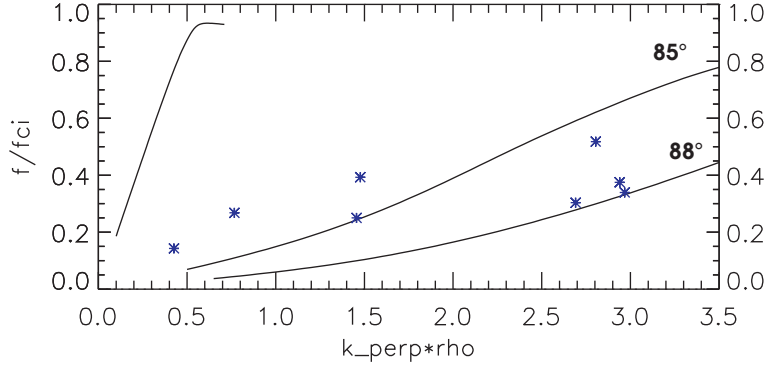


FIG. 3.21 – Période ΔT_3 . Les relations expérimentales sont représentées par des étoiles vertes, bleues et rouges renvoyant respectivement aux trois jeux de vitesse \mathbf{v}_1 , \mathbf{v}_2 et \mathbf{v}_3 . Les courbes noires correspondent de gauche à droite au mode d’Alfvén calculé avec WHAMP pour des angles de propagation valant respectivement 80° , 85° , 88° et 89° .

d’obtenir les meilleurs résultats pour la période ΔT_1 . \mathbf{v}_3 correspond à une minoration, approximativement proportionnelle, de \mathbf{v}_1 indépendante de la vitesse caractéristique des 180 s :

- $\mathbf{v}_1 = (-36, -32, 104)_{MFA} \text{ km/s}$
- $\mathbf{v}_2 = (-43, -24, 81)_{MFA} \text{ km/s}$
- $\mathbf{v}_3 = (-24, -21, 60)_{MFA} \text{ km/s}$

Les séries liées à \mathbf{v}_1 (en vert) et à \mathbf{v}_3 (en rouge) s’éloignent l’une de l’autre avec les k_{\perp} croissants. Le premier point des deux séries est presque confondu avec le mode d’Alfvén se propageant à 80° , ce qui correspond à ce qui est vu⁸ à la figure 3.20. Cela est un peu moins vrai pour le point suivant, situé vers le mode d’Alfvén se propageant à $80\text{--}83^\circ$, alors qu’il est trouvé dans les données avec un angle équivalent à 87° . L’évolution à large $k_{\perp}\rho$ se fait le long du mode d’Alfvén avec un angle de propagation proche de 88° pour \mathbf{v}_3 et 89° pour \mathbf{v}_1 . Ces angles de propagation déduits de WHAMP sont également en bon accord avec les angles observés pour le maximum de la densité d’énergie est trouvé (cf. figure 3.20).

La série obtenue avec \mathbf{v}_2 a un comportement un peu plus erratique : les deux premiers points suivent un mode incliné à 88° , ce qui n’est pas tout à fait le cas dans les données de la figure 3.20, puis le rapport f/f_{ci} stagne autour de 0.3 pour les derniers points. La vitesse de flot moyennée sur 180 s utilisée pour déterminer \mathbf{v}_2 a une orientation différente de celle de \mathbf{v}_1 ; la moyenne des deux, \mathbf{v}_2 , n’est donc représentative ni de l’une ni de l’autre.

⁸Il est « vu » sur les données un angle de 100° . Cet angle est équivalent dans WHAMP à un angle de 80° (l’écart à la normale est à chaque fois de 10°).

Cela pose un problème puisqu'on s'attend à ce que la vitesse de correction de l'effet Doppler ait un rapport avec \mathbf{v}_1 qui est, pour rappel, la vitesse moyenne sur ΔT_3 . Les points expérimentaux de cette série ne suivent pas une relation de dispersion liée à un seul angle de propagation.

Le premier résultat de cette étude est que le raisonnement qui a guidé le choix de la vitesse de flot caractéristique pour la période ΔT_1 n'est pas valable ici. La vitesse \mathbf{v}_3 a été définie en minorant \mathbf{v}_1 à peu près proportionnellement. Remarquons a posteriori que c'est aussi ce qui avait été fait pour le choix de la vitesse sur l'intervalle ΔT_1 , puisque les vitesses ont toutes une direction à peu près équivalente (cf. 3.5.2, page 79).

La nature alfvénique du mode ne fait pas de doute au vu des relations de dispersion obtenues à partir de \mathbf{v}_1 et de \mathbf{v}_3 . Ces deux relations montrent la difficulté de corriger l'effet Doppler lors de la présence d'un seul mode. La relation la plus cohérente reste celle obtenue avec \mathbf{v}_3 qui voit son rapport f/f_{ci} augmenter continûment.

Les autres modes En s'intéressant, aux 6 plans qui contiennent le maximum de l'énergie lorsque le mode d'Alfvén n'est plus visible, à partir de la fréquence d'étude 0.61 Hz sur la figure 3.20, les maxima sont trouvés à des \mathbf{k} proches pour $f_{sat} = 0.61$ et 0.70 Hz ; il s'agit donc d'un seul et même mode. On peut retrouver ce mode à une seule autre fréquence d'étude (non montré). La forme des isocontours suggère que la localisation du maximum est en dehors du domaine des \mathbf{k} accessibles. L'identification de ce mode est donc impossible.

De même, les maxima vus aux fréquences d'étude 0.79 et 0.88 Hz correspondent à un même mode. On peut le suivre pour 8 fréquences d'étude depuis 0.35 Hz dans des plans qui ne sont pas présentés ici. L'angle moyen de propagation de ce mode est de 140° , sa fréquence dans le repère du plasma décroît de 2.7 à $2.1 f_{ci}$ quand le $k_\perp \rho$ augmente de 0.8 à 3.8. La position de ce pic n'est proche d'aucun mode théorique. Enfin, le mode identifié avec le programme WHAMP avec un tel angle, pour ces valeurs de fréquence et de nombre d'onde a une partie imaginaire de l'ordre du double de sa partie réelle, ce qui indique qu'un tel mode est rapidement absorbé. Ce mode est donc, selon toute probabilité, une conséquence du phénomène d'aliasing⁹.

Enfin les derniers plans, à 0.96 et 1.05 Hz (cf. figure 3.20), ont un maximum d'énergie qui ne ressort pas tellement du bruit de fond. Il n'a donc pas été étudié plus avant.

⁹L'effet d'aliasing résulte du repliement spectral dû au sous-échantillonnage spatial des données.

3.5.5 Etude d'un mode secondaire pendant ΔT_1

La période ΔT_1 est dominée par le mode d'Alfvén. Les résultats du filtrage en \mathbf{k} montrent qu'un second pic apparaît dans la même région à partir de la fréquence 0.79 Hz. Par suite d'une comparaison avec les résultats de WHAMP, Grison et al. (2005) ont montré que les points expérimentaux obtenus avec la vitesse \mathbf{v}_3 suivent la relation de dispersion du second harmonique d'un mode de Bernstein.

Depuis, à la suite de différentes discussions avec J.L. Pincon (LPCE), j'ai travaillé sur une autre voie — la recherche d'alias — pour étudier ces points expérimentaux. Une première méthode consiste à prévoir la position des alias correspondants au mode d'Alfvén en simulant celui-ci pour une fréquence donnée par une onde plane monochromatique dont le vecteur d'onde est celui correspondant au maximum de l'énergie dans la grille. L'onde, bruitée, est calculée en chacun des quatre satellites.

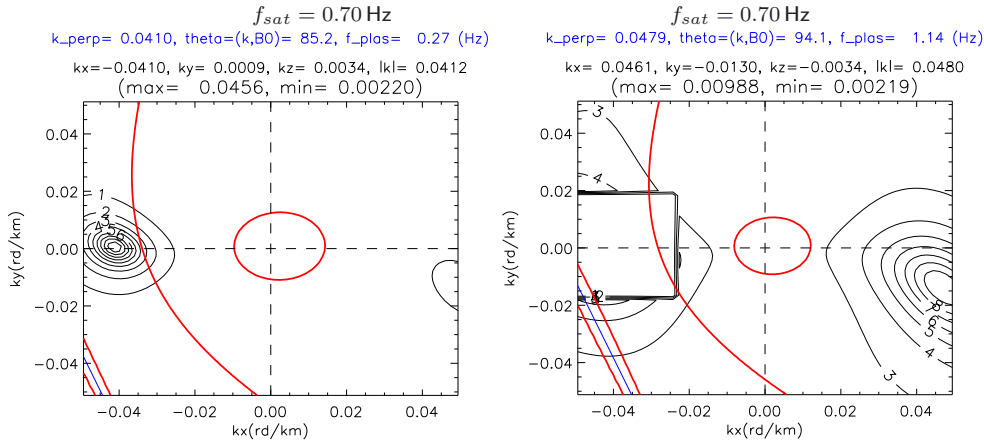


FIG. 3.22 – Simulation d'une onde plane monochromatique avec le vecteur d'onde du maximum de l'énergie expérimental dans ΔT_1 pour la fréquence 0.70 Hz. A gauche, plan du maximum principal, à droite plan du maximum secondaire.

La figure 3.22 présente les résultats obtenus avec un tel signal pour la fréquence 0.70 Hz¹⁰ pour les plans contenant deux maxima. A gauche on retrouve bien le pic d'Alfvén ce qui est la moindre des choses¹¹ et dans la figure de droite on voit également un pic dans un plan proche, à la position où apparaît le mode secondaire expérimental. Lorsqu'on monte en fréquence

¹⁰Cette fréquence a été retenue car le vecteur d'onde du mode principal est encore dans la grille, donc les caractéristiques de l'onde plane monochromatique sont bien définies.

¹¹Le bruit ajouté à l'onde monochromatique n'a pas permis de retrouver exactement la même forme de répartition de l'énergie.

(la détermination du \mathbf{k} du maximum est moins précise car en dehors de la grille), le pic secondaire qui apparaît dans le traitement de l'onde plane suit le même déplacement que le mode secondaire expérimental (non montré). *Puisque l'onde simulée était monochromatique, le pic secondaire est un alias du mode principal. Par conséquent le mode secondaire expérimental ne peut pas être étudié d'un point de vue physique puisque sa localisation est celle d'un alias du mode principal.*

Une analyse complémentaire selon la méthode présentée dans Sahraoui et al. (2003) permet de rechercher le vecteur réciproque pouvant correspondre à cet alias. Dans le cas présent les trois vecteurs réciproques $\Delta\mathbf{k}_i$ sont :

- $\Delta\mathbf{k}_1 = (-0.055, -0.032, -0.061)$ (en rad/km)
- $\Delta\mathbf{k}_2 = (-0.039, 0.127, 0.015)$ (en rad/km)
- $\Delta\mathbf{k}_3 = (0.005, -0.068, 0.049)$ (en rad/km)

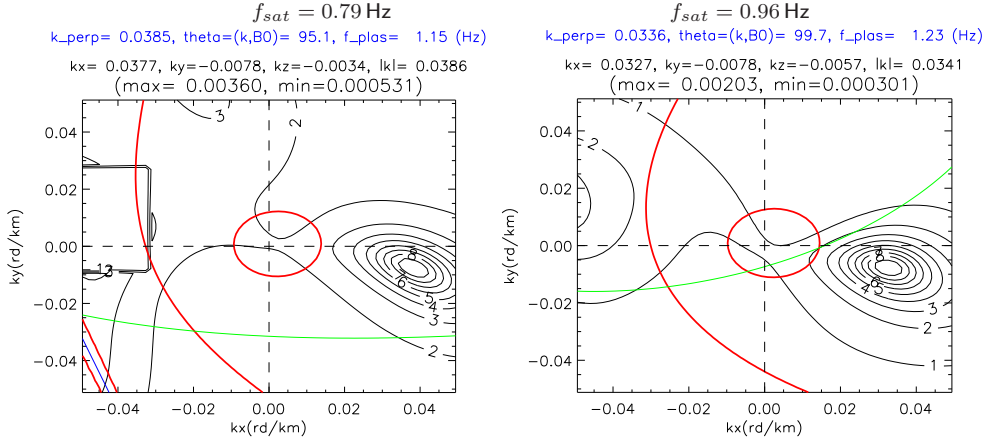


FIG. 3.23 – Période ΔT_1 . En vert, les solutions des équations de la MHD-HALL pour le vecteur $\Delta\mathbf{k} = (0.090, -0.027, -0.002)$ rad/km ont été rajoutées.

La méthode consiste à rajouter dans la grille, les solutions des équations MHD-Hall pour des vecteurs d'onde correspondant à chacune des combinaisons linéaires des vecteurs réciproques¹². Les résultats les plus probants sont obtenus pour le vecteur réciproque $\Delta\mathbf{k} = -\Delta\mathbf{k}_1 - \Delta\mathbf{k}_2 - \Delta\mathbf{k}_3$ soit $\Delta\mathbf{k} = (0.090, -0.027, -0.002)$ rad/km.

Les résultats sont présentés sur la figure 3.23 pour les fréquences 0.79 Hz (cadre de gauche) et 0.96 Hz (cadre de droite). La seule modification par rapport aux résultats expérimentaux déjà présentés est la présence de la courbe verte correspondant au décalage des solutions de la MHD-Hall de $\Delta\mathbf{k}$ dans la grille. Dans un cas, la courbe passe au dessus et dans l'autre au

¹²En se contenant ici des combinaisons linéaires qui restent au voisinage de la grille.

dessous du mode secondaire. Comme dans le cas du mode principal, l'énergie est principalement répartie le long de la courbe verte qui correspond aux solutions de nature alfvénique, ce qui confirme la nature de l'alias. Enfin on peut remarquer que le vecteur réciproque obtenu correspond bien à l'écart entre le pic expérimental principal et le pic expérimental secondaire. Ce qui est conforme à l'interprétation du second comme étant un alias du premier.

Ces études montrent sans ambiguïté qu'un mode aliassé se trouve au voisinage de la position du pic secondaire. Il est donc hors de propos de faire plus avant des raisonnements sur la nature physique de ce pic, puisqu'on est incapable de faire la différence entre la part d'alias et l'éventuelle présence d'un autre mode. Cela montre qu'il est prudent avec le filtrage en k de se limiter à l'étude du pic principal.

3.5.6 Bilan

L'étude détaillée de ces trois minutes a d'abord mis en évidence sur les vitesses de flot trois périodes d'injections distinctes. Le filtrage en \mathbf{k} des données champ magnétique dans chacune de ces trois périodes a permis de reconstruire la relation de dispersion des modes dominants la partie basse fréquence du spectre. Le mode d'Alfvén est présent de manière récurrente dans chacune des trois périodes, au moins, entre $f_{sat} = 0.1$ et $f_{sat} = 0.5$ Hz. Sa présence et sa prééminence sur les reste des ondes sont particulièrement bien établie pendant les périodes ΔT_1 et ΔT_3 . C'est également lors de ces deux périodes que la puissance spectrale du champ magnétique est dominée par sa composante perpendiculaire. Les ondes d'Alfvén sont trouvés hors du domaine MHD avec $k_{\perp} \rho \in [0.5, 4]$. D'autres modes présents n'ont pas été identifiés pour différentes raisons : niveau d'énergie trop faible, effet d'aliasing, localisation en grande partie située en dehors de la grille. La principale limite à ces études, indépendante de la méthode de filtrage en \mathbf{k} , est la correction de l'effet Doppler dû au flot du plasma qui porte les ondes car la vitesse d'ensemble correspondante est très variable dans les cornets, surtout lors des injections comme cela a été vu dans la partie précédente. Les résultats obtenus ici montrent que ce problème n'est pas insurmontable et une minoration de la vitesse moyenne enregistrée sur la période de l'injection donne de bons résultats. Il sera utile de mener une telle étude sur un plus grand nombre de cas.

En revenant à la forme d'onde (cf. figure 3.13), dans chacune des trois périodes étudiées une oscillation de grande amplitude, de l'ordre de 10 nT, est identifiée sur B_y respectivement vers 10h49min18s, 10h49min39s et 10h50min14s. Puisque l'évolution en \mathbf{k} des ondes d'Alfvén cinétiques observées se fait selon y , les oscillations sont la signature à basse fréquence de ces ondes. Le fait

que pendant ΔT_2 , cette signature soit moins visible sur la forme d'onde tout autant que l'onde d'Alfvén ressort moins bien dans le traitement du filtrage en \mathbf{k} corrobore cette observation.

3.6 Discussions

3.6.1 Une faible densité de courant

Recherche d'un courant de large échelle

Des ondes d'Alfvén sont présentes dans la période d'injections autour de 10h49. Des traces de courant parallèle, identifiés sous la forme de gradients, sont visibles sur la composante x de la forme d'onde (cf. figure 3.13, page 74), notamment pendant les périodes ΔT_1 et ΔT_2 . Le gradient vu pendant ΔT_3 est plus faible. Le mécanisme de génération à l'origine de ces ondes peut être lié aux instabilités de courant (Forslund et al., 1979). Le calcul de $\mathbf{rot}(\mathbf{B})$ (en supposant le courant constant sur le volume du tétraèdre Cluster), possible avec quatre satellites (Dunlop et al., 1990; Chanteur, 1998), permet d'estimer la densité de courant dans des structures de taille supérieure à la séparation des satellites (Dunlop et al., 1990; Chanteur, 1998; Chanteur and Harvey, 1998; Robert et al., 1998a). Cette technique a été appliquée avec succès (Robert and Roux, 2002) pour l'identification d'une structure de courant lors d'un FTE¹³. La dimension transverse L des tubes de flux correspondant à ΔT_1 et ΔT_2 vaut : $L \approx v_{\perp} T$, avec $T \approx 20$ s temps passé par le satellites dans le tube de flux, et $v_{\perp} \approx 100$ km/s, valeur moyenne de la vitesse perpendiculaire dans le tube. $L \approx 2000$ km est largement supérieur à la séparation des satellites (100 km environ) ce qui rend possible l'estimation de la densité de courant éventuellement liée à ces tubes de flux.

Les résultats de ce calcul mené lors de la période d'identification des ondes d'Alfvén, entre 10h48min00s et 10h51min00s sont présentée sur la figure 3.24. Le cadre du haut présente l'estimation des densités du courant total et de ses composantes dans le repère GSE, le cadre du bas donne en plus de la densité totale, les densités des courants parallèle et perpendiculaire au champ. Les données utilisées sont celles de FGM à haute résolution. Les zones grisées couvrent chacune des trois périodes d'injection ΔT_1 , ΔT_2 et ΔT_3 .

Les courbes dans le repère GSE sont très piquées pendant chaque intervalle. Cela traduit l'absence d'une orientation stable de $\mathbf{rot}(\mathbf{B})$ attendue en présence d'un courant. Le courant parallèle (en rouge) est principalement

¹³De l'anglais *Flux Transfer Event*, ou évènement de transfert de flux, caractérisé par une forte signature magnétique (Russell and Elphic, 1979).

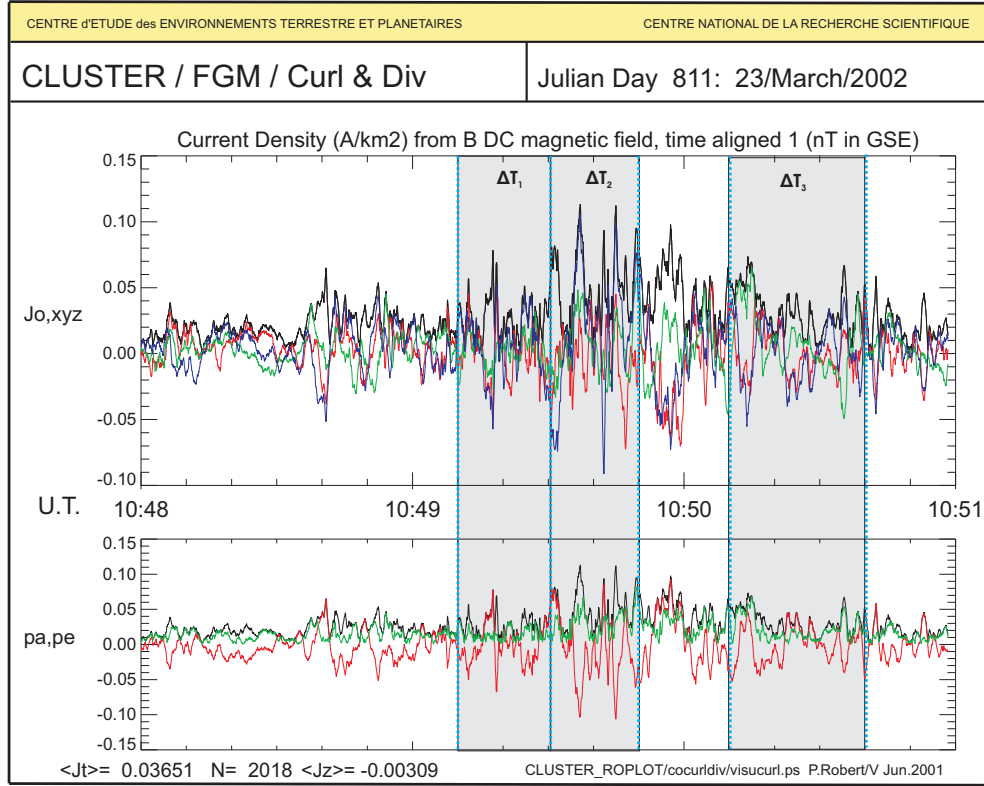


FIG. 3.24 – Densité totale (en noir) de courant \mathbf{j} calculée à partir de $\mathbf{rot}(\mathbf{B})$ et présentée dans le repère GSE (cadre du haut, j_x , j_y et j_z sont respectivement en rouge, vert et bleu) et selon ses composantes parallèle (en rouge) et perpendiculaire (en vert) (cadre du bas).

anti-aligné et ce en prenant des valeurs non négligeables ($|j_{\parallel}| > 0.05 \text{ A/km}^2$, par exemple vers 10h49min35s) mais jamais pendant plus de 5 s ce qui est bref par rapport aux 30 s que les quatre satellites passent dans les tubes de flux des injections. Les valeurs importantes observées sont simplement liées à la présence des ondes électromagnétiques à plus petite échelle pendant les injections. Ainsi les 10 premières secondes de chaque période résultent des ondes d'Alfvén dont la partie basse fréquence était visible sur la forme d'onde.

Cette figure n'identifie aucun courant de large échelle. La densité de courant éventuellement associée aux tubes de flux des injections serait donc trop faible pour être détectée par cette méthode.

Estimation de la vitesse de dérive

La différence de vitesse entre les électrons et les ions, la vitesse de dérive v_D , est un autre moyen de mesurer le courant. Le calcul est effectué lors de la période ΔT_1 à l'aide des traces de courant parallèles vues sur les données du champ magnétique (on peut voir le gradient sur le cadre central de la figure 3.26) On utilise la définition d'un courant et l'équation de Maxwell–Ampère :

$$\mathbf{j} = n q \mathbf{v}_D \quad \text{et} \quad \mathbf{rot}(\mathbf{B}) = \mu_0 \mathbf{j}$$

Après avoir linéarisé $\mathbf{rot}(\mathbf{B})$ la composante parallèle de l'équation précédente devient :

$$v_D = \frac{k_{\perp} \Delta B}{n q \mu_0}$$

ΔB est le gradient observé sur le champ et k_{\perp} la composante perpendiculaire du nombre d'onde lié à ce gradient. En première approximation, $k_{\perp} \approx 1/L$ avec L , largeur du tube du flux correspondant (pour le calcul de L , cf. 3.6.1, page 90). On a maintenant :

$$v_D = \frac{\Delta B}{n q \mu_0 v_{\perp} T}$$

Les valeurs expérimentales sont :

- $\Delta B = 8 \text{ nT}$, mesuré sur la forme d'onde magnétique
- $n = 6 \text{ cm}^{-3}$, mesuré avec CIS
- $v_{\perp} = 100 \text{ km s}^{-1}$, mesuré avec CIS
- $T = 25 \text{ s}$, durée du gradient magnétique (de 10h49min05s à 10h49min30s)

On considère généralement, que la vitesse de dérive minimale pour déclencher une instabilité de courant est de l'ordre de la vitesse thermique des ions, soit dans le cas présent $\approx 260 \text{ km/s}$. Avec ces paramètres, la vitesse estimée est $v_D \approx 3 \text{ km/s}$, ce qui est nettement insuffisant. Un tel écart justifie qu'un calcul plus poussé ne soit pas entrepris. Cela confirme également le résultat de la section précédente, à savoir que la densité de courant dans le tube de flux est faible.

3.6.2 Onde d'Alfvén à large-échelle

Analyse spatiale du gradient

Le gradient magnétique perpendiculaire le plus net vu pendant les injections étudiées est celui vu selon x lors de ΔT_1 . Il est reproduit dans le cadre central (entre les pointillés verticaux bleus) de la partie gauche de la

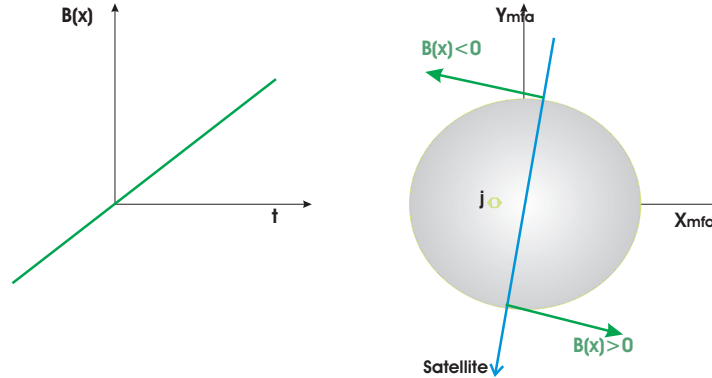


FIG. 3.25 – Reconstitution (à droite) d'un tube de courant magnétostatique et du mouvement relatif d'un satellite expliquant le gradient magnétique schématisé à gauche. La direction supposée du courant \mathbf{j} est alignée avec z_{MFA} . Le mouvement relatif du satellite (flèche bleue) par rapport au tube est selon y .

figure 3.26 qui représente les formes d'onde magnétiques et électriques sur laquelle nous revenons plus loin en détail.

Ce gradient considéré comme un phénomène spatial est d'après l'équation de Maxwell-Faraday rappelée précédemment la signature d'un courant magnétostatique. La partie gauche de la figure 3.25 schématise le gradient mesuré et la partie droite montre la trajectoire relative du satellite par rapport au tube du courant qui reproduirait la mesure. Le gradient étant vu en x , le mouvement relatif du satellite doit avoir lieu principalement par rapport à y . Or, la vitesse perpendiculaire du flot présentée dans le cadre de droite de la figure 3.25, est dirigée principalement suivant x (courbe noire) dans le gradient. Qui plus est, dans le même temps, la composante $v_{\perp y}$ (courbe rouge) est quasiment nulle. *La polarisation du gradient par rapport aux vitesses mesurées ne permet pas de le considérer comme un phénomène spatial.*

Analyse temporelle du gradient

Le gradient observé sur B_x n'est pas lié à un courant suffisamment fort pour être instable. Une analyse alternative peut être faite en considérant le gradient vu pendant ΔT_1 comme un phénomène temporel et non plus spatial. Le point de départ est alors l'équation de Maxwell-Faraday :

$$\text{rot}(\mathbf{E}) = -\frac{\delta \mathbf{B}}{\delta t} \quad (3.1)$$

Ce qui donne selon x , composante du repère MFA sur laquelle est vu le gradient

$$\frac{\delta E_z}{\delta y} - \frac{\delta E_y}{\delta z} = -\frac{\delta B_x}{\delta t} \quad (3.2)$$

Soit, en négligeant la composante électrique le long du champ, le gradient temporel magnétique observé est lié à un gradient selon E_y :

$$\frac{\delta E_y}{\delta z} = \frac{\delta B_x}{\delta t} \quad (3.3)$$

Les formes d'ondes électrique et magnétique mesurées par le satellite 4 entre 10h48min30s et 10h50min00s sont présentées sur la figure 3.26 (cadres de gauche). De bas en haut, on trouve respectivement les deux composantes E_x et E_y du champ électrique dans le repère SR2, puis les trois composantes du champ B_x , B_y et B_z présentées dans le repère MFA. Les traits verticaux bleus délimitent la période pendant laquelle le gradient magnétique est observé. Les traits horizontaux rouges délimitent les valeurs de B_x et E_y au début et à la fin du gradient.

La matrice du changement de repère SR2 vers MFA est donnée ci-dessous :

$$M_{\text{SR2 vers MFA}} = \begin{pmatrix} 0.85 & 0.08 & 0.52 \\ -0.01 & 0.99 & -0.13 \\ -0.53 & 0.11 & 0.84 \end{pmatrix}$$

Les termes diagonaux, proches de 1, indiquent que les deux repères ont une orientation similaire et ce particulièrement dans la direction y . Le champ électrique n'est mesuré que selon x_{SR2} et y_{SR2} . Or, d'après la matrice, l'estimation exacte de E_{yMFA} nécessite la connaissance de E_{zSR2} . Puisque cette dernière n'est pas mesurée, on approxime E_{yMFA} par E_{ySR2} . L'erreur est acceptable au vu de la comparaison entre les poids des composantes connues (0.99 pour E_{ySR2} , on peut négliger les 0.01 de E_{xSR2}) et inconnue (0.13 pour E_{zSR2}) dans la détermination de E_{yMFA} . Cela justifie que deux repères différents soient utilisés pour la présentation des formes d'onde électrique et magnétique sur la figure 3.26.

Les gradients ΔB_x et ΔE_y ont des amplitudes lues sur la figure de 8 nT et 3 mV. Le rapport $\Delta E_y / \Delta B_x$ vaut ≈ 375 km/s, ce qui est comparable avec la vitesse d'Alfvén locale $v_A = 330$ km/s¹⁴.

La nature alfvénique de cette onde à large-échelle doit se retrouver à l'aide de considérations sur le flot. Il est connu qu'une onde d'Alfvén induit une

¹⁴Les paramètres locaux du plasma sont : $B_0 = 35$ nT et $n = 6$ part cm⁻³

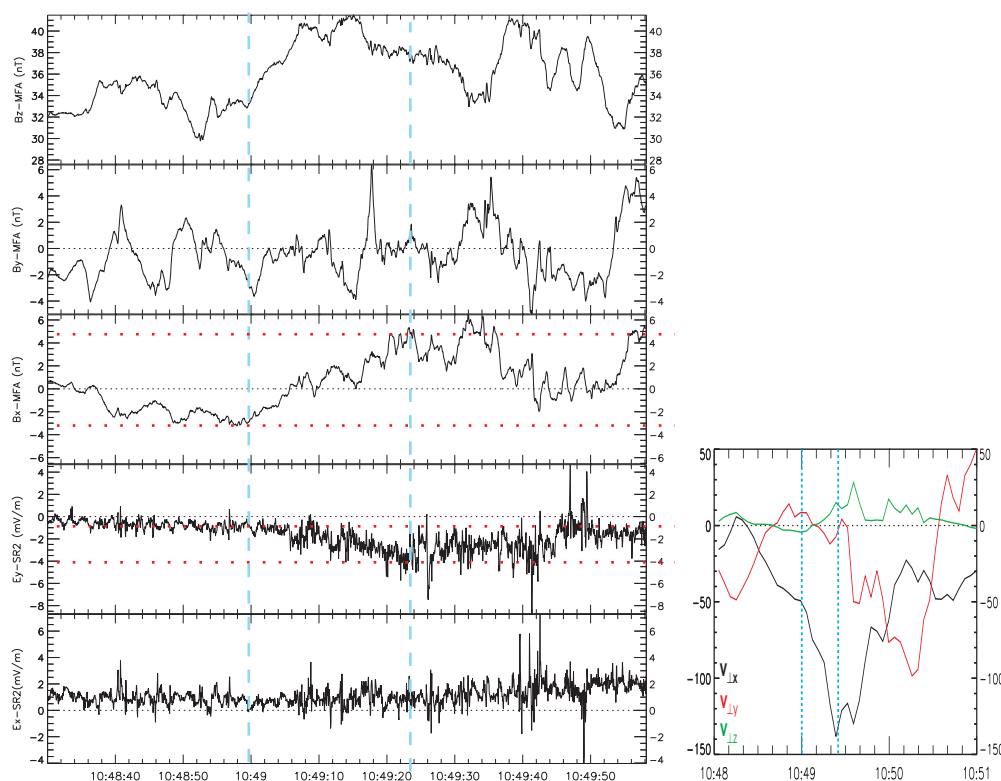


FIG. 3.26 – Formes d’onde magnétique (dans le repère MFA) et électrique (dans le repère SR2) (cadres de gauche). Composantes de la vitesse de flot perpendiculaire (dans le repère MFA, selon le code couleur BRGB) pendant la même période (cadre de droite). Composantes dans le repère MFA de la vitesse de flot perpendiculaire pendant la même période (cadre de droite) : $v_{\perp x}$, $v_{\perp y}$ et $v_{\perp z}$ sont tracés respectivement en noir, rouge et vert.

perturbation de la vitesse du flot Δv qui vaut :

$$\Delta \mathbf{v} = \frac{\Delta \mathbf{E} \wedge \mathbf{B}_0}{B_0^2} \quad (3.4)$$

La perturbation de vitesse attendue est dirigée selon x_{MFA} et vaut : $\Delta \mathbf{v} = -81 \text{ km/s}$. La vitesse perpendiculaire du flot mesurée par CIS est présentée sur les cadres de droites de la figure 3.26. Lors de la première injection, elle est principalement dirigée suivant $-x$ et passe de -50 à -140 km/s , soit une valeur moyenne de $\approx -90 \text{ km/s}$. Cela confirme la nature alfvénique de ce gradient. Cette onde d’Alfvén a une échelle beaucoup plus large que les ondes d’Alfvén cinétiques précédemment identifiées ($k_{\perp} \rho$ est ici de l’ordre de $0.1-0.2$). Un processus de cascade de nature turbulente des grandes échelles vers les petites

est dans ce cas peu vraisemblable, car le gradient magnétique est polarisé selon B_x alors que les ondes d'Alfvén cinétiques sont vues sur la composante B_y du champ. *Deux approches en grande partie indépendantes montrent que le gradient magnétique observé pendant ΔT_1 est la signature temporelle d'une onde d'Alfvén large échelle et non d'un fort courant. L'origine locale par instabilité de courant n'a pas été mise en évidence. Des simulations numériques complèteraient efficacement ces observations.*

3.6.3 Scénario de génération locale en lien avec les fonctions de distribution

Les ondes trouvées dominant les injections se propagent perpendiculairement au champ. Bingham et al. (1999) avaient déjà noté que les fonctions de distribution vues sur les lignes nouvellement reconnectées génèrent préférentiellement ce type d'onde. Certes, les modes de Bernstein sont connus pour leur nature électrostatique (Janhunen et al., 2003) mais le programme WHAMP confirme l'existence d'une forte composante magnétique de ce mode dans le domaine cinétique. Par ailleurs, dans d'autres régions de la magnétosphère, leur détection a déjà été liée à la présence de faisceaux d'ions anisotropes (Cattell et al., 2002). Ce mode se propage difficilement dans une direction parallèle (Ichimaru, 1973). On peut donc considérer qu'il est observé dans notre cas près de sa source, donc d'origine locale. Si ces ondes ont bien une origine locale elles sont générées tout le long de la ligne de champ, ce qui est une source d'interaction en retour avec le plasma.

Les fonctions de distribution des ions pendant les injections sont particulièrement anisotropes comme le montre la coupe présentée dans le cadre *a* de la figure 3.28. La génération des ondes via ces instabilités est possible, mais il est difficile de conclure de manière définitive sur ce point à partir de ces seules observations.

3.6.4 Scénario de génération distante

Objectif Les ondes UBF observées lors des injections peuvent se propager dans les tubes depuis la magnétogaine (Sundkvist et al., 2005a) ou depuis le site de reconnexion magnétique dont le processus s'accompagne de la génération d'une onde d'Alfvén (Haerendel et al., 1978). La vitesse des ions une fois ceux-ci accélérés au passage de la discontinuité rotationnelle du site de reconnexion est d'intensité constante. Les ondes ont une vitesse de propagation propre et la vitesse d'Alfvén croît avec l'intensification de \mathbf{B}_0 . Ainsi, dans les cornets polaires, on s'attend à ce que les ondes se propagent de

plus en plus rapidement alors que les ions alignés avec \mathbf{B}_0 ont une vitesse constante. Lorsque le processus de reconnexion est stabilisé, la simultanéité de la détection des ondes UBF et du plasma de la magnétogaine, ne permet pas de préjuger de l'origine des ondes puisque le plasma pénètre de manière continue.

Cependant, lors du démarrage du processus de reconnexion magnétique, la partie de ligne située dans la magnétosphère est vide à la fois de protons originaires de la magnétogaine et d'ondes électromagnétiques UBF. Dans le cas d'une origine distante des ondes d'Alfvén, on s'attend donc à ce que ces ondes, si l'augmentation de leur vitesse de propagation est suffisante, puissent arriver au niveau des détecteurs plus rapidement que les premiers protons injectés. Dans le cas d'une origine locale, au contraire, les ondes et le plasma seront toujours détectés simultanément. L'objet de cette section est d'estimer dans le cas d'étude présenté, le décalage temporel attendu au niveau du satellite entre la détection de protons et celle d'ondes d'Alfvén; initialement, l'ensemble est supposé être au niveau du site de reconnexion.

Distance au site de reconnexion La méthode utilisée est celle proposée par Onsager and Fuselier (1994). Lors d'une autre traversée des cornets (Vonrat-Reberac et al., 2003) la méthode de Menietti and Burch (1988) donne des résultats équivalents; elle n'a cependant pas été appliquée ici. On considère que les deux vitesses v_m et v_d définies par la coupures à basse énergie de la fonction de distribution des populations respectivement alignée (vers la Terre) et anti-alignée avec le champ magnétique sont représentatives d'ions qui ont été injectés simultanément. Les particules descendantes ont parcouru la distance D_X et les particules remontantes $D_X + 2D_M$ avec D_X et D_M les distances respectives du satellite au site de reconnexion et à la position du point miroir où sont réfléchis les ions, comme présenté sur la partie gauche de la figure 3.27. Par égalité du temps de trajet, on a :

$$\frac{D_X}{D_M} = \frac{2v_d}{v_m - v_d} \quad (3.5)$$

La distance au point miroir est estimé à partir d'un modèle magnétosphérique et de l'équation 3.6 qui résulte des invariants $v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2 = cste$ et $v_{\perp}^2/B_0 = cste$:

$$B_M = B_{sat} \left(1 + \frac{1}{\tan^2 \alpha} \right) \quad (3.6)$$

B_M et B_{sat} ont les intensités du champ magnétique au point miroir et au niveau du satellite, α est l'angle d'attaque limite des particules, 20° dans le cas présent¹⁵. On trouve $D_M \approx 4 R_T$.

¹⁵Cet angle de 20° est l'angle d'attaque des ions retenu pour définir les populations

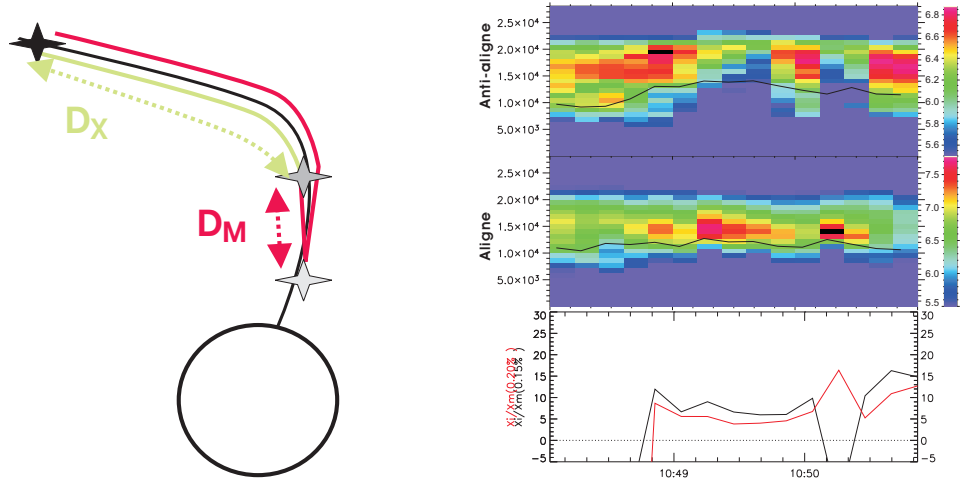


FIG. 3.27 – *A gauche* : Différence de trajet pour atteindre le satellite (croix grise foncée) entre les particules qui proviennent directement du site de reconnexion (croix noir) en vert, et le trajet des particules qui sont allées jusqu'au point miroir (croix grise claire) avant d'être détectées. *A droite* : Le rapport des distances $\frac{D_X}{D_M}$ (défini par l'équation 3.5, page 97) est tracé sous les diagrammes du flux des ions anti-alignés (haut) et alignés (bas) avec le champ magnétique.

La figure 3.27 (à droite) présente de haut en bas les diagrammes du flux des ions anti-alignés et alignés avec \mathbf{B}_0 auxquels sont superposées en noir les coupures à basse énergie et la valeur du rapport $\frac{D_X}{D_M}$ défini par l'équation 3.5, page 97. La coupure basse a été déterminée par un pourcentage du flux total. Les deux courbes du cadre du bas estiment le rapport $\frac{D_X}{D_M}$ à partir de deux pourcentages —15% en noir et 20% en rouge— qui fixent la coupure basse et pour lesquels le rapport est stable. Les résultats sont aberrants (rapport de distances négatif) avant 10h49 ce qui n'est pas surprenant puisque les distributions ne correspondent pas à des injections. Le rapport est à peu près stable autour de 7-8 entre 10h49 et 10h50. Le rapport obtenu est un peu plus grand après 10h50min20s, ce qui correspond à ΔT_3 .

L'étude de la méthode montre que la source d'incertitude est assez grande. Nous retenons donc comme la valeur du rapport la plus défavorable pour notre étude, c'est-à-dire celle qui tend à minimiser D_X . Le minimum du rapport D_X/D_M pendant l'injection est de 4, ce qui nous donne $D_X \approx 16 R_T$.

alignée et anti-alignée avec \mathbf{B}_0 .

Différence de propagation La différence de temps de parcours entre les ions et les ondes est :

$$\Delta t = t_{ions} - t_{ondes} \quad (3.7)$$

où t_{ions} vaut D_X/v_{ions} et t_{ondes} est donc D_X/v_{ondes} . On vient d'estimer $D_X \approx 16 R_T$. Depuis la magnétopause, la vitesse parallèle des ions alignés avec \mathbf{B}_0 reste celle qu'ils ont acquise au passage du site de reconnexion. Le cadre a de la figure 3.28 qui est détaillée dans la prochaine section, présente la coupe d'une fonction de distribution en D pendant les injections étudiées dans un plan $(v_{\parallel}, v_{\perp})$. On prend comme vitesse des protons, le centre de ce D soit $v_{ions} \approx 250 \text{ km/s}$. Cette vitesse v_{ions} est également, en première approximation, la vitesse d'Alfvén locale du site de reconnexion. La vitesse d'Alfvén augmente le long du trajet jusqu'à sa valeur locale au satellite $v_{A(sat)}$. En considérant une variation linéaire de la vitesse d'Alfvén, les ondes voyagent à la vitesse moyenne : $v_{ondes} = (v + v_{A(sat)})/2$, soit 290 km/s . La différence de temps de parcours Δt vaudrait ainsi $\approx 60 \text{ s}$.

Interprétation Le gradient alfvénique temporel (cf. 3.6.2, page 93) ne s'explique pas par les propriétés locales du plasma : il a été généré à distance. La création de cette onde d'Alfvén lors du processus de reconnexion magnétique qui a déclenché l'injection du plasma simultanément observé est exclue car le délai qui vient d'être calculé est incompatible avec cette coïncidence : un écart d'une minute est accessible à la résolution des instruments utilisés, au minimum de $\approx 10 \text{ s}$.

Soit cette onde est bien la signature de reconnexion magnétique correspondant à l'injection observée et il faut alors être en mesure de proposer un mécanisme qui explique les propagations conjointes des ions et de l'onde large échelle. Ou alors, l'onde d'Alfvén et les ions ne sont pas la signature de la même injection. Un scénario construit sur l'hypothèse d'un site de reconnexion stable permet d'expliquer cette dernière possibilité. La dispersion temps-énergie des ions observée lors de l'injection est alors spatiale et la génération d'onde d'Alfvén et l'injection de plasma s'effectuent de manière continue. En se propageant dans un même tube, chacun avec leur vitesse propre, les ondes et les ions peuvent être observés simultanément au niveau du satellite sans avoir été au même instant au niveau du site de reconnexion.

Un critère expérimental vient cependant d'être défini pour conclure à une origine distante des ondes. Lorsque un processus de reconnexion magnétique se déclenche à une grande distance des satellites, lesquels traversent les lignes reconnectées, il devrait exister un décalage temporel entre l'apparition de l'activité UBF alfvénique et les ions injectés. Une configuration de satellites qui se suivent sur une même orbite faciliterait cette détection.

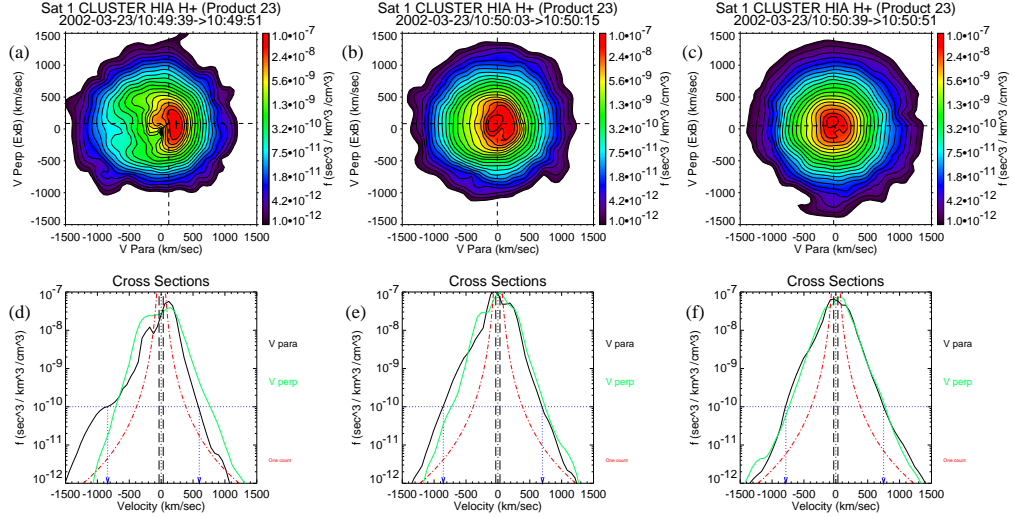


FIG. 3.28 – A trois instants consécutifs (de gauche à droite) sont représentés en haut, une coupe de la fonction de distribution dans le plan $(v_{\parallel}, v_{\perp})$ ainsi que, en bas, les fonctions de distribution des populations parallèle (en noir) et perpendiculaire (en vert). (figure extraite de Grison et al. (2005)).

3.7 Rôle des ondes dans le chauffage

La figure 3.28 présente l'évolution des fonction de distribution au cours d'une injection en les représentant à trois instants. Pour chacun, une coupe de la fonction de distribution dans un plan contenant la direction parallèle (en abscisse) et une direction perpendiculaire (en ordonnée) est présentée (en haut), et les fonctions de distribution parallèle et perpendiculaire sont tracées en bas, respectivement en noir et en vert. La courbe rouge correspond à la calibration de l'instrument.

Les coupes de fonction de distribution montrent bien le tube composé de particule uniquement descendantes et centrées autour de la vitesse $v_{\parallel} \approx 250$ km/s. Les particules remontantes sont apparues sur la deuxième coupe et le pic de flux vu vers 250 km/s est lissé. La troisième coupe correspond à la fin de la période d'injection et elle est isotrope.

Les traits horizontaux bleus permettent d'estimer la largeur des fonctions de distribution à $10^{-10} \text{ s}^3 \text{ km}^{-3} \text{ cm}^{-3}$. On remarque que dans chacun des cas la largeur de la fonction de distribution est plus importante pour les particules anti-alignées avec le champ que pour les particules descendantes. Sachant que ces deux populations ont la même origine — les particules montantes étaient descendantes avant d'être réfléchies par la force miroir —, cet élargissement

suggère qu'il y a eu du chauffage des particules dans la direction parallèle. Le chauffage sur le trajet a lieu entre le satellite et le point miroir. Une limite de ce résultat vient de la difficulté de bien séparer les fonctions de distribution de ces deux populations.

Par ailleurs, un léger accroissement de la température perpendiculaire des ions est noté pendant les injections (non montré, cf. Grison et al. (2005)). Les ondes détectées tout le long de la ligne de champ sont un candidat naturel pour expliquer ce chauffage. Les processus de chauffage connus produisent leur effet dans la direction perpendiculaire de la fonction de distribution. Et il y a en retour un élargissement en parallèle de la fonction de distribution qui ne se voit que sur les particules remontantes. *Pendant ces injections, des traces de chauffage des ions apparaissent. Cela suggère que les ondes électromagnétiques observées interagissent localement avec les ions.* Ce processus de chauffage reste négligeable devant celui qui est observé à la magnétopause (Lavraud et al., 2002, 2004b).

3.8 Conclusions

Les apports de l'étude détaillée de cette traversée du cornet polaire sont récapitulés ci-dessous :

- La conjonction des faisceaux de protons de la magnétogaine dirigés vers la Terre avec une activité électromagnétique ULF a été déjà notée (D'Angelo et al., 1974; Le et al., 2001). Le et al. (2001) notait également la présence d'ondes lors deux populations l'une descendante — des protons de la magnétogaine —, et l'autre montante — la composante réfléchiée —. Il semble que dans notre cas ce dernier point puisse être précisé : le flot dirigé vers l'ionosphère doit correspondre à une population d'une ligne de champ récemment reconnectée. *Et plus généralement, l'activité électromagnétique UBF est concomitante avec des injections identifiées à partir des propriétés des ions et/ou celles des électrons.*
- Les ondes sont présentes par bouffées et le spectre de la puissance ne laisse pas apparaître de structures monochromatiques. Ces pics d'activité sont composés de plusieurs modes mélangés. La puissance des ondes dans la direction perpendiculaire au champ magnétique est supérieure à celle dans la direction parallèle lorsque les faisceaux de particules sont unidirectionnels. Les modes gauche et droit sont d'intensité équivalente pendant toute la traversée..
- L'identification des ondes vers 10h49 par la méthode de filtrage en \mathbf{k} a mis en évidence que *le spectre UBF est dominé entre 0.1 et 1 hz par des ondes d'Alfvén dans le domaine $k_{\perp} \rho > 1$.* Cette identification a pu

se faire à partir de la reconstruction de la relation de dispersion des modes. Un gradient alfvénique temporel a été vu enveloppant un tube d’injection en étudiant directement la forme d’onde.

- L’origine locale ou distance de ces ondes n’est pas évidente. Cependant, les fonctions de distribution anisotropes des ions vues lors des injections et la simultanéité des injections et des ondes électromagnétiques plaident pour une origine locale. Des simulations numériques doivent pouvoir décider si les conditions sont remplies localement pour la génération d’ondes.

Note Cette traversée a fait l’objet d’un article complet que le lecteur pourra trouver en annexe D, page 145). Dans cette partie, les principaux résultats de cette publication sont repris de manière plus détaillée. Ils sont accompagnés de travaux complémentaires.

Chapitre 4

Vers une généralisation des résultats

Les principaux résultats qui ont été tirés de l'étude intensive du 23 mars 2002 sont :

- La simultanéité des détections de plasma de la magnétogaine nouvellement injecté (caractérisés notamment par des faisceaux de protons dirigés vers la terre) et de l'occurrence d'une activité électromagnétique UBF.
- Le lien entre la puissance des ondes et l'intensité des injections.
- La présence d'activité électrique du côté des lobes dans le cas d'un champ nord.
- La puissance des ondes est majoritairement transverse au champ magnétique continu \mathbf{B}_0 lors de la présence d'un flot d'ions dirigés vers la terre.
- Les spectres magnétiques *log – log* de la puissance des ondes ont une allure linéaire dans la gamme 0.5-10 Hz.
- Les bouffées d'ondes électromagnétiques contiennent plusieurs modes mélangés. Dans les cas étudiés, les ondes d'Alfvén vus dans le domaine cinétique dominant le spectre de la puissance magnétique entre 0.1 et 1 Hz.

Les quelques traversées retenues dans cette partie permettent de confirmer certains de ces résultats et apportent un élément nouveau, pour souligner la diversité des phénomènes observés dans les cornets. Par souci de cohérence, les événements choisis correspondent à des traversées se produisant avec un champ magnétique interplanétaire plutôt orienté au nord. Les satellites n'étant pas à ces dates en configuration rapprochée, les analyses ne comportent pas de résultats obtenus avec la méthode de filtrage en \mathbf{k} . Le chapitre se termine par une étude statistique des fluctuations UBF magnétiques

et électriques.

4.1 Traversée du 5 janvier 2002

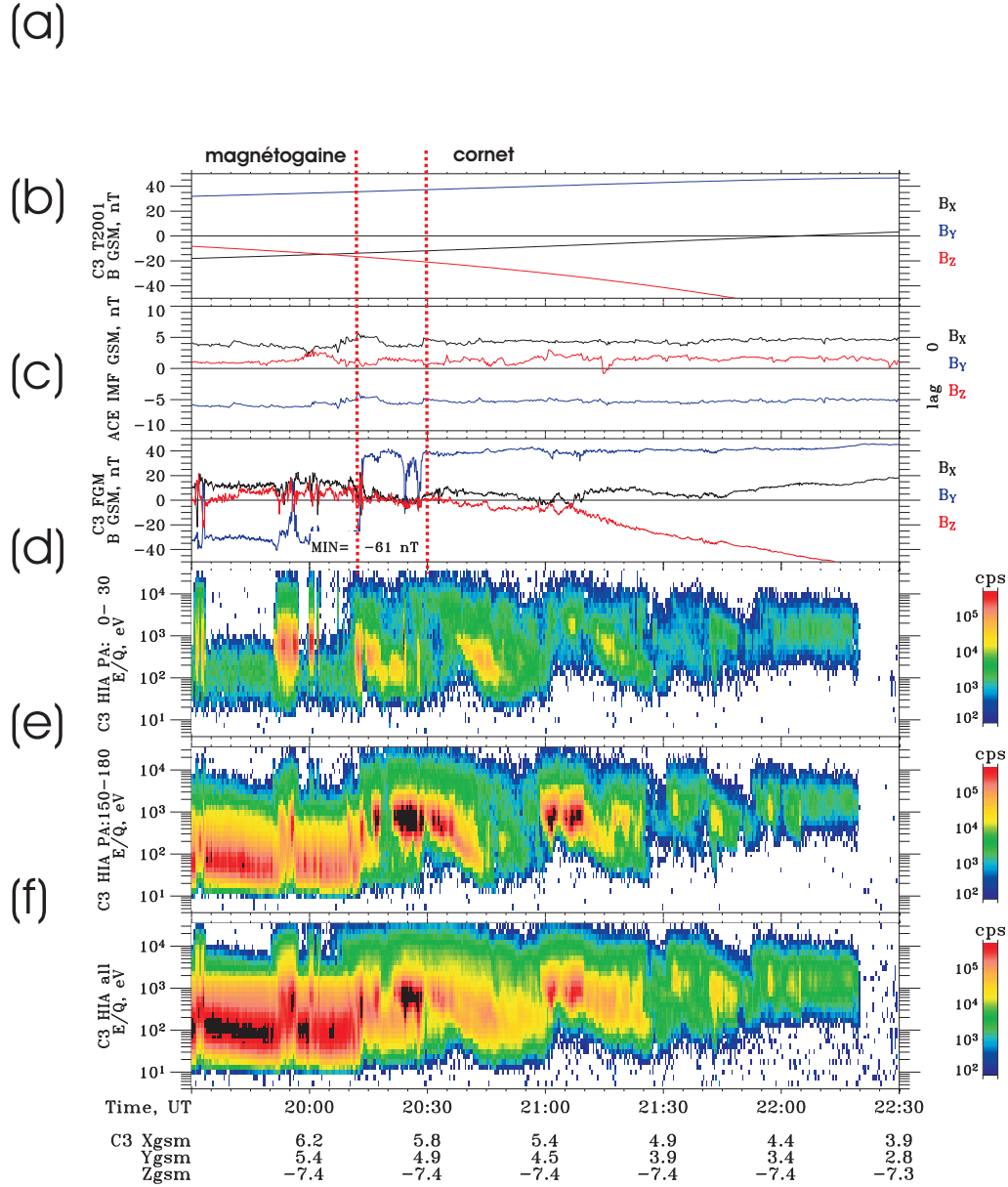
Cette traversée permet de conforter le lien établi précédemment entre les faisceaux d'ions dirigés vers la terre et l'activité magnétique UBF. La présence d'ondes cyclotrons ioniques souligne la diversité des ondes présentes dans les cornets polaires.

Présentation des données Une vue générale de la traversée, entre 19h30 et 22h30 TU¹, est donnée sur la figure 4.1. De haut en bas, (a) les trois composantes du champ magnétique prévues selon le modèle magnétosphérique T2001 (Tsyganenko, 2002a,b), (b) celles du champ interplanétaire mesuré par ACE et (c) celles du champ magnétique \mathbf{B}_0 mesuré par FGM à bord de Cluster, les spectrogrammes du flux (d) total des ions, (e) des ions anti-alignés avec \mathbf{B}_0 et (f) alignés avec \mathbf{B}_0 . Sous les panneaux, la position du satellite 3 duquel proviennent les données Cluster est indiquée toutes les demi-heures. Les grandeurs vectorielles sont représentées dans le repère *GSM*. Ce cas traite d'une traversée du cornet sud ($z_{sat} < 0$) pendant laquelle le mouvement des satellites se fait principalement selon y_{GSM} . Au contraire du cas de la partie précédente, l'orbite du satellite, de la magnétogaine vers le lobe sud, est rentrante. La date retenue correspond à la période de l'année pendant laquelle les orbites sont proches du plan méridien matin-soir.

Les conditions interplanétaires sont stables pendant toute la traversée. Il n'est pas besoin d'affiner le décalage moyen de 55 minutes estimé page 45. L'IMF est orienté (cadre *b*) dans la direction antisolaire, vers le matin ($B_y < 0$) et légèrement au nord. La zone de lignes du champ magnétosphérique anti-parallèles à l'IMF est donc attendue dans l'hémisphère sud du côté soir de la magnétosphère, c'est-à-dire proche de la trajectoire du satellite ($2.8 R_E < y_{sat} < 6 R_E$). Ce résultat se retrouve en observant que l'orientation du champ magnétosphérique modélisé (cadre *a*) est bien orienté dans un sens opposé à celui de l'IMF (cadre *b*). Le satellite traverse la région de la magnétosphère dans laquelle les lignes du champ magnétique peuvent se reconnecter avec celles de la magnétogaine.

Description de la traversée Le champ magnétique continu mesuré par Cluster (cadre *c*) permet d'identifier les principales régions traversées. Jusqu'à 20h12, son orientation est identique à celle de l'IMF : le satellite est

¹sauf indication contraire, toutes les heures données par la suite le sont en temps universel (TU).



Jan 5 2002

Created by DD_SYSTEM(C) V.4.5 Wed Sep 14 20:19:32 2005

http://goezog.cesr.fr:8080/DD*CLUSTER

FIG. 4.1 – Traversée rentrante du cornet sud, le 5 janvier 2002. De haut en bas, le champ magnétosphérique suivant le modèle T2001 (a), le champ magnétique interplanétaire (b), le champ magnétique continu \mathbf{B}_0 mesuré par FGM (c), puis le flux total des ions (d), celui des ions anti-alignés avec \mathbf{B}_0 (entre 135 et 180°) (e) et alignés avec \mathbf{B}_0 (entre 0 et 45°) (f).

dans la magnétogaine. On peut noter des périodes de fortes dépressions magnétiques vers 19h30 puis de 19h50 à 20h02. Elles sont vues principalement comme une inversion en B_y ce qui correspond sans doute à des approches de la magnétopause. A 20h12, l'inversion complète de la composante B_y est la signature de la magnétopause. Le champ magnétique fluctue, caractéristique du cornet, alors jusqu'à 21h45, et ne prend une allure dipolaire qu'à partir de 21h15. Vers 20h25 et 20h27, les deux brèves inversions de B_y correspondent à des forts gradients magnétiques : de 40 nT à -5 nT, soit une variation de 100% de $|\mathbf{B}_0|$. B_x et B_y restant constants, ce sont des approches de la magnétopause.

L'énergie des ions (flux total, cadre *d*) précise ces observations. Lors des diminutions d'intensité de \mathbf{B}_0 vues dans la magnétogaine, l'énergie moyenne des ions s'élève et la coupure-haute en énergie de la population des ions intervient à $\geq 10^4$ eV. Cette situation est semblable à celle vue après le passage de la magnétopause (de 20h12 à 20h30) du point de vue de l'énergie des ions et de la présence de gradients magnétiques. Le satellite traverse vraisemblablement une couche limite de part et d'autre de la magnétopause. Ces populations et ces gradients rappellent aussi les bulles magnétiques observées dans la couche limite à haute-altitude et étudiée par Stasiewicz et al. (2001). Leur étude n'est pas entreprise ici et on considère que l'entrée définitive dans le cornet intervient à 20h30.

Trois épisodes de dispersion décroissante de l'énergie des ions, tous angles d'attaque confondus (cadre *d*), sont observés successivement : le premier de 20h30 à 21h00, le second de 21h00 à 21h30 et le troisième, moins intense de 21h30 à 21h50. Ce sont des injections comme l'indique la prédominance du flux des ions anti-alignés avec \mathbf{B}_0 — dirigés vers la terre — (cadre *e*) sur le flux des ions remontants (cadre *f*). Ces injections successives dont l'intensité décroît avec l'avancée du satellite dans la magnétosphère indiquent que le site de reconnexion anti-parallèle est situé sur le flanc de la magnétosphère, sur la magnétopause, côté soir. Puis le plasma disparaît progressivement jusqu'à 22h20, heure à laquelle le satellite rentre dans les lobes.

Corrélation ondes magnétiques ULF-injections La figure 4.2 présente le diagramme temps-énergie du flux des ions se dirigeant vers la Terre (angle d'attaque compris entre 150 et 180°) auquel a été superposée la puissance des ondes magnétiques intégrée entre 1 et 10 Hz. L'intervalle de temps étudié, entre 19h30 et 22h30, est le même que sur la figure 4.1. L'activité magnétique, intense depuis 19h50 est maximale à la magnétopause (à 20h12). Avant l'entrée définitive dans les cornets (jusqu'à 20h30) la puissances des ondes suit l'intensité du flux des ions et les deux événements remarquables, avant et

après 20h25, correspondent aux deux forts gradients vus sur \mathbf{B}_0 décrits dans le paragraphe précédent. Dans les cornets, les ondes les plus intenses vers 21h02 et 21h08 sont vues lorsque le maximum du flux des ions, centré autour de 1 keV, est atteint — la couleur de saturation de l'échelle du spectrogramme est le noir. De même au commencement de la première période d'injection dispersive, juste après 20h30, la puissance des ondes augmente rapidement.

Lors des moindres renforcements d'activité UBF (avant 21h20 et après 21h40), le flux des ions, bien qu'il reste faible, se concentre vers 1 keV, ce qui peut être interprété comme la signature d'une nouvelle injection. Le dernier sursaut des fluctuations magnétiques (à 22h05) est trop bref pour être significatif.

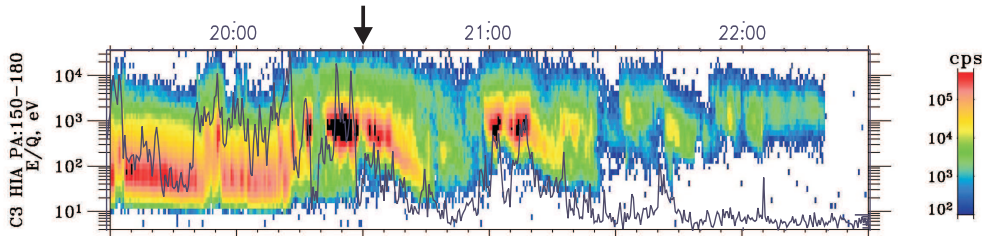


FIG. 4.2 – Diagramme temps énergie du flux des ions se dirigeant vers la terre (données HIA). La courbe superposée (en noir) est la puissance intégrée des fluctuations magnétiques ULF présentée selon une échelle logarithmique (données STAFF, échelle non représentée).

La diminution du seuil de basse énergie du flot des ions qui suit les nouvelles injections s'accompagne de la décroissance de la puissance des ondes. A la fin de chaque période de dispersion, et avant la suivante, les fluctuations ULF sont minimales, et ce comme à la sortie du cornet, après 22h10. *Les injections de plasma du vent solaire dans la magnétosphère et les périodes d'intenses activités ULF sont concomitantes. La figure 4.2 souligne également la corrélation entre l'intensité du flux d'ions dirigé vers la terre et celle de la puissance des ondes magnétiques.* Cette dernière procède par bouffées comme le souligne le minimum entre les deux pics correspondant aux injections de 21h02 et 21h08. Cela confirme que les injections, notamment dans leur phase la plus énergétique, sont accompagnées de fluctuations magnétiques.

Polarisation des ondes Le cadre du bas de la figure 4.3 présente la puissance intégrée des ondes magnétiques ULF pour les quatre satellites selon le code couleur BRGB. Bien après l'entrée dans le cornet (matérialisée par

des flèches sur la figure), autour de 21h05 pour le satellite 3 et de 21h40 pour les autres, le satellite 3 (en vert), qui a servi pour la présentation de la traversée, enregistre une activité supérieure d'un facteur 100 dans les pics. C'est d'ailleurs sur ce satellite que les flux des ions lors des injections sont les plus intenses (résultat non montré).

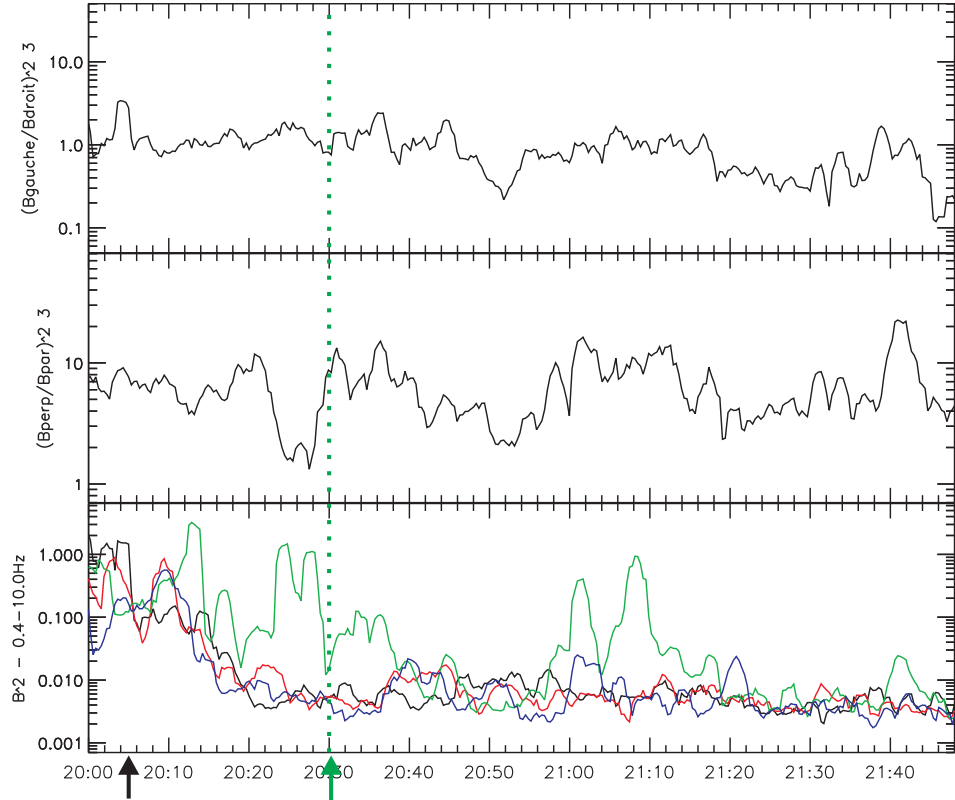


FIG. 4.3 – En bas, puissance magnétique des quatre satellites (code BRGB), et pour le satellite 3 uniquement $B_{\perp}^2/B_{\parallel}^2$ (milieu) et B_{gauche}^2/B_{droit}^2 (haut); données STAFF intégrées entre 0.4 et 10 Hz. La flèche noire (respectivement verte, prolongée par des pointillés) indique l'entrée définitive dans le cornet des satellites 1, 2 et 4 (respectivement du satellite 3).

Le rapport de puissance magnétique des fluctuations perpendiculaires aux fluctuations parallèles (cadre du haut) et celui de la composante gauche à la composante droite du champ magnétique (cadre central) ne sont tracés que pour le satellite 3.

Dans le cornet, après 20h30, les ondes sont nettement polarisées de manière perpendiculaire ($B_{\perp}^2/B_{\parallel}^2 > 5$; cadre du milieu) lors des périodes de forte activité magnétique. Le rapport B_{gauche}^2/B_{droit}^2 reste lui proche de 1, mis à

part un court instant pendant lequel le mode gauche domine nettement vers 20h04 lorsque les satellites sont encore dans la magnétogaine. Le rapport est plus petit que 1 (autour de 20h50 et de 21h25) sans que cela soit significatif puisque ce sont les périodes de faible puissance magnétique. On note une légère prédominance du mode gauche sur le mode droit (d'un facteur 2 à 3) vers 20h36 et 20h45 puis 21h06. Les modes cyclotrons ioniques sont connus pour leur polarisation gauche. La présence de tels modes est possible puisque la gyrofréquence des protons qui varie assez peu autour de 0.6 Hz entre 20h30 et 21h10 est comprise dans le domaine de fréquence retenu pour calculer la puissance intégrée.

Les ondes cyclotrons ioniques La figure 4.4 présente le spectrogramme de la puissance magnétique totale (en haut), dans le cornet entre 20h20 et 21h30. Les bouffées vues avant 20h30 correspondent aux gradients magnétiques vus dans la couche limite. Par la suite, l'activité est moindre mais elle est caractérisée par une coupure nette à basse fréquence, vers 0.6 Hz environ. Les ondes vues vers 21h08 et 21h09 sont plus intenses mais ne présentent pas (ou moins) cette coupure.

Les cadres *a*, *b* et *c* de la figure 4.4 présentent les spectres de la puissance magnétique totale moyennés sur des fenêtres de 512 points (≈ 20 s) pendant les périodes où les ondes présentant une coupure en puissance à basse fréquence sont particulièrement intenses : de 20h35 à 20h37 (cadre *a*), de 21h00min30s à 21h02 (cadre *b*) et de 21h05 à 21h07 (cadre *c*). Le cadre *d* correspond au spectre de la puissance totale lorsque les ondes ne présentent pas cette coupure, entre 21h07min30s et 21h09min30s (en rouge). Les courbes verte et noire reprennent les courbes des cadres *b* et *c* qui sont la puissance des ondes vues juste avant cette bouffée d'ondes. Sur chacun des cadres, la valeur de la fréquence cyclotron ionique moyenne (0.58 Hz) est indiquée par des pointillés rouges.

Les trois spectres des cadres *a*, *b* et *c* présentent bien un pic monochromatique, au dessus de f_{ci} , vers 0.8 Hz. La comparaison (non montrée) des spectres de la puissance magnétique selon leur composante montrent dans le pic une nette domination de la puissance perpendiculaire, avec une légère prédominance du mode gauche sur le mode droit. La présence d'ondes cyclotrons ioniques vues en deçà, à et au delà de f_{ci} a déjà été notée dans les cornets (Nykyri et al. (2003); Cargill et al. (2005) par exemple). Le décalage peut s'expliquer soit par une génération non locale — dans le cas présent avec un \mathbf{B}_0 plus intense —, soit par une conséquence de l'effet Doppler qui n'est pas estimable ici à cause du manque d'informations sur le nombre d'onde ; les quatre satellites ne voyant pas tous ces ondes, la méthode de filtrage en

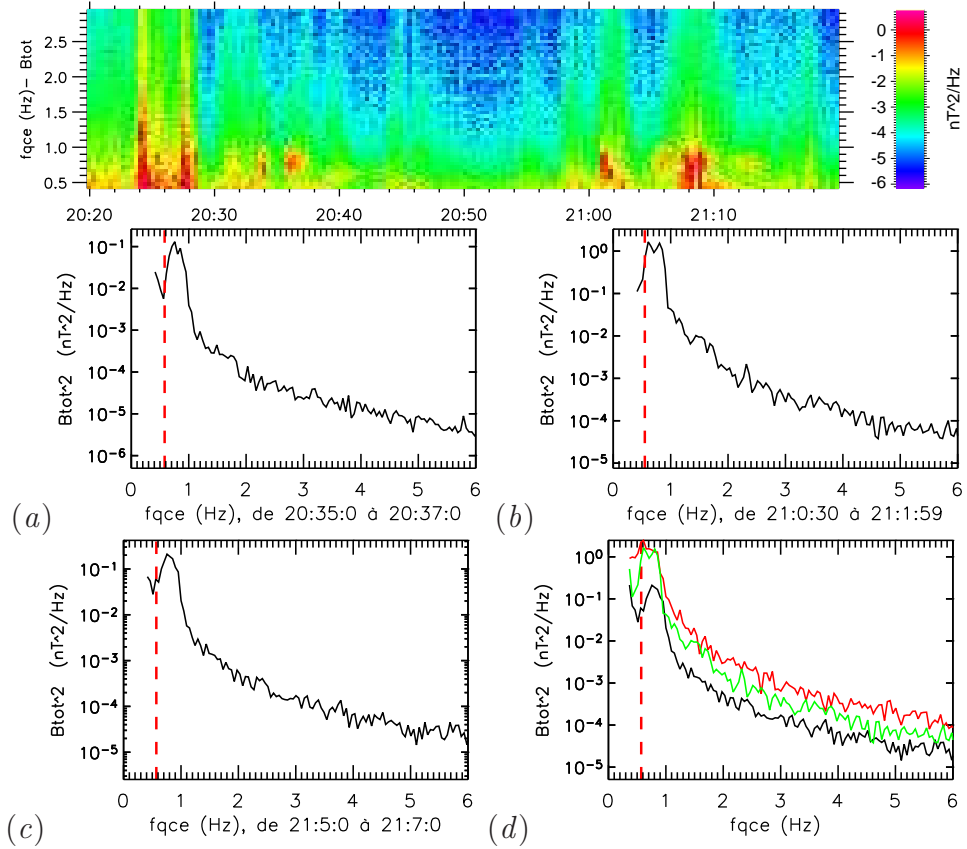


FIG. 4.4 – Spectrogram de l’activité magnétique ULF totale (en haut). Les cadres *a*, *b* et *c* présentent les spectres moyennés des fluctuations de \mathbf{B}_0 sur les intervalles indiqués en dessous. Le cadre *d* reprend les courbes des *b* (verte) et *c* (noire) et celle de la puissance totale entre 21h07min30s et 21h09min30s (rouge).

\mathbf{k} ne permet pas de l’estimer précisément. Dans le cas présent, le décalage observé en fréquence et l’existence d’une polarisation non négligeable selon le mode droit sous-tend un rôle important de l’effet Doppler.

Entre 21h07min30s et 21h09min30s, la courbe rouge du cadre *d* ne montre pas clairement de pic monochromatique. Il y a certes un palier avant 0.6 Hz mais il n’est pas autant marqué que lors des intervalles précédents. La puissance est d’ailleurs supérieure à celle vue lors de ceux-ci (en vert et en noir) sauf autour du maximum de la courbe verte. Il est donc probable que des ondes monochromatiques sont également présentes lors de l’intervalle correspondant à la courbe rouge. Elles semblent être masquées par la présence d’une activité ULF large-bande.

4.2 Traversée du 9 mars 2001

Cette traversée permet de souligner le lien entre l'activité UBF et les injections, que la signature soit vue sur les ions ou les électrons dans le cas d'un champ magnétique interplanétaire nord.

Aperçu de la traversée Le 9 mars 2001, Cluster traverse le cornet sud. Le champ magnétique continu, la vitesse de flot des ions et le spectrogramme du flux des ions sont présentés sur la figure 4.5. L'évolution de la position du satellite (tout en bas de la figure) indique que son déplacement se fait principalement dans la direction antisolaire à z constant ($z_{sat} \approx 8 R_T$) et proche du midi magnétique ($-1.7 < y < -0.2 R_T$). \mathbf{B}_0 (cadre du haut) a une orien-

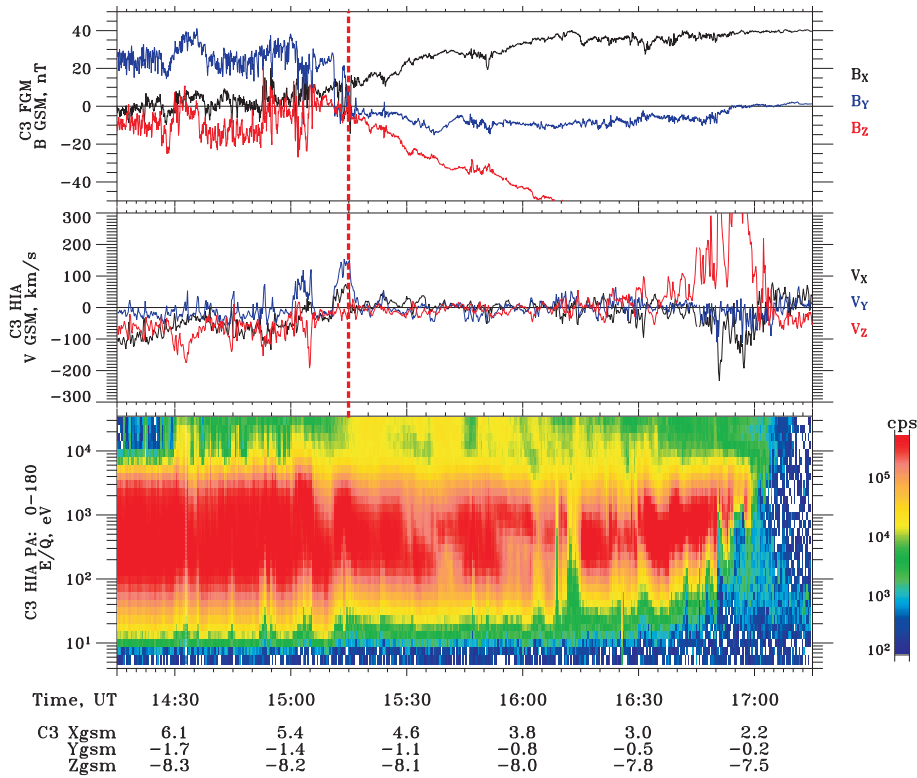


FIG. 4.5 – Données du satellite 3, le 9 mars 2001 entre 14h15 et 17h15. De haut en bas, \mathbf{B}_0 (FGM), la vitesse de flot des ions (HIA) et le spectrogramme du flux des ions (HIA, toutes énergies). La position du satellite est indiquée toutes les 30 min sous les heures correspondantes. Les pointillés rouges délimitent l'heure d'entrée dans le cornet (15h15). Le repère utilisé est le GSM. (figure créée avec *DD_system(c)*)

tation (B_y , en bleu, dominant) une intensité à peu près constante (≈ 30 nT) jusqu'à 15h12. Quelques rotations du champ magnétique se succèdent jusqu'à 15h15, après quoi des fluctuations importantes sont vues jusqu'à 16h50 qui marque le début d'une transition de 10 min avant le passage du satellite dans les lobes. L'entrée définitive du satellite dans le cornet polaire distant, en provenance de la magnétogaine, se produit à 15h15.

Du plasma originaire du vent solaire, identifié par une énergie moyenne de quelques centaines de keV (cadre du bas) est présent jusqu'à 17h, heure à laquelle le flux devient très ténu. Le satellite se trouve alors dans le lobe. Vers 16h10, on remarque une brève diminution de l'intensité du flot, suivie à partir de 16h35, d'une diminution progressive du flux qui débute par les ions les moins énergétiques. Avant l'entrée dans le cornet polaire, à la population typique de la magnétogaine, vient se mélanger une composant plus énergétique ($\geq 10^4$ keV) caractéristique des lignes fermées passant du côté jour de la magnétosphère. Ce flux est particulièrement important entre 15h15 et 15h30. La présence de telles particules dans la magnétogaine est surprenante. Nous suggérons que le satellite traverse entre 14h30 et l'entrée dans le cornet (à 15h15) une couche limite dont l'étude n'est pas entreprise ici.

La vitesse de flot (cadre du milieu de la figure 4.5) est très faible dans le cornet qui peut être considéré comme stagnant jusqu'à 16h10. Elle augmente alors progressivement en s'orientant en sens contraire à \mathbf{B}_0 ce qui indique que le flot est dirigé vers la Terre. La dispersion en énergie vue sur le cadre du bas correspond donc vraisemblablement à des injections provenant d'un site de reconnexion situé du côté du lobe, à la magnétopause, comme cela était le cas pour le 23 mars 2002. A une différence près : l'orbite étant ici rentrante, le satellite voit une disparition progressive du flot à partir des ions les moins énergétiques au lieu d'une apparition progressive, en commençant par les plus énergétiques, confirmant la structure spatiale du phénomène de dispersion.

Champ magnétique interplanétaire Les trois composantes GSM de l'IMF mesurées par ACE décalées de 55 min sont présentées sur la figure 4.6. La composante B_z , en rouge, est dirigée vers le sud jusqu'à 15h. Elle devient alors nord, particulièrement stable ($B_z \approx 4$ nT) et supérieure aux deux autres composantes à partir de 16h35. B_y est stable à 4 nT jusqu'à 15h. Il s'ensuit une période de fluctuations pendant lesquelles B_y reste inférieure à B_z avant que les deux soient à peu près équivalentes entre 16h05 et 16h35. La composante B_x globalement antisolaire n'apporte pas grand-chose pour la localisation des sites de reconnexion anti-parallèle dans cette région.

Ceux-ci se trouvent du côté jour de la magnétosphère lorsque B_z est sud

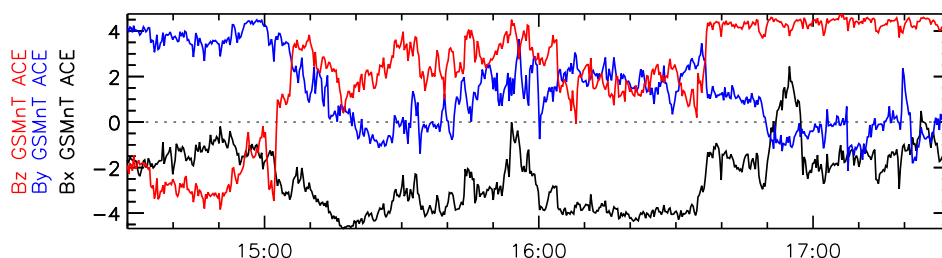


FIG. 4.6 – Champ magnétique interplanétaire (IMF) mesuré par ACE. B_x (en noir), B_y (en bleu) et B_z (en rouge) sont présentés dans le repère GSM. Les données ont été décalées de 55 min pour obtenir les conditions lors du passage de Cluster dans le cornet.

(avant 15h). B_y est alors d'intensité équivalente voire supérieure ce qui ne place pas le site exactement dans la région subsolaire. De même après 15h, B_z est nord mais toujours de même intensité que B_y . *Le site de reconnexion anti-parallèle est clairement localisé sur le lobe après 16h35 lorsque l'IMF est nettement orienté au nord.* L'inversion de B_z intervient vers 15h05 soit un peu avant que le champ magnétique mesuré par FGM (cf. fig. 4.5) commence à tourner et que le satellite entre dans le cornet (entre 15h10 et 15h15). Ces deux événements sont sans doute liés, la rotation de l'IMF de 15h05 déplaçant le cornet. La période de dispersion en énergie et des grandes vitesses correspond à celle où B_z est nord (après 16h35) confirmant que les ions vus à cette période résultent d'injections le long de lignes nouvellement reconnectées. Le faible flux vu vers 16h15 ne semble pas correspondre à une orientation précise de l'IMF. Il est possible qu'avant le déplacement du site de reconnexion bien au nord du satellite, ce dernier commençait à s'approcher des lobes.

Propriétés des ondes La figure 4.7 présente outre le spectrogrammes de la puissance totale des ondes magnétiques entre 0.4 et 10 Hz (cadre du haut), le rapport des puissances dans la direction perpendiculaire ($B^2_{gauche} + B^2_{droit}$)/2 à celles dans la direction parallèle (B^2_{\parallel}), ainsi que le rapport des puissances en perpendiculaire (B^2_{gauche}/B^2_{droit}). En bas, la puissance magnétique ULF intégrée pour les modes gauche, droit et parallèle. Les différentes puissances sont estimées sur la gamme 0.4 et 10 Hz.

L'activité après l'entrée dans le cornet — délimitée par un trait en pointillé rouge à 15h15 — montre un pic d'activité à 15h25, des soubresauts entre 15h30 et 15h40, puis 8 min d'une période d'intense fluctuations à compter de 15h45. La puissance s'éteint alors avant de se dynamiser brusquement vers 16h15 (trait pointillé en rouge) qui est également l'heure pour laquelle le flot des ions commence à être dirigé vers la terre. Les ondes procèdent encore par

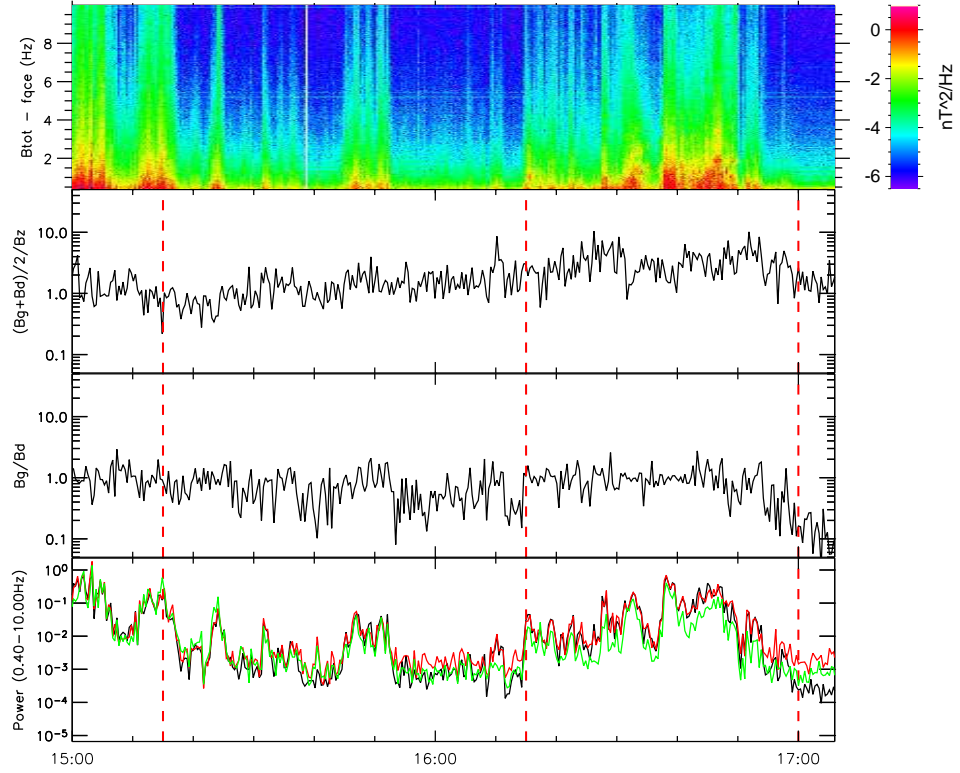


FIG. 4.7 – Traversée rentrante des cornets polaires du 9 mars 2001. Données STAFF-SC entre 0.4 et 10 Hz. De haut en bas, sont présentés le rapport des fluctuations perpendiculaires aux fluctuations parallèles à \mathbf{B}_0 , rapport du mode gauche au mode droit, puissance intégrée selon le mode gauche (en noir), droit (en rouge) et parallèle (en vert) et le spectrogramme de la puissance totale des fluctuations. Les pointillés verticaux rouge délimitent de gauche à droite les périodes d’entrée respectives dans le cornoet stagnant, les régions des injections et le lobe.

bouffées, avec un niveau moyen de la puissance qui progresse jusqu’à 16h48 avant de redescendre pour être minimale au niveau du bruit de fond de l’instrument à partir de l’entrée dans les lobes à 17h (dernier trait en pointillé). Le maximum de la puissance des ondes est atteint à 16h38 avec un niveau comparable à celui vu dans la magnétogaine.

L’étude des bouffées d’ondes, contenant des modes mélangés, se fait à l’aide de la polarisation des fluctuations. La puissance des ondes est globalement isotrope jusqu’à environ 16h10 : les deux rapports oscillent entre 0.5 et 2 et les instants où B_d semble dominer largement B_g comme juste avant 16h sont des périodes d’activité négligeables, comme dans le lobe. Après 16h10, quand les ondes s’intensifient vers la sortie des cornets, elles

deviennent principalement transverses au champ magnétique. Les décompositions de la puissance des ondes perpendiculaires en mode droit et en mode gauche présentent un rapport constant proche de 1, sauf dans les lobes où le rapport n'est pas significatif vu le faible niveau d'activité. Des traces de structures monochromatiques sont vues sur le spectrogramme vers 16h15 et 16h32.

Corrélation injections/ondes UBF Le cornet apparaît comme stagnant pendant la première partie de la traversée. Cette période est délimitée par les deux premiers traits en pointillés sur la figure 4.7. Les bouffées d'ondes qui s'y trouvent ne sont pas sur des lignes de champ contenant des ions récemment injectés. L'étude des données PEACE (non montrée ici) apporte ici un élément intéressant. Une très forte injection d'électron est vue lors de la dernière longue bouffée d'ondes UBF (vers 15h50). Les flux, beaucoup plus intenses dans les directions alignées et anti-alignées qu'en perpendiculaire, confirment que les lignes de champ sont ouvertes dans la magnétogaine. Lors des autres périodes d'activités magnétiques de cette période de stagnation, les flux d'électrons se renforcent également mais dans une proportion moindre. Seul le pic de 15h23 n'est lié à aucun faisceau, que ce soit sur les ions ou les électrons.

La période pendant laquelle le flot des protons est principalement dirigé vers la terre (entre les deux derniers traits en pointillés) s'accompagne d'une forte activité magnétique UBF. Plus le faisceau est composé d'ions énergétiques, plus les ondes se développent et elles commencent à décroître, comme l'intensité du flux des protons, lorsque le satellite se rapproche des lobes. Cette période correspond à celle où l'IMF est dirigé plein nord ; le satellite est alors traversé par les flux de particules dirigés vers la terre dont on peut penser qu'ils sont injectés dans la magnétosphère depuis un site de reconnexion anti-parallèle située à la magnétopause, du côté du lobe. *Les périodes de forte activité magnétique UBF apparaissent cette fois encore associées à des injections de plasma de la magnétogaine. Ce point est abordé de manière statistique dans la section 4.4, page 120.*

4.3 Traversée du 17 mars 2001

La traversée du 17 mars 2001 a été sélectionnée par un groupe de travail pour des études conjointes des données Cluster avec des mesures radar au sol. L'IMF est orientée vers le nord de manière assez stable et la structure des ondes UBF est parfois de nature harmonique, parfois à large-bande. Elle a donc fait l'objet de nombreuses publications et on pourra trouver une présen-

tation détaillée sur laquelle nous ne revenons pas ici dans Vontrat-Reberac et al. (2003). Nykyri et al. (2003) se sont intéressés aux ondes harmoniques de la gyrofréquence des protons qui sont visibles dans cette traversée. L'étude du spectre de ces ondes faite avec les données de STAFF a permis de faire apparaître plus d'harmoniques. Cette traversée a été retenue dans cette partie pour présenter les résultats d'une étude menée en collaboration avec l'Imperial College qui a abouti à la publication d'un article (Nykyri et al., 2006).

Les ondes cyclotrons

Les différentes périodes pendant lesquelles des ondes proches de la fréquence cyclotron ionique ont été vues sur chacun des satellites sont présentées dans Nykyri et al. (2003). Les auteurs étudient également la polarisation de ces ondes qui est perpendiculaire au champ mais aussi bien selon un mode droit que gauche sans que cela puisse être expliqué.

L'étude menée avec les données du magnétomètre continu a mis en évidence parfois un onde au second harmonique² de la fréquence cyclotron ionique. Les spectres obtenus sur une période où de telles ondes sont visibles sont présentés sur la figure 4.8. Les données utilisées sont celles de la forme d'onde magnétique mesurée par STAFF. Elle présente le spectre de la puissance des fluctuations magnétiques mesurées perpendiculairement (cadre du haut) et parallèlement à \mathbf{B}_0 (cadre du bas) pour chacun des quatre satellites (selon le code BRGB) sur une fenêtre de 20 s environ. Cette figure a été produite pour l'ouvrage regroupant les premiers résultats de la mission Cluster obtenus du côté jour de la magnétosphère dans le chapitre consacré à l'étude des cornets polaires (Cargill et al., 2005).

Seuls les satellites 1 et 2 voient plusieurs pics monochromatiques qui sont plus nombreux dans la direction perpendiculaire que parallèle. D'ailleurs la puissance perpendiculaire est supérieure d'un facteur 10 à la puissance parallèle et ce sur toute la gamme de fréquences, et un peu plus lorsqu'il y a des pics monochromatiques, ce qui explique qu'on voit plus d'harmoniques dans la direction transverse à \mathbf{B}_0 . Le pic vu en parallèle à 6 Hz sur le satellite 3 est peut être lié à l'absence de moyennage du spectre sur plusieurs fenêtres temporelles puisqu'il est précédé d'un minimum en puissance. L'étude des pics trouvés en perpendiculaires montrent que la fréquence des pics est très légèrement supérieure sur le satellite 2 à celles observées sur le satellite 1. Les pics ont une largeur de quelques dixièmes de herz. Les estimations de leur position à cette fréquence sont pour le satellite 1 qui voit jusqu'au 5^{eme} harmonique : 1.2, 2.5, 3.6, 4.8 et 6.1 Hz. Ils sont donc régulièrement espacés

²On appelle ici le premier harmonique, le mode fondamental.

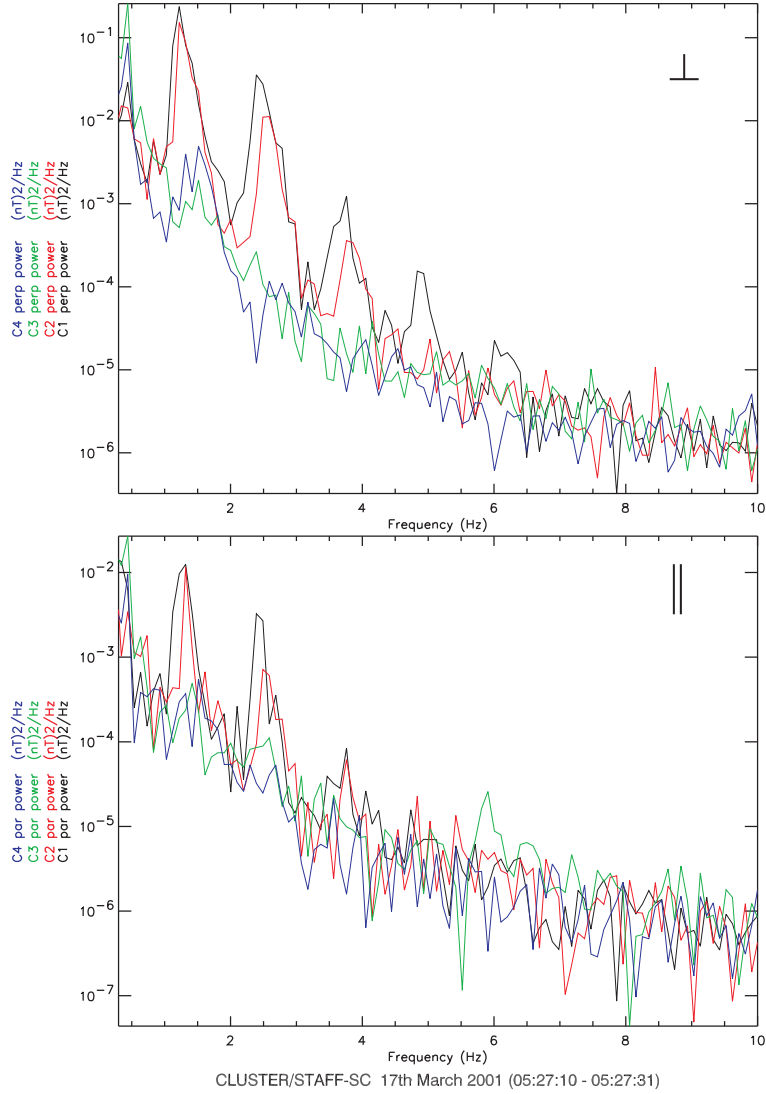


FIG. 4.8 – Spectres de la puissance de la forme d’onde magnétique mesurée par STAFF. Les puissances des fluctuations perpendiculaires (en haut) et parallèles (en bas) sont présentées pour chacun des quatre satellites (code couleur BRGB). L’intervalle de temps retenu est spécifié en bas de la figure.

de ≈ 1.2 Hz qui est également la valeur arrondie de la fréquence cyclotron locale des protons. La polarisation et la position des pics assurent que nous sommes en présence d'ondes cyclotrons ioniques. Il est peu commun de voir autant d'harmoniques dans cette région.

L'intensité du champ magnétique continu, et donc de la valeur de f_{ci} , est un peu plus grande au niveau du satellite 2 que du satellite 1. Les ondes vues sont sans doute générées localement. Leur intensité est sans doute un indice de la proximité de la source. Cette hypothèse est renforcée par l'absence de ces ondes sur les deux autres satellites qui sont à une distance de moins de 700 km.

Les ruptures de pente

En dehors des périodes isolées d'ondes cyclotrons ioniques, les spectres de puissance des fluctuations magnétiques suivent généralement dans la gamme UBF une décroissance exponentielle en α du type $P(f) = A f^{-\alpha}$, ou A est une constante, comme c'est le cas lors de la traversée du 23 mars 2002. Dans le cas du 17 mars, les spectres à plus basse fréquence (< 1 Hz) sont apparus parfois beaucoup moins pentus, c'est-à-dire à α plus petit, qu'au delà de 1 Hz. Le magnétomètre continu FGM offre une plage de fréquence d'étude qui permet d'accéder aux fréquences les plus basses tout en ayant un recoupement avec la gamme de fréquences de STAFF.

L'utilisation conjointe des données STAFF (SC) et FGM a débouché sur la réalisation de spectres sur trois décades en fréquence de 0.01 à 10 Hz dont quatre exemples sont visibles sur la figure 4.9. qui présente les spectres en échelle $\log - \log$ obtenus pour chacun des satellites (de gauche à droite puis de haut en bas) pendant une même période de temps. Les points rouges (respectivement noirs) sont issus du traitement des données de FGM (resp. STAFF).

Comparer les niveaux des deux spectres est possible de part la normalisation retenue pour les transformées de Fourier qui conserve les niveaux moyens de puissance. Les basses fréquences ont été mises en avant en calculant un seul spectre sur la période retenue (définie comme 8192 points de données FGM à compter de 05h19min00s), ce qui explique son épaisseur en considérant l'absence de moyennage et un pas en fréquence très petit. Les données STAFF ont été tracées avec la moyenne de spectres consécutifs de 512 points ce qui permet d'obtenir une courbe plus lisse.

Les spectres des deux instruments ont une plage de fonctionnement commune qui présente un niveau de puissance similaire. J'ai accompli le travail de validation, plus fin que l'observation à l'oeil nu, du raccordement des spectres qui a consisté à mesurer les pentes α des spectres obtenues à partir de chacun

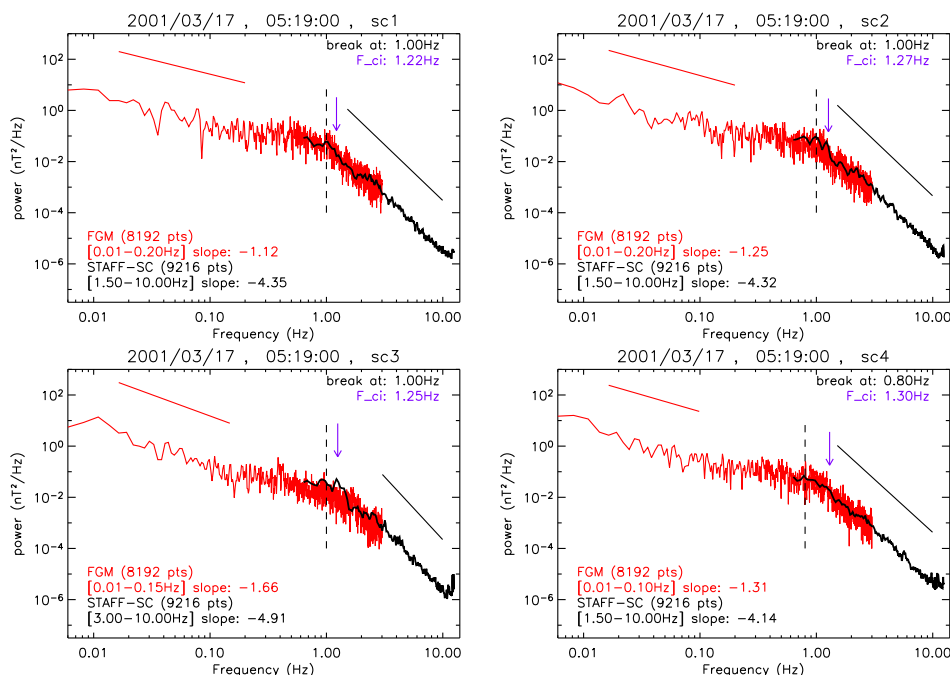


FIG. 4.9 – Rupture de pentes. Spectres (en rouge, données FGM et en noir, données STAFF) en puissance obtenus sur un même intervalle de temps, environ 6 min à compter de 05h19min00s. La fréquence de rupture estimée visuellement est indiquée par des pointillés noirs et la fréquence cyclotron ionique locale par une flèche violette. Les droites rouge et noire, de part et d’autres de la rupture, sont tracées sur le domaine de fréquence qui a servi au calcul des pentes. Le coefficient directeur de la droite est égal à la pente du spectre dans chaque domaine.

des deux instruments sur un intervalle commun (la gamme retenue a été de 0.5 à 2 Hz), et de vérifier qu’elles sont du même ordre. L’écart trouvé, généralement de l’ordre du pourcent, est satisfaisant. D’autant plus que cette différence provient sans doute de la différence des temps d’échantillonnage des deux expériences et donc des deux spectres.

La rupture de pente (pointillés noirs) intervient à une valeur proche de la valeur cyclotron locale (flèche violette) qui ne ressort d’ailleurs pas spécialement des spectres. La fin de l’intervalle temporel ayant servi pour cette figure précède de 2 minutes seulement la période utilisée pour obtenir la figure 4.8 qui correspond à la source des ondes cyclotrons. Le lien entre la valeur de la rupture de pente, f_{ci} et les ondes cyclotrons ioniques n’est sans doute pas fortuit.

La validation de ces mesures de pente a permis de mettre en évidence de manière certaine les différentes pentes entre les domaines inertiels et dissipa-

tifs³ situés respectivement en deçà et au delà de f_{ci} . Elle a permis aussi de noter la partie plane du spectre située juste en dessous de f_{ci} . Le raidissement de la pente observée (ici de ≈ -1 à ≈ -4) est variable (voir par exemple la figure 9 de l'article Nykyri et al. (2006)) sans qu'un lien avec les paramètres locaux du plasma soit mis en évidence. Quoiqu'il en soit, l'étude a permis de faire ressortir qu'il existe sur les trois décades plusieurs types d'ondes, identifiées dans l'article comme étant des ondes d'Alfvén cinétiques et des ondes cyclotrons ioniques. Et l'apparition de la rupture peut s'expliquer par l'accumulation de ces ondes juste en amont de f_{ci} ce qui empêcherait d'alimenter en aval une cascade de type turbulente des ondes vers les petites échelles.

4.4 Etude statistique

Corrélation avec les injections

Les traversées dans l'hémisphère nord des cornets polaires à haute-altitude pour les années 2001 à 2003 ont été inspectées visuellement sur les données CIS et STAFF. A partir d'une définition simple des injections comme une période où la vitesse de flot est localement maximale est que l'énergie correspondante est élevée, il a été regardé quelle était l'activité des ondes UBF à cet instant. Dans le cas où elle était largement supérieure au bruit de fond intégré —de l'ordre 10^{-4} nT^2 —, il a été considéré que l'injection était accompagnée d'ondes UBF. Le cas échéant la puissance maximale des ondes (intégrée entre 0.2 et 12.5 Hz) a été relevée. La puissance minimale pour cette statistique est 10^{-3} nT^2 .

Cette enquête a permis d'établir la figure 4.10 qui présente à gauche la répartition des injections d'ion s'accompagnant d'une activité UBF magnétique et à droite le nombre d'événements en fonction de la puissance des ondes. Le résultat est très net : 91% des 454 événements identifiés comme des injections sont accompagnés d'ondes magnétiques UBF. Les observations faites plus précisément sur les quelques cas d'études dans les parties précédentes sont donc confirmées de manière statistique. Le nombre des événements en fonction de la puissance des ondes définit une courbe symétrique centré sur 0.1 nT^2 qui peut être vue comme la valeur moyenne des ondes magnétiques dans le cornet, pour cette gamme de fréquence. Les événements dont le pic d'activité UBF est plus grand que 1 nT^2 peuvent être considérés comme exceptionnels.

Un lien sans équivoque est ainsi établi entre les faisceaux d'ions unidirectionnels et les périodes d'intense activité UBF magnétique. Cette statis-

³appelés ainsi par analogie avec les modèles fluides.

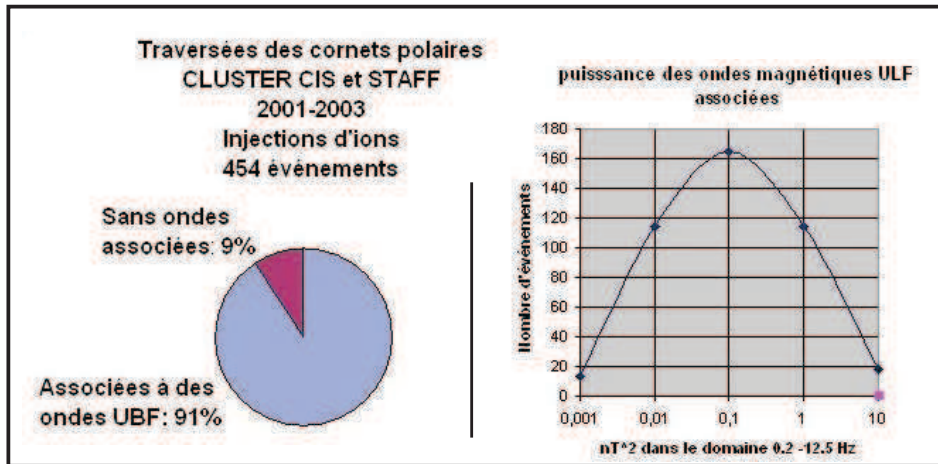


FIG. 4.10 – Statistiques sur l'occurrence d'une forte activité magnétique UBF lors des injections détectées sur les ions.

tique n'a pas encore été établie sur les orbites sortantes ni en considérant la question inverse : y'a-t-il correspondance entre les ondes UBF et les injections d'ions, partant cette fois de l'occurrence des ondes ? Et en absence d'injections d'ions associées aux UBF, ces données sont elles associées à des injections d'électrons ?

Ondes magnétiques UBF

Lavraud et al. (2004b) ont établi une base de données des traversées des cornets polaires par la mission Cluster jusqu'en 2003. Il faut souligner ici le travail d'E. Budnik du CESR qui a établi la base de données concernant les traversées des cornets polaires et qui a développé le logiciel *DD-Cluster* utilisé pour récupérer les données correspondantes aux traversées. C'est une version, pilotable via l'internet, de ce même logiciel qui a été utilisée pour la réalisation des figures 4.1 et 4.5. La méthode de projection des orbites dans un plan, présentée dans l'article, normalise la position du satellite par rapport à une position modélisée magnétopause et des cornets. Un exemple de projection, tenant compte des disparités du vent solaire et de la puissance des ondes, est donné en annexe C. Cette base de données à été réutilisée pour d'autres contributions, comme par exemple celle de Cargill et al. (2005) dans laquelle il est montré que l'intensité des ondes est liée en premier lieu à la densité du plasma. Cette base a aussi permis d'établir la figure 4.11 qui présente la puissance magnétique intégrée entre 1 et 10 Hz sur les satellites 1, 3 et 4 en fonction de l'orientation du champ interplanétaire.

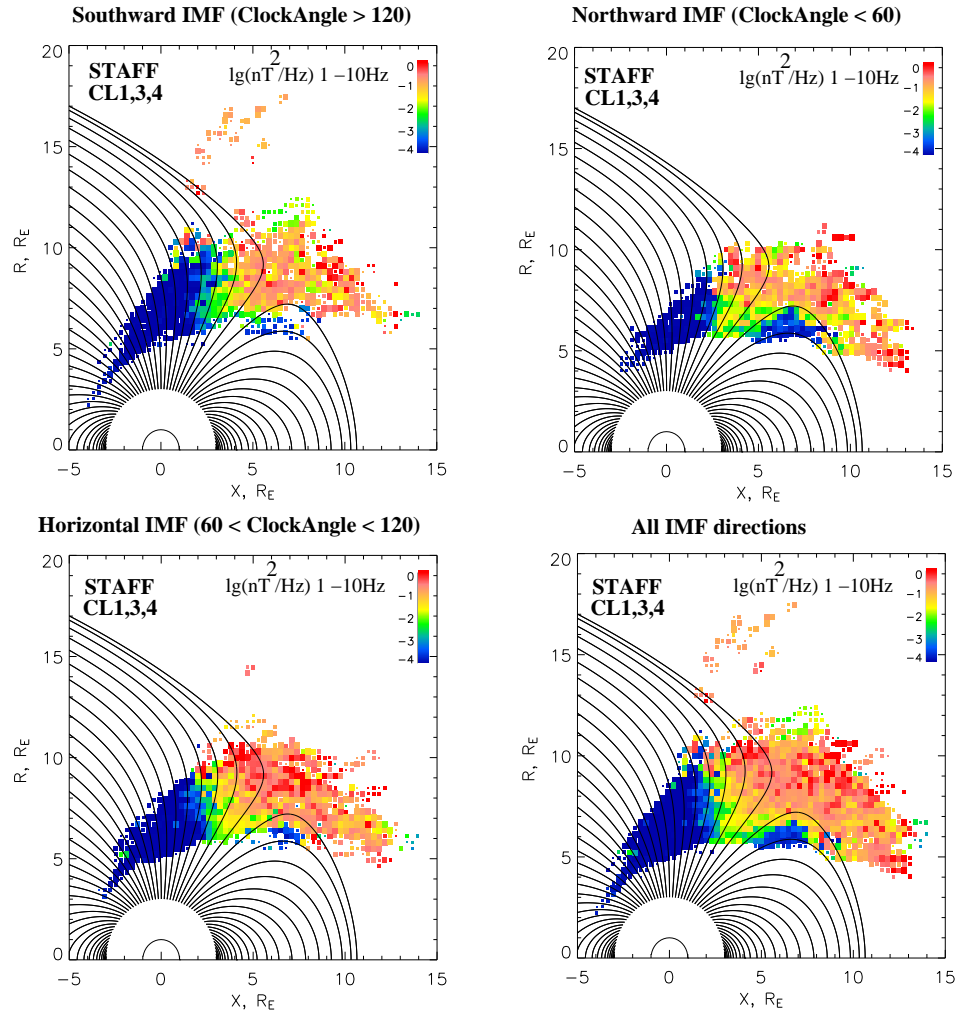


FIG. 4.11 – Statistique sur la puissance des ondes magnétiques UBF dans les cornets en fonction de l’orientation dans le plan (B_y, B_z) du champ magnétique interplanétaire. En haut les évènements avec une orientation sud (à gauche, angle horaire $> 120^\circ$) et nord (droite, angle horaire $< 60^\circ$). En bas, à gauche, on trouve les orientations horizontales (à grand B_y) et le dernier cadre présente l’ensemble des évènements.

La répartition des ondes indépendamment de l'orientation de l'IMF est représentée en bas à droite de la figure 4.11. La première observation est que la région du cornet polaire apparaît sur cette figure. Les régions magnétosphériques des lobes et des lignes fermées passant côté jour ont des niveaux d'activité magnétique bien moindre. La magnétogaine est vue comme une région où les ondes sont plus intenses, bien qu'on observe une région de plus faible activité loin de la magnétopause (vers $(X = 8, R = 11)$). Le cornet est donc une zone d'activité magnétique UBF intermédiaire.

On remarque dans le cornet que l'activité croît avec l'altitude. Le cornet se resserrant à basse altitude, la résolution spatiale de la projection n'est pas faite pour caractériser cette région. En effet les niveaux sont calculés sur des durées de 2 minutes ; et plus le cornet est étroit plus la part des zones avoisinantes (et moins actives comme vues ci-avant) vont compter dans le niveau estimé.

Le renforcement de l'activité magnétique du côté des lobes incite à regarder la dépendance de l'activité des ondes à l'orientation du champ interplanétaire. Cette forte activité vers les lobes près de la magnétopause se retrouve principalement pour les IMF à grand B_y (en bas à gauche), comme c'était le cas 6 janvier 2002. La projection dans le plan (XR) retenue ici n'est pas adéquate pour analyser cet effet en fonction de la position des sites de reconnexion anti-parallèles.

La position du cornet semble s'abaisser quand on passe d'une orientation de l'IMF nord (en haut à droite) à une orientation sud (en haut à gauche). Le mouvement est souligné par le décalage des frontières avec les lobes et avec les lignes fermées. Cela correspond à la dépendance de la position du cornet à l'orientation du champ interplanétaire qui a été vue dans la première partie.

Dans un cas de champ nord (en haut à droite), la frontière extérieure de la magnétosphère, abrite une région de plus faible activité magnétique qui ne se retrouve pas dans le cas du champ sud. Cela pourrait correspondre à la couche de moindre densité (*Plasma Depletion Layer* en anglais), région propre aux IMF orienté au nord que l'on considère habituellement comme une partie de la magnétogaine. Cela confirme le lien observé entre densité et activité électromagnétique. On note également une activité plus intense entre les lobes et la magnétopause à haute-latitude dans le cas d'un champ nord. Ceci peut être vu comme la signature des ondes électromagnétiques qui accompagnent les injections provenant des sites de reconnexion.

Lorsque l'orientation est sud la puissance des ondes est du même ordre dans l'ensemble du cornet. La région frontière avec les lignes fermées du côté jour, zone de passage des faisceaux d'ion injectés dans ce cas, ne comportent pas d'activité magnétique particulièrement intense. La diminution de l'activité avec l'altitude est moindre dans ce cas ce qui résulte peut être

de la structure homogène des cornets en IMF sud qui comporte peu de régions avec des faisceaux d'ions dirigés vers la terre et donc d'ondes UBF. Avec cette orientation, l'activité magnétique dans la magnétogaine connaît de fortes disparités non analysées.

Le principal résultat par rapport aux études précédentes est une intensification de l'activité UBF dans la région frontière avec les lobes dans le cas d'un IMF nord, et ce par rapport à un IMF sud. Cela confirme que des ondes UBF se trouvent le long des lignes nouvellement reconnectées.

Ondes électriques UBF

La puissance des ondes électriques entre 1 et 10 Hz en fonction de l'orientation de l'IMF est représentée sur la figure 4.12. Elle est calculée à partir des données EFW. La première remarque est que le corne n'est pas aussi bien dessiné sur la puissance totale (en bas à droite) que sur les données magnétiques examinées ci-avant. L'activité électrique est plus importante dans le corne que dans la magnétogaine et que sur les lignes fermées du côté jour. *C'est du côté des lobes que la puissance est la plus importante.* La frontière avec les lobes, et peut être avec la zone aurorale, est plus diffuse avec un décroissement progressif de l'intensité des ondes. L'intensité de δE avec l'altitude, ici décroissante, a un comportement inverse que celui de δB .

L'activité électrique est plus intense dans le corne distant lorsque l'IMF est orienté au nord (cadre en haut à droite) que sud (en haut à gauche). Dans le cas d'un champ interplanétaire nord, l'activité électrique est particulièrement intense à la frontière côté lobe et pas dans le corne proprement dit, tel que cela a été noté lors de la traversée du 23 mars 2002. Une très forte activité est vue à basse altitude. Dans le cas d'une d'orientation sud de l'IMF, un renforcement d'activité se produit à la frontière avec les lignes fermées passant dans la région subsolaire, zone privilégiée des injections d'ions.

L'IMF horizontal (en bas à gauche) ressemble à la moyenne des deux cadres du haut : les ondes vers les lobes comme celles à basse altitude sont moins puissantes que dans le cas d'un imf nord. Et l'activité est un peu moins forte côté jour que dans le cas d'un IMF sud.

La puissance des ondes électriques s'intensifie en fonction de l'IMF dans les régions contenant les lignes de champ magnétique passant par les sites de reconnexion anti-parallèle. Contrairement au cas des fluctuations magnétiques UBF, les fluctuations électriques UBF ne sont présentes qu'à la frontière du corne, notamment au voisinage des lobes. La caractérisation de ces ondes, comme leur nature électromagnétique ou non, nécessitent des études ultérieures en combinant les mesures de δE et δB et en utilisant la méthode de filtrage en \mathbf{k} .

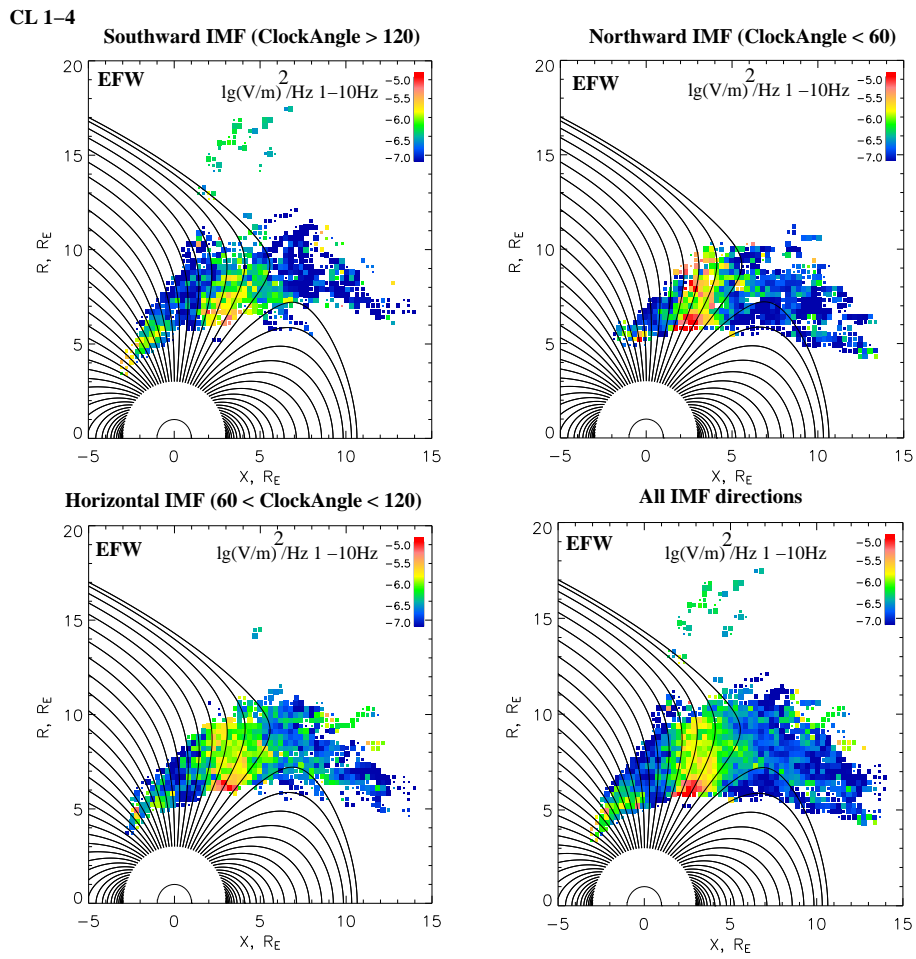


FIG. 4.12 – Statistique sur la puissance des ondes électrique dans les cornets en fonction de l'orientation de l'IMF. (données EFW)

Chapitre 5

Conclusions et perspectives

Conclusions :

Les cornets polaires sont une région de la magnétosphère terrestre dans laquelle se trouve du plasma provenant du vent solaire choqué. Cette pénétration s'explique par la reconnexion des lignes de champ magnétique de la magnétogaine et de la magnétosphère dirigées dans des sens opposés. Le cornet est également connu pour être le siège d'une intense activité UBF. Un des objectifs de la mission Cluster est l'étude des cornets polaires distants peu explorés auparavant. Les quatre satellites qui la composent permettent de séparer en partie les effets spatiaux des effets temporels grâce à l'instrumentation identique qui équipe chacun des vaisseaux (mesure des propriétés des champs électriques et du plasma). Dans ce manuscrit, on a décrit de manière détaillée une traversée du cornet distant — le 23 mars 2002—, quelques autres études de cas et les résultats provenant d'études statistiques. Cela a été fait dans le but de mieux connaître l'activité UBF magnétique des cornets et son interaction avec le plasma.

Avant de rappeler les différents résultats obtenus, je tiens à faire ressortir notamment le point suivant. *Les spectres de puissance magnétique UBF suivent généralement une loi de puissance entre -2 et -4 . Grâce à la mesure simultanée dans cette région des cornets des ondes sur les quatre satellites Cluster, séparés les uns des autres de 100 km, il a été possible pour la première fois de déterminer les modes de propagation des ondes qui composent ces spectres à partir de leur relation de dispersion. Le mode d'Alfvén est dominant sur l'ensemble du spectre 0.1-1.0 Hz avec probablement un phénomène de cascade turbulente. Il est présent dans le domaine des $k_{\perp}\rho$ compris entre 0.5 et 4. Plus généralement, les bouffées d'ondes contiennent des modes mélangés. Une méthode telle que le filtrage en \mathbf{k} utilisée ici permet ce type de*

résultats.

Par ailleurs :

- Il apparaît tout d’abord que les ondes UBF sont électromagnétiques et que l’activité est sporadique.
- *Les faisceaux d’ions unidirectionnels dirigés vers la Terre, signatures d’injections récentes, s’accompagnent dans chacun des cas d’une intensification de l’activité UBF; la puissance des ondes est d’autant plus importante que le faisceau d’ions est énergétique.* Cela confirme des observations faites à plus basse altitude et ce résultat se retrouve de manière statistique en notant l’intensification du côté jour (respectivement nuit) lorsque la position du site de reconnexion est situé du côté jour (respectivement nuit) de la frontière du cornet. La localisation du processus de reconnexion magnétique se fait à l’aide de l’orientation du champ magnétique interplanétaire.
- Les périodes d’activité UBF sont le plus souvent détectées sur des lignes de champ magnétique qui semblent ouvertes dans la magnétogaine. Ces lignes sont caractérisées soit par un flot de protons dirigé vers la terre et/ou par des faisceaux d’électrons fortement alignés et anti-alignés avec le champ magnétique continu.
- Au delà de la simultanéité entre les ondes et les injections, les ondes et le plasma interagissent. Des traces de chauffage des ions ont ainsi été vues lors d’une période de forte activité électromagnétique UBF. Par ailleurs, une grande fluctuation de la vitesse de flot perpendiculaire a pu être corrélée avec les données magnétiques et électriques sous la forme d’une onde d’Alfvén à grande échelle.
- *La simultanéité observée de ces deux phénomènes, injection de plasma dans la magnétosphère et forte activité électromagnétique, suggère que les ondes sont générées localement* en proportion de l’intensité du faisceau des ions. Les propriétés locales du plasma n’ont cependant pas permis de mettre au jour un processus de génération locale. La différence de vitesse de propagation entre les ondes et le plasma ne permet pas de justifier la simultanéité d’observation dans le cas d’une origine distante ce qui devient un argument en faveur d’une génération locale. *La présence d’ondes monochromatiques proches de la gyrofréquence des protons renforce l’hypothèse d’une génération locale des ondes.*
- La possibilité qu’une partie des fluctuations soit générée à distance est tout à fait plausible comme le suggère l’existence de quelques pics d’activité hors de toute signature visible d’injections.
- La puissance des ondes magnétiques UBF peut être aussi bien trans-

verse, comme lors de la présence d'ondes à la gyrofréquence, qu'isotrope.

- Le voisinage des cornets polaires du côté des lobes est caractérisé par une grande activité électrique UBF.

Perspectives :

Nature des ondes La présence d'ondes d'Alfvén était attendue dans les cornets. Sont elles toujours autant dominantes ? Quels sont les autres modes qui sont présents ? L'étude d'un plus grand nombre de cas doit permettre d'apporter des réponses.

Les ondes cyclotrons sont une figure récurrente de l'activité UBF dans les cornets. Elles sont d'ailleurs présentes dans de nombreuses régions. La polarisation de ces ondes est parfois surprenante avec notamment l'existence des ondes avec une polarisation droite assez marquée, contraire à celle attendue. L'apport du filtrage en \mathbf{k} , en donnant une information sur la valeur du nombre d'onde, devrait permettre de lever cette incertitude en estimant l'effet Doppler de manière plus correcte.

A plus long terme, la prise en compte de la composante électrique (Tjulin et al., 2005) dans le filtrage en \mathbf{k} peut permettre d'explicitier la nature des fortes fluctuations électriques vues à la frontière entre les lobes et les cornets. Celle ci est peut être simplement la signature des mêmes ondes que dans le corne mais elle peut également être la signature d'ondes électrostatiques ou bien encore des deux.

Lieu de génération des ondes L'origine des ondes est vraisemblablement pour partie locale et pour partie distante. L'étape suivante est d'estimer la part relative de chacun de ces processus.

- Le filtrage en \mathbf{k} propose également une piste pour remonter à la localisation de la source des ondes. L'utilisation d'une décomposition en ondes sphériques (Constantinescu et al., 2006) permet d'estimer l'amortissement en fonction de la distance et donc de d'avoir une idée l'éloignement au lieu de la génération.
- La conduite de simulations numériques dans les conditions de plasma rencontrées lors des injections doit permettre de savoir quels types d'ondes en plus des ondes cyclotrons peuvent être générées localement par les faisceaux d'ions. La recherche d'ondes d'Alfvén similaires à celles trouvées dans cette étude est un point particulièrement intéressant.
- L'existence de conjonctions dans le corne des orbites du satellite polaire de la mission Double Star et des satellites Cluster doit permettre d'étudier les simultanités entre les injections et les ondes sur une plus

grande échelle. De même, ces événements permettent d'analyser la propagation des ondes basses fréquences.

Ouverture Cluster permet d'avoir un regard nouveau sur les cornets polaires distants. L'activité magnétique a déjà révélé quelques nouveautés intéressantes : les bouffées d'ondes contiennent plusieurs types d'ondes, les ondes d'Alfvén existent jusqu'à des grandes valeurs de $k_{\perp}\rho$. Les missions futures des études in situ de la magnétosphère sont composées de plusieurs satellites : Thémis, MMS et Cross-scale. L'utilisation de données en provenance de plusieurs satellites représente donc le futur de l'étude des ondes dans la magnétosphère et son environnement.

Annexes

Annexe A

Systemes de coordonnées

Tous les repères décrits ici sont orthonormaux. Pour une description de plus de repère, on peut consulter Robert (2003) qui a d'ailleurs servi d'inspiration aux définitions suivantes.

GSE

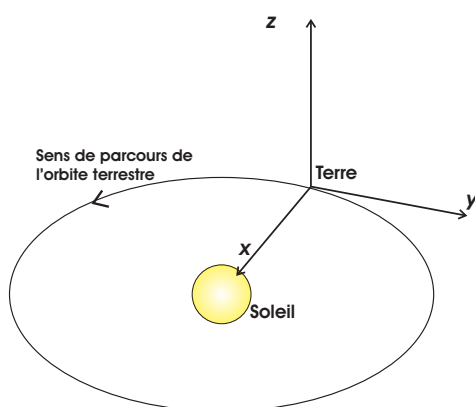


FIG. A.1 – Repère GSE.

Le repère GSE est géocentrique. L'axe x est porté par la direction terre-soleil, orienté (positivement) vers le soleil. L'axe y est lui aussi contenu dans le plan de l'écliptique, orienté vers le soir. L'axe z , normal à l'écliptique, complète le trièdre direct ; le pôle nord (respectivement sud) appartient au domaine $z > 0$ (resp. $z < 0$).

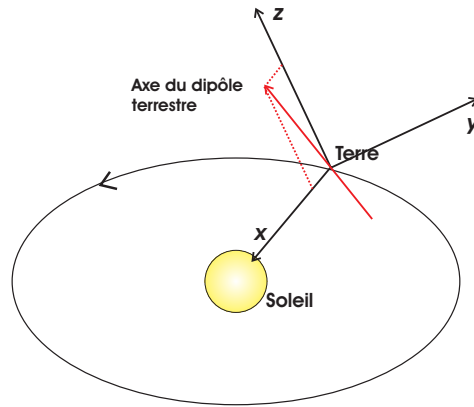


FIG. A.2 – Repère GSM.

GSM

Le repère GSM est géocentré. Comme pour le repère GSE, l'axe x est porté par la direction terre-soleil, orienté (positivement) vers le soleil. L'axe z est dans le plan défini par la direction terre-soleil (axe x) et l'axe du dipôle magnétique terrestre. L'orientation de z est telle que l'angle entre l'axe et le dipôle orienté (positivement vers le nord magnétique) soit $< 90^\circ$ — en langage courant z est dirigé dans le même sens que le dipôle magnétique. On peut également définir y et z en partant de l'axe y , dirigé vers le soir tout en étant normal au plan défini par la direction terre-soleil et l'axe du dipôle magnétique.

Le repère GSM a une rotation (par rapport à un repère inertiel) de 24h autour de son axe x , en plus de la révolution annuelle liée à l'orbite terrestre.

MFA

Le repère MFA est un repère local à la mesure dépendant de la valeur de l'orientation du champ magnétique continu \mathbf{B}_0 . L'axe z est aligné avec et dans le même sens que \mathbf{B}_0 . L'axe x est défini sachant que le plan (x, y) contient la direction du soleil et que l'axe x orienté positivement dans la direction de celui-ci. L'axe y complète le trièdre. L'orientation de ce repère peut varier rapidement (avec l'orientation de \mathbf{B}_0) et plus lentement avec le déplacement du satellite.

SR2

Le repère SR2 est également un repère local qui varie avec la position du point de mesure supposé sur une plateforme en rotation. L'axe z est compté

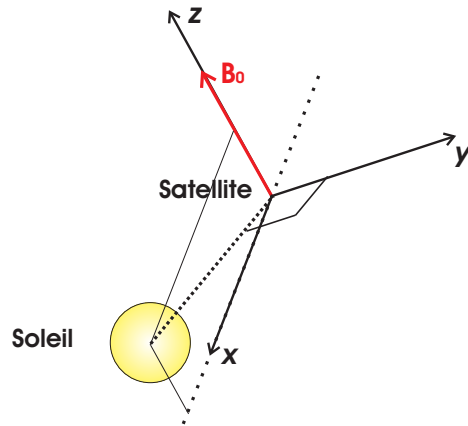


FIG. A.3 – Repère MFA.

positivement comme l'est défini l'axe de rotation de la plateforme. L'axe x est défini sachant que le plan (x, y) contient la direction du soleil et que l'axe x orienté positivement vers celui-ci. L'axe y complète le trièdre. Pour avoir une représentation de ce repère, il suffit de reprendre la figure A.3 en remplaçant \mathbf{B}_0 par l'axe de rotation du satellite.

Repère tournant SR

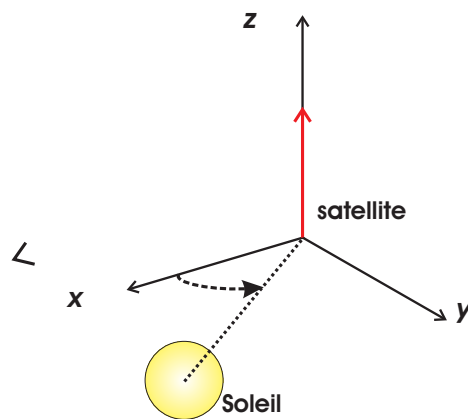


FIG. A.4 – Repère SR.

Le repère SR (cf. figure A.4) est lié à la plateforme du satellite. Son axe z coïncide avec l'axe z du repère SR2. Les axes x et y sont perpendiculaires à l'axe de rotation du satellite et ont été fixés arbitrairement. Pour changer

de repère, il faut connaître l'orientation (absolue) de l'axe de rotation du satellite, ainsi que sa phase (nulle quand (x, z) contient la direction du soleil). Pratiquement, on utilise l'influence du soleil sur un instrument de mesure (par exemple les fluctuations électriques) pour déterminer la phase du satellite.

Repère de l'instrument STAFF

Il est défini par la direction des trois antennes du magnétomètre à contre-réaction de flux.

Remarque importante : C'est l'axe x qui est colinéaire à l'axe de rotation du satellite.

Annexe B

Comparaison ISDAT Roproc

Pour compléter les résultats présentés en 2.2.3, page 43, la figure B.1 présente le spectre obtenu dans un repère fixe (ce qui correspond à la fin de d'opération de *despin*) à partir de la chaîne de traitement des ROPROC. Le spectre a été calculé sur le même intervalle de temps que les spectres de la figure 2.8, page 44. On y remarque immédiatement l'absence de pic vers 7 Hz comme dans le cas de la chaîne de traitement d'ISDAT. Cela confirme l'idée que les pics résultent d'un problème venant d'ISDAT.

Il est intéressant de noter que ce problème n'a pas l'air dépendant de la période d'étude : les pics apparaissent pendant toute la durée de la traversée du 23 mars 2002. La figure B.2 présente les formes d'onde et les spectres obtenus vers 10h25. A ce moment l'amplitude du signal (cadres du haut) est plus importante que dans le cas précédent (amplitude de 6 nT contre 2 nT). L'effet du passage dans un repère fixe se fait ici moins sentir : le pic à 9 Hz est 50 fois moins important qu'à 11h15 et celui vers 7 Hz prend la forme d'une petite bosse dans le spectre.

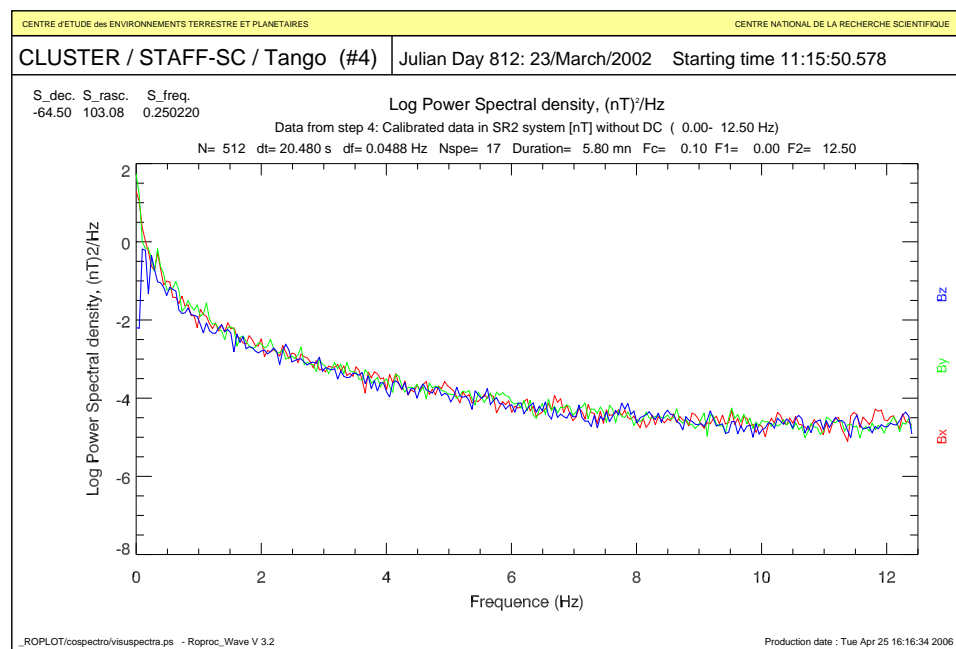


FIG. B.1 – Spectres de données STAFF obtenus avec la chaîne de traitement des ROPROC. Le graphe est obtenu sur la même période de temps que celui de la figure 2.8. Il est présenté dans le repère fixe SR2.

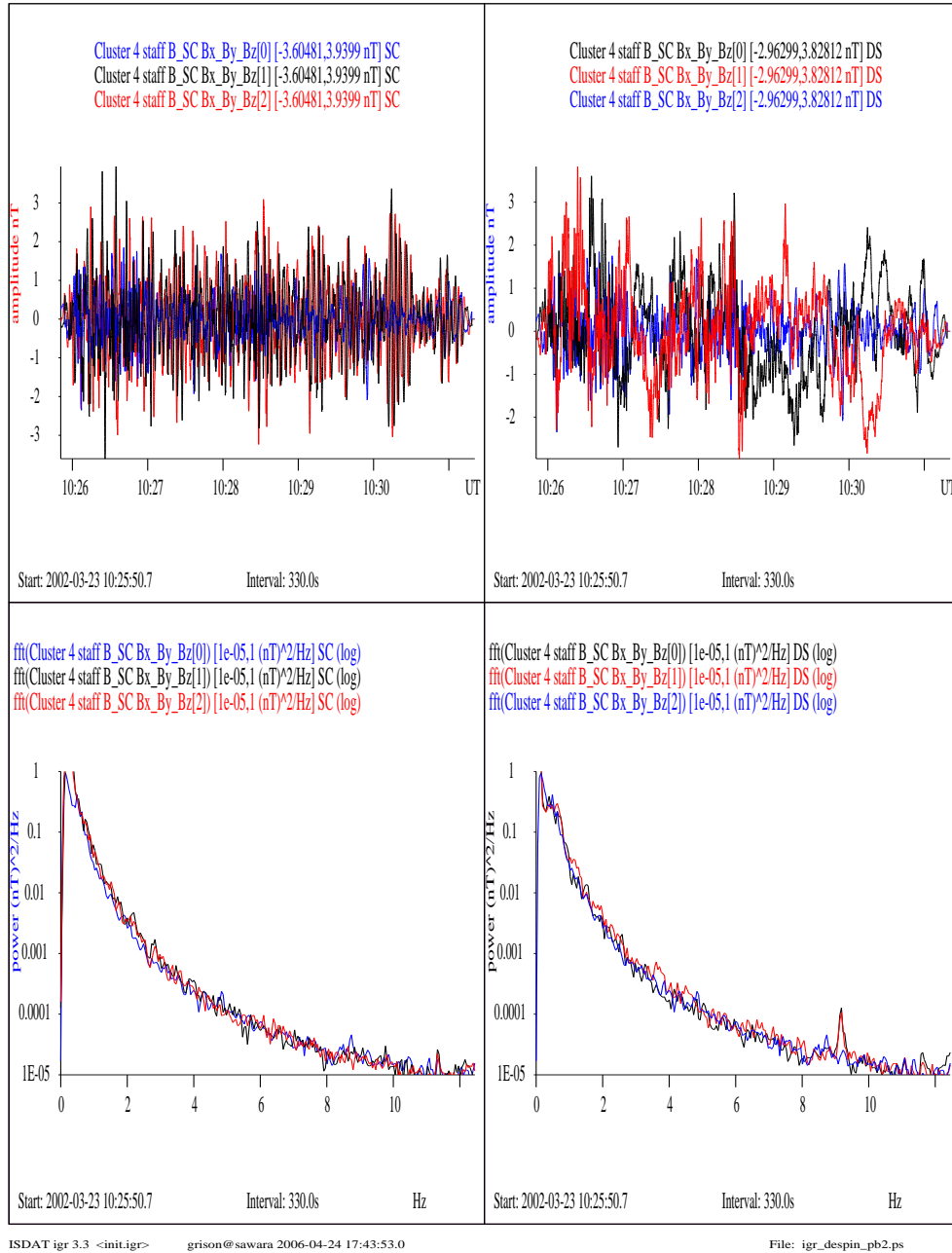
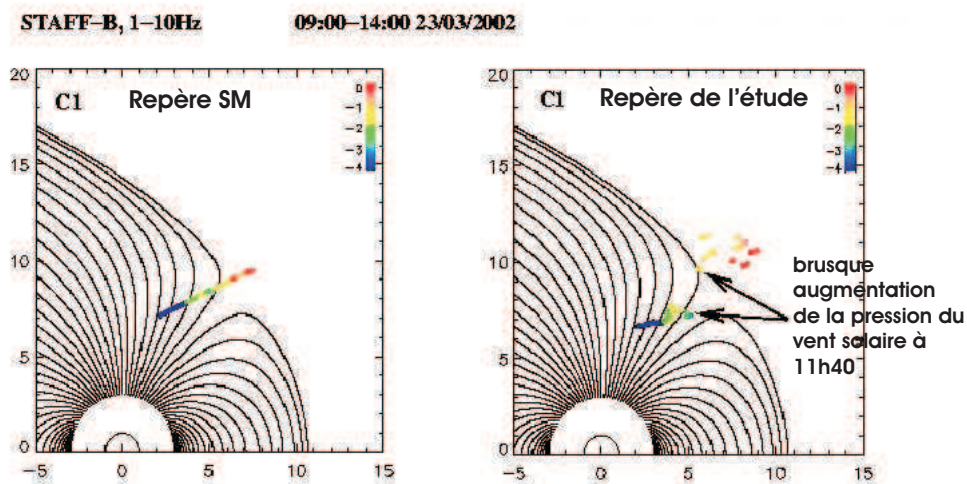


FIG. B.2 – Formes d’onde (en haut) et spectres (à droite) de données STAFF obtenus avec la chaîne de traitement ISDAT avant (à gauche) et après (à droite) le passage en repère fixe. La période d’étude est de 330 s, à compter de 10h25.

Annexe C

Effets de la projection pour l'étude statistique

La méthode de projection utilisée pour établir les figures 4.11 et 4.12 tient compte de l'orientation du champ magnétique interplanétaire ainsi que de la pression du vent solaire. Cela permet d'estimer la distance du satellite à la magnétopause. Cet effet est détaillé sur la figure C.1 pour la puissance



des fluctuations magnétiques mesurées par STAFF lors de la traversée — déjà bien étudiée — du 23 mars 2002. On voit, à gauche, la trajectoire du

satellite entre 08h00 et 14h00 dans un repère géocentré contenant l'axe du dipôle magnétique terrestre. La trajectoire est continue et on peut remarquer la gradation de la puissance : la couleur passe du bleu dans les lobes au rouge à 14h00, dans la magnétogaine. A droite, on voit la même orbite et les mêmes puissances des fluctuations magnétiques mais projetées en tenant compte des conditions interplanétaires. La différence la plus notable est que la trajectoire n'est plus continue : le satellite saute de l'intérieur du cornet vers l'extérieur de la magnétopause (indiqué par deux flèches). Cela se produit vers 11h40, lorsque le satellite traverse effectivement la magnétopause et que dans le même temps, un choc interplanétaire (la densité passe de 4 à 12 cm⁻³) arrive sur la magnétosphère, comme cela a été détaillé dans la section consacrée à l'étude des conditions interplanétaires de cette traversée. Cet exemple montre la justesse de la méthode de projection.

La puissance ULF magnétique de la traversée du 29 mars 2001 projetée dans le plan utilisé pour l'étude statistique est présentée sur la gauche de la figure C.2. A droite, diverses données Cluster sont tracées sur la même échelle de temps que le cadre de gauche. On remarquera la pression du vent solaire (2^{ème} panneau en partant du haut) et le trait pointillé bleu qui indique le passage de la magnétopause. La trajectoire est cette fois à peu près continue avec juste un petit saut, vers la fin, après le passage de la magnétopause modélisée. Dans les données, la pression du vent solaire s'intensifie de 2 à 4 nT après le passage de la magnétopause par le satellite. Ces deux exemples illustrent la validité de la projection et de la modélisation de la position de la magnétopause retenue.

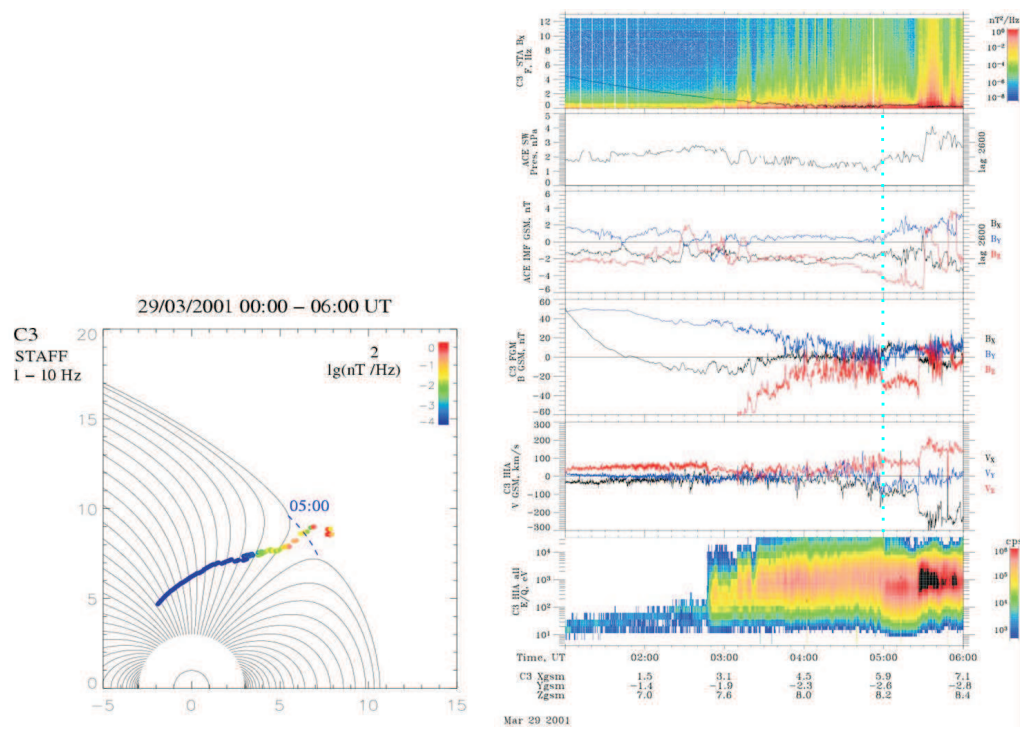


FIG. C.2 – *A droite* : cf. figure précédente, pour le 29 mars 2001. *A gauche* : présentation des données de cette traversée. Figure fournie par E. Budnik (CESR).

Annexe D

Publications

Revue à comité de lecture

2006 :

Nykyri, K. , **B. Grison**, P. J. Cargill, B. Lavraud, E. Lucek, I. Dandouras, A. Balogh, N. Cornilleau-Wehrin et H. Rème, Origin of the turbulent spectra in the high-altitude cusp : Cluster spacecraft observations, *Annales Geophysicae*, vol. 24, pp. 1057–1075, 2006.

2005 :

Grison, B., F. Sahraoui, B. Lavraud, T. Chust, N. Cornilleau-Wehrin, H. Rème, A. Balogh et M. André, Wave particle interactions in the high-altitude polar cusp : a Cluster case study, *Annales Geophysicae*, vol. 23, pp. 3699–3713, 2005.

2004 :

Bogdanova, Y. V., A. N. Fazakerley, C. J. Owen, B. Klecker, N. Cornilleau-Wehrin, **B. Grison**, M. André, P. Cargill, H. Rème, J. M. Bosqued, L. M. Kistler et A. Balogh, Correlation between suprathermal electron bursts, broadband extremely low frequency waves, and local ion heating in the mid-altitude cleft/low-latitude boundary layer observed by Cluster, *Journal of Geophysical Research*, vol. 109, nos A12, 2004.

Participation à un ouvrage collectif

2005 :

P. J. Cargill, B. Lavraud, C. J. Owen, **B. Grison**, M. W. Dunlop, N. Cornilleau-Wehrin, C. P. Escoubet, G. Paschmann, T. D. Phan, L. Rezeau,

Y. Bogdanova et K. Nykyri, Cluster at the Magnetospheric Cusps, *Space Science Reviews*, vol. 118, nos 1-4, pp. 321-366, 2005

Contributions orales

B. Grison , F. Sahraoui, T. Chust, N. Cornilleau-Wehrlin, B. Lavraud, H. Rème, M. André et E. Lucek, ULF waves in high-altitude polar cusp as seen by Cluster, *Conférence Problems of Geocosmos*, St-Petersbourg, mai 2006.

B. Grison , F. Sahraoui, B. Lavraud, T. Chust, N. Cornilleau-Wehrlin, H. Rème, M. André et G. Belmont, Kinetik Alfvén waves in the high-altitude cusp, *Assemblée de l'URSI*, New Dehli, octobre 2005.

B. Grison , F. Sahraoui, B. Lavraud, T. Chust, N. Cornilleau-Wehrlin, H. Rème et M. André, Wave particle interaction in the distant polar cusp : a Cluster case study , *Assemblée du COSPAR*, Paris, juillet 2004.

B. Grison, T. Chust, N. Cornilleau-Wehrlin, F. Sahraoui, B. Lavraud, H. Rème et M. André, Wave particle interaction in the distant polar cusp : a Cluster case study, *Assemblée de l'EGU*, Nice, avril 2004.

B. Grison, T. Chust, N. Cornilleau-Wehrlin, F. Sahraoui et B. Lavraud, Etude d'interactions ondes-particules lors d'une injection dans le cornet polaire distant, *Colloque du Programme National Soleil-Terre (PNST)*, Autrans, janvier 2004.

B. Grison, T. Chust, N. Cornilleau-Wehrlin, F. Sahraoui, B. Lavraud, J.M. Bosqued et M. André, Cluster wave and particle observations at high-altitude cusp, *Atelier de travail Cluster à l'ESTEC*, Noordwijk, octobre 2003.

Poster

B. Grison, T. Chust, N. Cornilleau-Wehrlin, D. Fontaine, P. Canu, L. Rezeau, F. Sahraoui, G. Belmont, B. Lavraud, J.M. Bosqued et M. André , Cluster wave and particle observations at high-altitude cusp, *IAGA*, 2003.

B. Grison, T. Chust, N. Cornilleau-Wehrlin, D. Fontaine, P. Canu, L. Rezeau, F. Sahraoui, G. Belmont, B. Lavraud, J.M. Bosqued et M. André, Cluster wave and particle observations at high-altitude cusp, *STAMMS*, 2003.

Copie de l'article en premier auteur :

Wave particle interactions in the high-altitude polar cusp: a Cluster case study

B. Grison¹, F. Sahraoui¹, B. Lavraud², T. Chust¹, N. Cornilleau-Wehrin¹, H. Rème³, A. Balogh⁴, and M. André⁵

¹Centre d'étude des Environnements Terrestre et Planétaires, 10/12 avenue de l'Europe, 78140, Vélizy, France

²Space Science and Applications Los Alamos National Laboratory, MS D466, Los Alamos, NM 87545, USA

³Centre d'Etude Spatiale des Rayonnements, 9 avenue du Colonel, 31028 Toulouse Cedex 4, France

⁴Space and Atmospheric Group, The Blackett laboratory, Imperial College, Prince Consort road, London, UK

⁵Swedish Institute of Space Physics, Uppsala, Sweden

Received: 21 December 2004 – Revised: 27 October 2005 – Accepted: 28 October 2005 – Published: 23 December 2005

Abstract. On 23 March 2002, the four Cluster spacecraft crossed in close configuration (~ 100 km separation) the high-altitude ($10 R_E$) cusp region. During a large part of the crossing, the STAFF and EFW instruments have detected strong electromagnetic wave activity at low frequencies, especially when intense field-aligned proton fluxes were detected by the CIS/HIA instrument. In all likelihood, such fluxes correspond to newly-reconnected field lines. A focus on one of these ion injection periods highlights the interaction between waves and protons. The wave activity has been investigated using the k-filtering technique. Experimental dispersion relations have been built in the plasma frame for the two most energetic wave modes. Results show that kinetic Alfvén waves dominate the electromagnetic wave spectrum up to 1 Hz (in the spacecraft frame). Above 0.8 Hz, intense Bernstein waves are also observed. The close simultaneity observed between the wave and particle events is discussed as an evidence for local wave generation. A mechanism based on current instabilities is consistent with the observations of the kinetic Alfvén waves. A weak ion heating along the recently-opened field lines is also suggested from the examination of the ion distribution functions. During an injection event, a large plasma convection motion, indicative of a reconnection site location, is shown to be consistent with the velocity perturbation induced by the large-scale Alfvén wave simultaneously detected.

Keywords. Magnetospheric physics (Magnetopause, Cusp and boundary layers; Plasma waves and instabilities) – Space plasma physics (Wave-particle interactions)

1 Introduction

The cusps, supposedly located on open magnetic field lines, are key regions for transfer of mass and momentum from

Correspondence to: B. Grison
(benjamin.grison@cetp.ipsl.fr)

the magnetosheath to the Earth's magnetosphere. Solar wind particles can directly access to the ionosphere through it. The magnetic reconnection process in an open magnetosphere model creates newly-opened field lines that are populated with magnetosheath ions and convected across this region under southward (Dungey, 1961) or northward (Dungey, 1963) IMF (Interplanetary Magnetic Field). The high-altitude cusp is adjacent to the magnetosheath and thus closer to reconnection sites than lower altitude cusp regions. After a few crossings by the HEOS spacecraft, providing a first description of the high-altitude cusp (Paschmann et al., 1976), Gurnett and Frank (1978), using Hawkeye 1 data, highlighted that magnetic fluctuations in the ultra-low-frequency range are an indicator of this region. The POLAR spacecraft, with its highly elliptical orbit, first surveyed this region up to $9 R_E$ (Earth radii) in detail. From this spacecraft data, various kinds of waves have been identified in this region, such as whistler waves and sinusoidal bursts in the low frequency range (Pickett et al., 2001). This activity occurs on a broad-band scale and similar spectral properties are found in the high-altitude cusp as in the surrounding regions, such as the low-latitude boundary layer (Tsurutani et al., 1998). In the ULF range, electromagnetic waves around the local proton cyclotron frequency with highly variable properties are seen in and around this cusp region (Le et al., 2001). This wave activity has been linked with two major processes: strong field-aligned flows of particles and counterstreaming ions (Le et al., 2001). The first one could correspond to ion injections from magnetic reconnection sites. The specific distribution functions formed at such locations (Cowley, 1982) can be a source of free-energy which could explain wave generation (Bingham et al., 1999) along the newly-reconnected field lines. The second process, counterstreaming ions, is expected on open field lines some time after reconnection and is favourable to wave apparition (Nykyri et al., 2003). Pickett et al. (2001) suggested that part of the wave activity observed in the high-altitude cusp region could be generated at the reconnection site, too. In particular,

the Alfvénic perturbations that originate from the reconnection site (Haerendel et al., 1978) could propagate along the newly-opened flux tube into this region.

The Cluster mission permits one to explore extensively this high-altitude cusp region with the unique opportunity given by the four spacecraft to decouple spatial and temporal effects. Nykyri et al. (2003) found clear peaks around the local proton gyrofrequency without any correlation between spacecraft signals while separated by 600 km. They concluded that waves are generated locally due to sheared plasma flows. With a study on the direction of the Poynting flux below and above the proton gyrofrequency, Sundkvist et al. (2005) also concluded that there is local wave generation along the field lines.

At low altitudes, in the cusp as in the nearby auroral region, wave and particle interactions have been frequently studied (e.g. Bouhram et al., 2003). Ion beams (Cattell et al., 2002), temperature anisotropy (André et al., 1986) and velocity shears (Lakhina, 1990) are plasma instabilities commonly observed. Bernstein modes and Alfvén modes obviously interact with particles in this region (Kintner et al., 1986; Chaston et al., 2004). Broad-band extremely low-frequency (BBELF) waves – observed with Alfvén waves – are associated with the most common types of oxygen heating (André et al., 1998). Electromagnetic waves in the top ionosphere are often told to originate from higher altitudes (e.g. Le Queau and Roux, 1992). This idea is partly confirmed by the simultaneous observations of alfvénic electromagnetic activity in the high-altitude cusp region and of ionospheric convection (Farrugia et al., 2004).

Here we study the cusp crossing that occurred on 23 March 2002 when the Cluster fleet was in close configuration in the cusp region (100 km of intercraft separation). After introducing instrumentation and interplanetary magnetic conditions, we present a general overview of this crossing (Sect. 2). In Sect. 3, we discuss the correlation between strong ion injection events and ULF magnetic activity. A focus on one of these events highlights these correlations and suggests that wave-particle interaction takes place in the cusp. Then we present in Sect. 4 the wave mode identification by means of the k -filtering analysis. Finally, we discuss our results, in order to explain the presence and origin of these modes.

2 Observations

2.1 Instrumentation

The plasma wave and particle data presented below have been measured by several instruments on board Cluster. Three magnetic components of the waves are measured by the Spatio Temporal Analysis of Field Fluctuations (STAFF) experiment (Cornilleau-Wehrin et al., 2003). Two electric components are measured in the spin plane by the Electric Field Wave (EFW) experiment (Gustafsson et al., 2001). These two instruments provide for this study waveform data at a sampling rate of 25 Hz. Let us call the STAFF waveform

data the STAFF-SC data. The three-axis search coil magnetometer that constitutes part of the STAFF experiment is not able to measure fluctuations at frequencies lower than about 0.1 Hz. Also, a Doppler shift of ± 0.25 Hz, due to the 4-s spin of the spacecraft, distorts the magnetic components measured in the plane perpendicular to the spin axis. STAFF-SC measurements of low frequency magnetic field fluctuations (frequencies lower than about 0.35 Hz) are thus not accurate. The low frequency counterpart of the magnetic fluctuations are provided by the Flux Gate Magnetometer experiment (FGM) (Balogh et al., 2001). The CIS instruments (Rème et al., 2001) measure full 3-D ion distribution functions and moments (density, bulk flow velocity, temperature) at a time resolution up to the spin period. In this paper, we use the Hot Ion Analyser (HIA) data, which does not resolve ion species but has high energy and angular resolution. The IMF is provided by the ACE spacecraft that orbits at the L1 libration point.

2.2 Orbit

On 23 March 2002 the Cluster spacecraft crossed the high-altitude cusp from the northern lobe to the magnetosheath. This cusp crossing has also been studied by Lavraud et al. (2004). The outbound trajectory, approximately in the midnight-noon magnetic meridian, was mainly sunward. Figure 1 shows the Cluster spacecraft 1 orbit from 09:00 to 12:30 UT (black marks), with magnetospheric field lines derived from the T89 model (Tsyganenko, 1989). The spacecraft tetrahedron projection in the noon-midnight plane is shown at 09:00 and 12:30 UT. The intercraft separations during the crossing were about 100 km and, for the sake of visibility, are enlarged by a factor of 100 in Fig. 1.

2.3 Interplanetary conditions

Figure 2 displays the IMF measured by ACE. The IMF clock angle, the three GSM components, and the IMF modulus are, respectively, plotted from bottom to top. The data have been shifted by 57 min forward to account for the solar wind convection time from ACE to the Cluster location. This shift is estimated with the mean bulk antisunward velocity in the considered time interval and before 11:50 UT (shifted time on Fig. 2). At this time, there is a strong and abrupt increase in the IMF (up to 12 nT), associated with a sudden enhancement of the solar wind density and bulk velocity, which could be a signature of an interplanetary shock. This shock is seen later in the FGM data, around noon (not shown), when Cluster has already reached the magnetosheath. This is why the time delay has been computed in averaging velocities before that shock. The same shift is used during the crossing.

Before the shock the field magnitude is almost constant (around 4 or 5 nT). The IMF is northward, except during three intervals: between 10:37 and 10:47 UT, between 10:51 and 11:01 UT and between 11:38 and 11:51 UT. Until 10:35 UT the clock angle is less than 30 deg, which means the B_z component dominates during this interval. The B_y

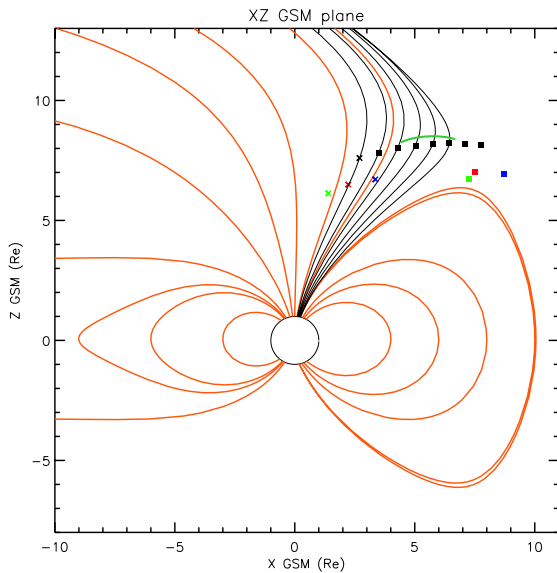


Fig. 1. Cluster spacecraft orbit between 09:00 and 12:30 UT on 23 March 2002, projected on the X_{gsm} , Z_{gsm} plane. The field lines have been computed from the T89 model. The yellow lines are the inner magnetosphere lines at 11:40 UT, whereas the black ones are the field lines that are going through the SC1 (black marks) position every 30 min. The constellation, following the Black-Red-Green-Blue (BRGB) colour code (respectively, for spacecraft 1, 2, 3 and 4), has been plotted at 09:00 (BRGB crosses) and at 12:30 UT (BRGB squares). The inter-spacecraft separation centred around SC1 has been enlarged one hundred times. The green line indicates the part of the Cluster orbit that has been identified in the cusp.

is really downward (negative), between 10:30 and 11:15 UT, and after 11:32 UT. Otherwise $|B_y|$ remains low (less than 2 nT). The B_x component fluctuates between -2 and 2 nT until 11:02 UT. Then it becomes directed sunward (positive). It is worth noticing that the reconnection process at anti-parallel merging sites is likely to occur in the lobes when the IMF is northward, i.e. during the major part of crossing. As long as the clock angle is close to 0 deg, mainly until 10:37 UT, the anti-parallel merging sites are expected to be located poleward of the spacecraft.

2.4 Overview of the Cluster data

Figure 3 displays an overview of the wave and ion data obtained by SC1 during the 10:00–11:54 UT interval. From top to bottom, one sees, the ion plasma density (HIA) (red curve, panel a) and the magnetic field intensity (FGM) (black curve, panel a), the Alfvén velocity (red curve, panel b) and the $\delta E/\delta B$ ratio (black curve, panel b) derived from the power of the fluctuations measured by STAFF-SC and EFW over the range 0.35–2 Hz, the energy spectra of the ions (HIA) (panel c), the parallel (black) and perpendicular (red) components, with respect to the magnetic field (as all following references to parallel or perpendicular component), of the bulk flow velocity (HIA) (panel d), the power of the magnetic field fluctuations averaged over its three components

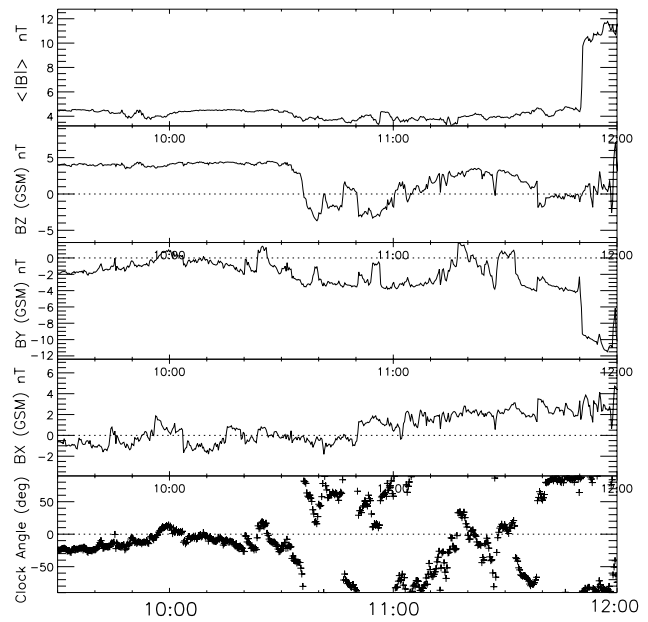


Fig. 2. Lagged IMF measured by ACE spacecraft. From top to bottom, in GSM (Geocentric Solar Magnetospheric) coordinate system, the solar magnetic field magnitude, the x , y and z magnetic components and the clock angle ($\arctan(B_y/B_z)$) are displayed between 09:30 and 12:00 UT. The calculated delay between ACE and Cluster is 57 min.

and integrated over the 1–10 Hz frequency range (STAFF-SC) (panel e), the dynamic power spectra of the magnetic field fluctuations derived from the STAFF-SC data (FFT have been performed on intervals of 512 points, giving an about 20-s time resolution of the dynamic spectra) (panel f), the pitch angle spectra of the ions (HIA) (panel g) and the dynamic power spectra of the electric field (EFW) (panel h). Because of the lack of EFW data on board SC1, we use those on board SC4. The comparison between these two data sets is relevant at a time resolution of about 20 s. Indeed, the comparison of the FGM data between the four spacecraft, on the time scale of 20 s, shows almost identical fluctuations, as the spacecraft are separated by only 100 km.

First, the spacecraft are possibly in the high-latitude boundary layer (HLBL), which is characterized by a very small plasma density but magnetosheath-like ions. At 10:10 UT, the spacecraft enter in the distant polar cusp where a strong magnetic depression (down to 15 nT, panel a) and magnetosheath-like ions are detected (distribution centred around 800 eV, panel c). The magnetic field (panel a) displays high levels of typical cusp fluctuations between 10:45 and 11:20 UT. The ion flux and the density (respectively, panels c and a) progressively increase in the cusp until 10:16 UT. Then they remain almost constant. The parallel flow velocity (panel d) is mainly directed earthward (positive) until 10:55 UT. Additional observations can be made from the inspection of the pitch angles of the ions during this period (panel g): one can notice the alternation of two distinct

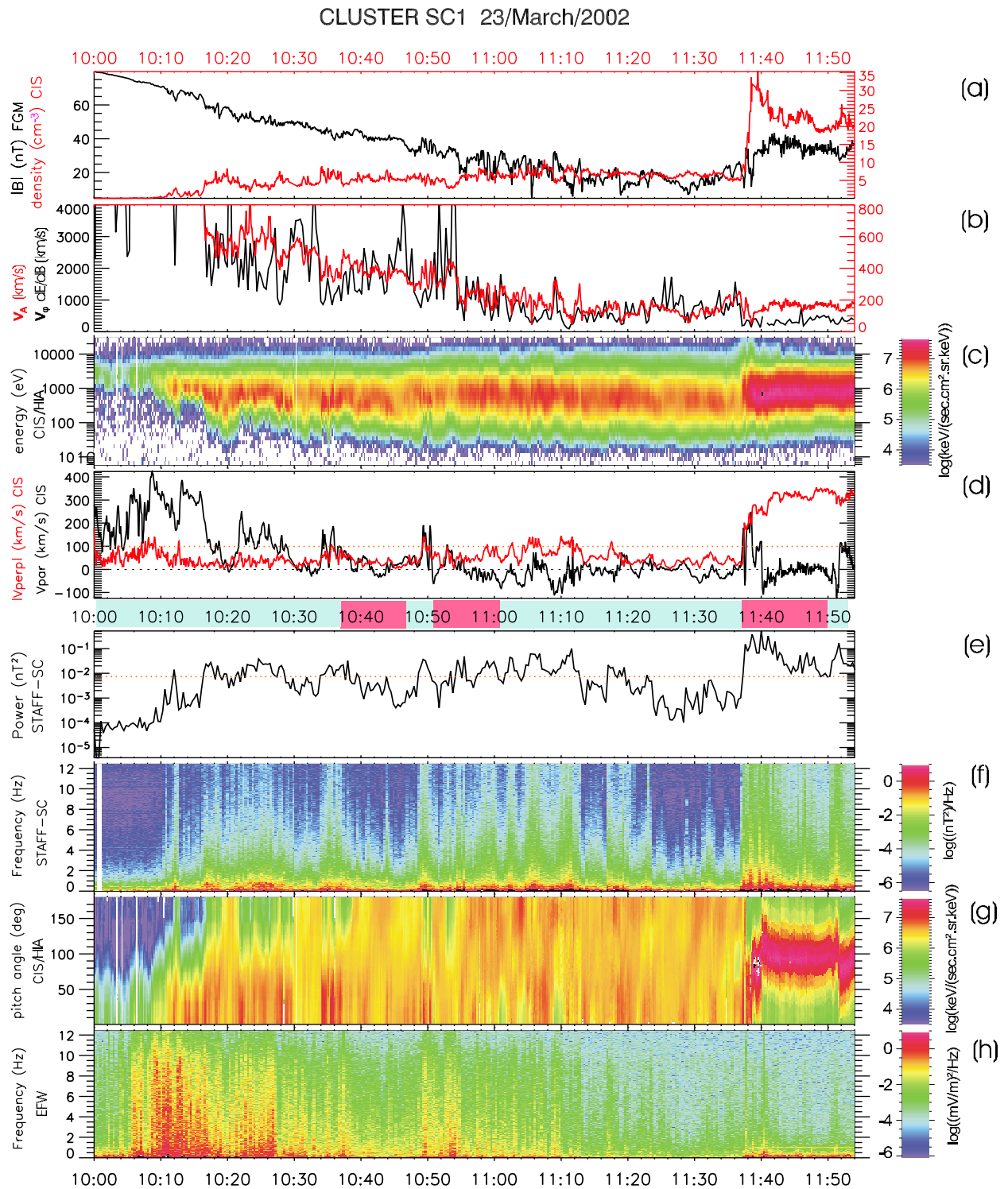


Fig. 3. Overview of the cusp crossing on 23 March 2002. The data are provided from various instruments on board spacecraft 1, except EFW, whose data are taken from SC4. Panel (a) displays the DC magnetic field given by FGM (black curve) and the density derived from HIA (red curve). Panel (b) displays the $\delta E/\delta B$ ratio (black curve) and the Alfvén velocity derived from HIA and FGM data (red curve). Panel (c) displays the ion energy spectrogram (HIA), (d) the parallel component of the bulk flow velocity (HIA) (black curve) and the norm of perpendicular component (red curve). Panel (e) shows the power of the magnetic field fluctuations integrated between 1 and 10 Hz (STAFF-SC), (f) the time frequency spectrogram of these fluctuations (STAFF-SC), (g) the ion pitch angle spectrogram (pitch angles are calculated in the spacecraft frame over the [100, 1000] eV energy range) (HIA) and (h) the time-frequency spectrogram of electric field fluctuations (EFW). Time interval between those panels is coloured in blue (red) for a northward (southward) IMF.

regions, a region being characterized by a strongly asymmetric distribution of the pitch angles with ions moving mainly earthward (low pitch angles) and another region being characterized by a fairly isotropic pitch angle distribution of the ions. The parallel velocity (panel d) turns to negative from 10:55 UT until 11:20 UT. Pitch angle distribution during this period confirms the dominance of ion outflow. Fluctuations of the perpendicular and parallel components of the flow velocity (panel d) are of the same intensity. After 11:20 and until 11:38 UT, both velocity components are less than 50 km/s, corresponding to a stagnation region (Lavraud et al., 2004). Concerning the wave activity, one observes that magnetic fluctuations (panels e and f) start at about 10:10 UT with bursts of various intensity and duration. The mean wave activity level increases after 11:38 UT. The maximum of electric fluctuations (panel h) is reached at about 10:12 UT. Then their intensity decreases. One can notice localized enhancements around 10:54 and 11:40 UT and a very low activity between 11:10 and 11:38 UT. From panel (b) one could notice that the $\delta E/\delta B$ ratio and the Alfvén velocity have a similar trend. A very large $\delta E/\delta B$ ratio observed at 10:33, 10:46, 10:52 UT and 10:54 UT suggests an electrostatic wave activity. However, except at 10:54 UT, these cases are associated neither with strong electric field fluctuations nor with magnetic fluctuations, electrostatic wave activity being thus very weak: the wave activity observed in the cusp is essentially electromagnetic. So, as already noticed by André et al. (2001) during another crossing, the $\delta E/\delta B$ ratio varies in relationship with background parameters, in this instance the magnetic field and the density. It can be seen, in particular, from the electric fluctuations (panel h), the trend of the $\delta E/\delta B$ ratio of the wave activity is correlated with the large-scale decrease of the background magnetic field intensity.

On each panel, a clear boundary, the magnetopause, is encountered at about 11:38 UT (see Lavraud et al. (2004) for a description of this boundary). The mean energy of the particles is roughly the same but their density (intensity of the flux) clearly increases at this boundary. Between 11:38 and 11:40 UT the bulk velocity changes abruptly because the ions flow approximately perpendicular to the magnetic field at about 300 km/s. The magnetopause encounter is very dynamic and appears to be correlated with the arrival of the interplanetary shock, as previously discussed. In summary, in the cusp part of this event (10:10–11:38 UT), which is the main purpose of this paper, the ion flow velocity highlights three successive regions crossed by the spacecraft. From about 10:10 UT to 10:55 UT, the bulk flow velocity is dominated by injections of magnetosheath ions and their relaxation to an equilibrium distribution. Then, until 11:20 UT, the plasma is characterized by an enhancement of the convection and the predominance of mirroring ions (when negative parallel velocity peaks are detected). Finally, and until the magnetopause crossing, the plasma almost stagnates with a flow velocity smaller than 50 km/s (see Lavraud et al. (2002) for a detailed study of such region). We will now deal with the relationship between the ions and ULF waves.

3 Correlation between wave and particle events

3.1 Correlation over the whole cusp crossing

Let us first examine the ULF power, on panel (e) of Fig. 3. To do so, we fix $7 \cdot 10^{-3} \text{ nT}^2$ as the minimal threshold (see dotted yellow line on panel e) for considering wave activity as significant: it corresponds roughly to a mean level of the wave power. The first time the power exceeds this value happens around 10:12 UT for a short duration. Later, it occurs during time intervals longer than 2 min: between 10:16 and 10:19 UT, between 10:22 and 10:29 UT and between 10:34 and 10:38 UT. Then peaks are shorter (2 min) and are centred around 10:50, 10:55, 10:59, 11:02, 11:06, 11:11 and 11:18 UT. We recall that all the magnetic fluctuations identified above are of an electromagnetic nature (finite $\delta E/\delta B$ ratio).

On panel (d), the ion perpendicular flow velocity varies between 0 and 150 km/s, in a relatively smooth way, while the parallel flow velocity fluctuates much more abruptly. In the same way as we did for inspecting the wave power, we define a 100 km/s threshold for identifying the intervals when flow velocities, either parallel or perpendicular to the magnetic field, are large. At the entrance into the cusp (from 10:10 to 10:16 UT), where the plasma density is low, very high velocities (up to 400 km/s) are observed. Later, the periods of large velocities correspond to much shorter time intervals at 10:18, 10:22, 10:23, 10:25, 10:26, 10:28, 10:34, 10:36, 10:49, 10:50 and 10:53 UT. All these intervals correspond to positive parallel velocities, meaning earthward flows. Large, negative (upgoing), parallel components of the flow velocity are detected later on at 11:01, 11:04 and 11:09 UT. In conjunction with a large value of the parallel flow velocity, the perpendicular flow velocity also reaches large values (at least 100 km/s) at 10:08, 10:09, 10:13, 10:35 and 10:50 UT. Then, but with low values of the parallel flow velocity, this high level of the perpendicular flow velocity is again observed at 10:59, 11:03, 11:18 UT and for longer time intervals (about 2 min) around 11:06 and 11:11 UT.

From these observations, one notices that the sharper the fluctuations of the bulk flow velocity are, the more intense the associated electromagnetic wave activity. During the first part of the crossing (before 10:53 UT), injections of magnetosheath ions (enhanced earthward flows of field-aligned ions) occur when the IMF is northward and are associated with a strong ULF electromagnetic activity. Until 10:44 UT the convection motion is sunward (not shown). Since the spacecraft are on the lobe side of the cusp, these observations are consistent with one or more reconnection sites situated tailward and above the spacecraft (e.g. Vontrat-Reberac et al., 2003). In addition, two long periods without injections (10:38–10:48 UT and 10:51–11:01 UT) are observed when the IMF is southward. The spacecraft location and the fact that reconnection takes place very probably in the subsolar region of the magnetosphere during a southward IMF period (e.g. Smith and Lockwood, 1996) may explain the non-observation of injection signatures during these intervals.

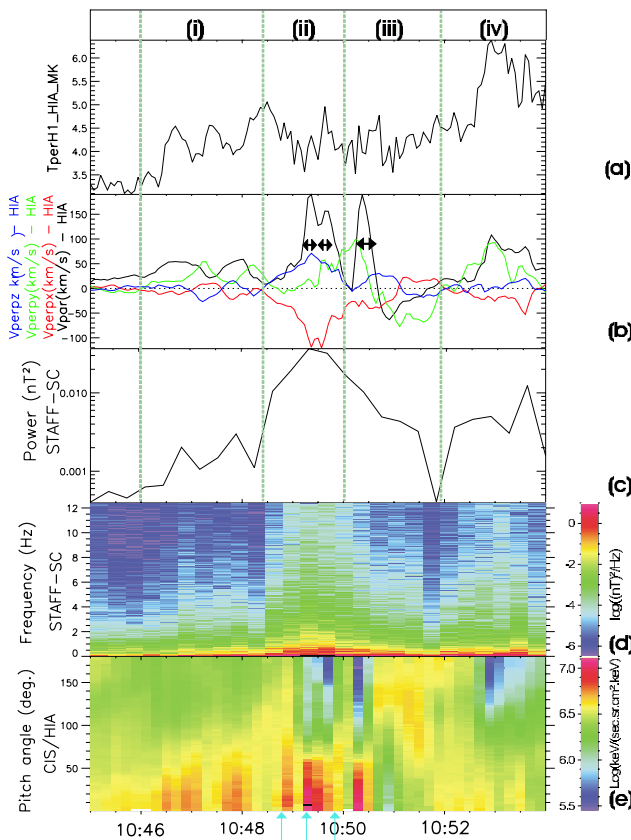


Fig. 4. This is an enlargement of an ion injection event. From top to bottom, are displayed the ion perpendicular temperature measured by HIA (a), the bulk flow velocity given by HIA projected along the magnetic field direction given by FGM (in black) and the GSM components of the perpendicular bulk flow velocity (b), the magnetic wave power integrated between 1 and 10 Hz from STAFF-SC (c), the corresponding time-frequency spectrogram (d) and the ion pitch angle spectrogram given by HIA (e). Four successive periods – (i) to (iv) – are delimited by dotted vertical lines. Vertical blue arrows at the bottom of the figure indicate the centre time of the distribution function shown in Fig. 5. Horizontal black arrows on panel (b) delimit the time intervals used in Sect. 4.

Later (after 11:01 UT), the absence of ion beams is probably due to the fact that the farther the spacecraft move sunward across the cusp, the farther they are from the region linked to the reconnection site in the northern lobe.

The conjunction of an injection of magnetosheath ions and an electromagnetic wave activity has often been noticed (e.g. D’Angelo et al., 1974; Le et al., 2001). From 10:53 to 11:22 UT, the large peaks of the perpendicular flow velocity are associated with small magnitudes of the parallel flow velocity. In contrast with the injection events, the plasma there does not consist of a predominant earth-going plasma but also includes counterstreaming mirrored ions. Periods where upgoing and downgoing ions are of the same intensity (near zero parallel flow velocity) correspond to the periods where the convection is maximum (large perpendicular flow velocity) and where a strong electromagnetic activity is

observed. On the other hand, when mirroring ions predominate (negative parallel flow velocity), both the wave activity and the plasma convection are systematically weaker. As a result, it can be thought that some wave activity also results when a large convection is present; electromagnetic wave activity is thus not only observed during ion beams events.

At 11:20 UT, the IMF B_y is no longer negative and the clock angle moves close to 0 deg. This IMF component is known to influence the cusp location significantly (Russell, 2000). It is thus possible that this IMF turning resulted in the entry of the spacecraft in the stagnant part of the high-altitude cusp. This region shows very low flow and magnetic field; as suggested by Lavraud et al. (2004), this may be typical for northward IMF conditions. The plasma displays neither unidirectional nor counterstreaming ion beams, but rather appears fairly isotropic. In this region, both electric and magnetic fluctuations are very low (see Fig. 3).

3.2 Focus on an ion injection event

Figure 4 presents focuses on the last succession of strong ion injections associated with waves, between 10:45 and 10:54 UT. From top to bottom, the ion perpendicular temperature, the ion velocity components, the integrated power of the ULF magnetic wave, the time-frequency power spectrogram of these waves, and the ion pitch angle spectrogram are displayed. The event has been divided into four successive intervals. The frontiers have been fixed where the parallel flow velocity is close to 0. The (ii) period covers the first and second strong injections. The (iii) period includes the third strong injection and the consecutive mirrored ions. The perpendicular temperature (panel a) is low (less than 3.5 MK) before interval (i), fluctuates during intervals (i), (ii) and (iii) and is high (more than 4.5 MK) later. The parallel flow velocity (panel (b), black curve) displays two major positive peaks: at 10:49:20 and 10:50:20 UT, the parallel velocity reaches almost 200 km/s. Between these two peaks, it passes through a secondary maximum followed by a brief moment of vanishing velocity. After the second major peak, the parallel velocity is negative until 10:51:30 UT. Then it turns back to positive. During the (i) interval, all the components of the perpendicular bulk flow velocity display low values (less than 50 km/s). During the first strong injection (interval (ii)), v_x is strongly negative and passes through an extremum of about -100 km/s at 10:49:30 UT. In the (iii) interval, the perpendicular velocity fluctuations occur mainly along the y -direction. The v_y component is downward when outgoing ions dominate and is duskward elsewhere. The ULF electromagnetic wave activity starts to increase at 10:48:10 UT by a factor of 30 (panels c and d). It is maximum around 10:49:15 UT. The level decreases until 10:51:20 UT, almost by a factor of 100. Then after that it fluctuates around an intensity level of one-tenth of the maximum. On the pitch angle spectrogram (panel c), the two strong bursts of mainly field-aligned ions are observed just before and after 10:50 UT, during periods (ii) and (iii). During interval (i), two other field-aligned beams are also detected but they are less intense. It

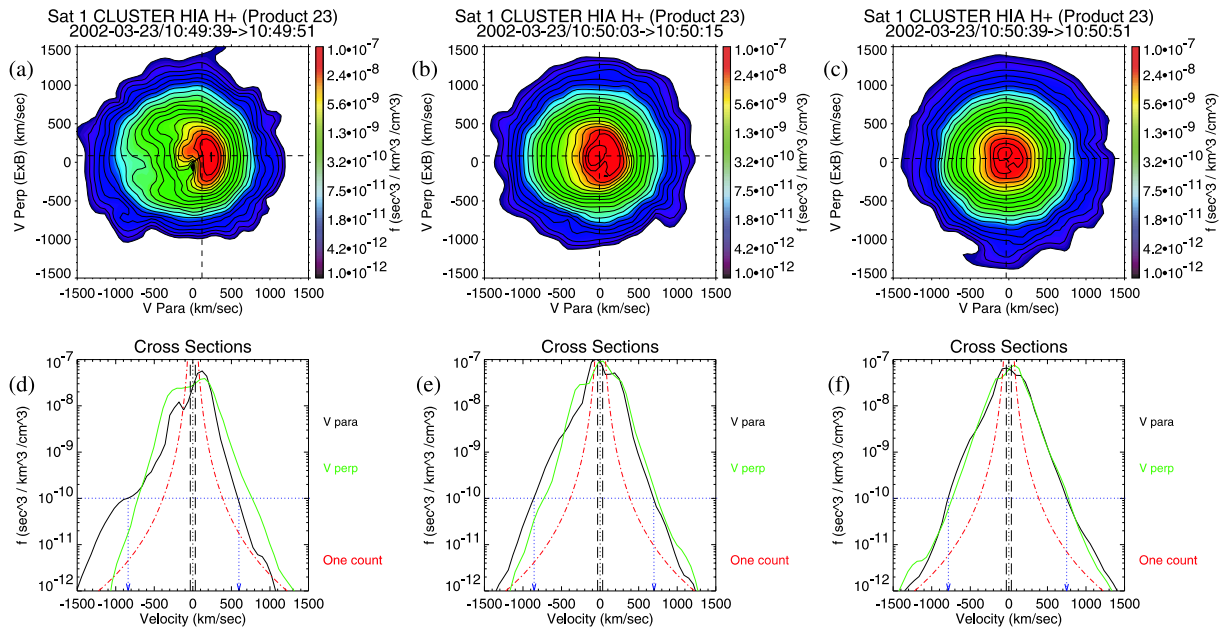


Fig. 5. Ion distribution functions of the ions from HIA on board spacecraft 1 for three selected times during the interval of interest. Two-dimensional cuts of the ion distribution, in the parallel-perpendicular plane (the perpendicular direction is that of the convection), are shown in plots (a), (b) and (c). Their respective 1-D cuts along the parallel and perpendicular direction (black and green, respectively) are given in plots (d), (e) and (f). The one count level is superimposed to these latter as red dash-dotted lines. The dotted blue lines in plots (d), (e) and (f) only serve as guides to highlight the distributions' width. Distributions (a), (b) and (c) are presented in the spacecraft frame (dotted black lines indicate the flow velocities used to define the plasma frame). Distributions (d), (e) and (f) are presented in the plasma frame.

seems that they are not located on freshly reconnected field lines because of numerous upgoing ions. Later, more diffuse (but for a longer time), anti-parallel ions are detected.

Figure 5 shows 2-D and 1-D cuts of the ion distribution functions for three selected times (shown by blue arrows in Fig. 4). The maximum of the wave activity is reached when the parallel component of the flow velocity is the largest (and positive). It corresponds to an anisotropic distribution function (cuts (a) and (d) of Fig. 5). After the last injection the ions have been reflected at low altitudes and return to the spacecraft, resulting in a bulk flow with a substantial anti-parallel component (part (iii) in Fig. 4). There, the wave activity turns back to a lower level. The velocity changes are sharper when the precipitating ions (parallel population) are dominant while smoother when mirrored ions are largely present. It is hard to disentangle whether this stems from ballistic effects (the presence of both up- and downgoing ions on the same field line may render the velocity changes smoother) or from wave-particle diffusion processes. In the following interval (part (iv)), a little injection is observed and the wave activity has a mean level. These observations strongly suggest a causal link between the wave generation and the injection of particles. This is also supported by the observations of local enhancements of the wave activity during the two ion beams of interval (i). It is worth noticing that the first strong injection period (between 10:49:20 and 10:49:45 UT) is associated with a strong antisunward convection motion. We remember here that the B_z orientation

of the IMF was unclear at this time (turned from northward to southward at 10:51 UT). Although the site location cannot be deduced from either the IMF orientation or from a time-latitude dispersion analysis, due to very short duration of the event, the convection motion argues for a reconnection site located in the equatorward region of the magnetopause. Note also that such a location is consistent with either southward or northward IMF (Fuselier et al., 2000). The second strong injection period (at 10:50:20 UT) has a large duskward component that is coherent with an anti-parallel merging site located more dawnward from the cusp (the B_y component of the IMF is directed downward). This focus on a short interval allowed us to highlight the apparent simultaneity of wave activity and injections of magnetosheath ions. It further confirms the relationship between the ion flux intensity (when directed earthward) and the power of the ULF electromagnetic wave activity.

The large field-aligned flows (and fluxes) are characteristic of newly-open field lines; the precipitating magnetosheath ions, characterized by large parallel velocities, are detected before the mirrored component, owing to time-of-flight effect. The temporal evolution of the ion distribution functions displayed in Fig. 5 highlights this feature. The first distribution (a) was measured during the large flows and appears D-shaped, compatible with expectations from the reconnection model (e.g. Smith and Lockwood, 1996). It then evolves with the gradual detection of large fluxes at all pitch angles in distributions (b) and (c). To assess whether a

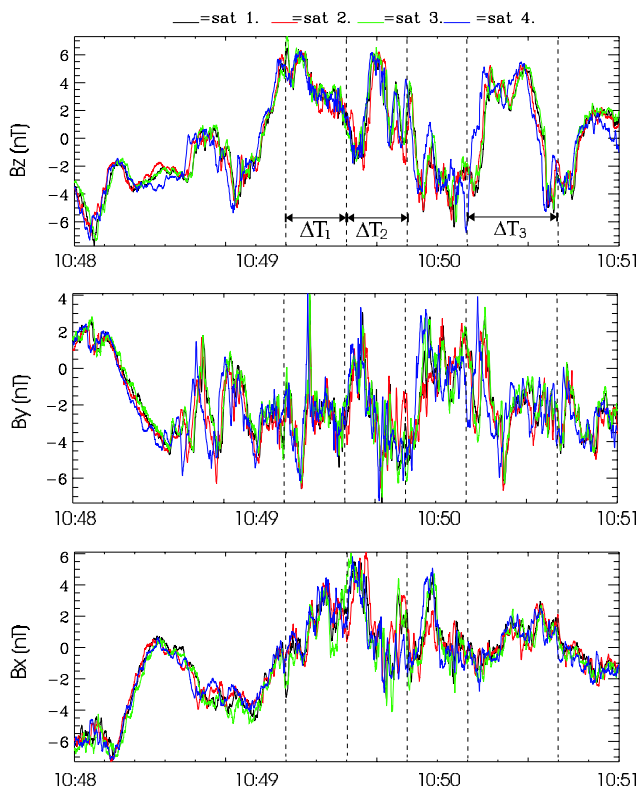


Fig. 6. The magnetic field components measured by the FGM experiment in the MFA frame over 3 min, starting from 10:48:00 UT. The mean values (over time and spacecraft) are removed from the signal and used to define the MFA frame. The colours are relative to the four satellites. The vertical dashed lines delimit the intervals when the maxima of the parallel flow velocities are observed.

wave-particle interaction may also contribute to the evolution of the distribution, one may first compare the parallel and anti-parallel components of the distributions (d), (e) and (f). The 1-D cuts of the distributions displayed in plot (e) reveal that the width of the distribution in the anti-parallel direction is larger than that in the parallel direction. Sundkvist et al. (2005) highlighted that waves are generated in the cusp along whole field lines, meaning above and below the Cluster spacecraft. Then considering that the mirrored ions spend more time than the downgoing ones in crossing the region where electromagnetic waves can interact with the ions, heating will be more important for the mirrored particles. It is worth noticing that the next distribution (f) shows only little evidence for the same feature. On the other hand, ion heating may equally occur above the spacecraft location. This suggestion comes from the appearance of a high-energy tail in the parallel spectrum of the ions in distribution (f), as compared to that of distribution (d). Our observations may therefore represent some heating which occurs during a major part of the trajectory of the ions after their injection into the magnetosphere.

We must stress, however, that the observations of the distribution function characteristics in the parallel direction are

experimentally difficult because of the mixing of the up- and downgoing populations. The presence of these two populations induces uncertainty in the determination of the plasma frame and makes any assessment from the parallel spectra – in the present case a difference in temperature – not fully conclusive. Assuming gyrotropy, one may expect the analysis of the perpendicular temperature to be less sensitive to this problem. A lack of perpendicular temperature enhancement would suggest the absence of heating, while the detection of a finite temperature enhancement would constitute an upper limit to any given heating mechanism. From the time series of the perpendicular temperature shown in Fig. 4, the lowest perpendicular temperature during the large flows is about 3.5 MK, while it is of about 4.5 MK later when the distribution is isotropic, for example, at 10:52 UT. There is an upper limit of a 30% increase in temperature for this particular case, as more and more mirrored particles are detected. This, added with the observations in the parallel temperature, suggests that some heating may occur by wave-particle interaction in the cusps. Nevertheless, it should be compared with the typical factor of 2–3 observed between the magnetosheath temperature and that of the exterior cusp (at their boundary) under northward IMF (Lavraud et al., 2004, 2002). The other processes at other locations (e.g. reconnection site or magnetopause discontinuity) are probably also needed to explain the temperatures observed in the cusp, in comparison with temperatures in the magnetosheath.

4 Mode identification using the k-filtering technique

In this section we propose to study the nature of the wave activity discussed in the previous section. Figure 6 presents the three components of the magnetic field measured by the FGM experiment during the strong injections observed between 10:48 and 10:51 UT. They are shown in the MFA (Magnetic Field Aligned) frame, with the z -axis aligned with the ambient magnetic field. The mean values, calculated over the period studied and over the four spacecraft, have been removed from the waveforms and are used to define the MFA frame. We have subdivided the time interval into three sub-intervals, centred around the injection events where a maximum of the parallel velocity of the ions is observed: $\Delta T_1 \equiv 10:49:10$ to $10:49:30$ UT; $\Delta T_2 \equiv 10:49:30$ to $10:49:50$ UT and $\Delta T_3 \equiv 10:50:10$ to $10:50:40$ UT (see blue arrows at the bottom of panel (b) in Fig. 4). The three injection events seem to be well correlated with large-scale fluctuations of the parallel component of the magnetic field. However, only the two first injections are accompanied by strong large-scale fluctuations (about the duration of the interval) of the perpendicular magnetic field component, in this case B_x . Perpendicular fluctuations of smaller scales (duration of few seconds) are seen in each of these injections at 10:49:16, 10:49:35 and 10:50:08 UT on the B_y component.

First, the analysis is performed during the period ΔT_1 . Figure 7 presents the FFT power spectra calculated for this interval. For frequencies below $f=0.13$ Hz, the

parallel component of the magnetic field is larger than the perpendicular one. This tendency is reversed for frequencies ranging from 0.13 to 1.0 Hz. The dominance of the perpendicular component in the frequency range [0.13,1.0] Hz, as expected from the inspection of the waveforms, can be interpreted as a signature of shear waves. To confirm this interpretation, we have used the k-filtering technique to identify the nature of the waves for each frequency in the interval [0.13,1.0] Hz. Before presenting the results obtained, let us recall the principle of the k-filtering method (Pinçon and Lefeuvre, 1991; Pinçon and Motschmann, 1998).

The k-filtering technique is based on the simultaneous measurements of a given wave field in several points of space. It allows one to estimate the energy distribution function of the corresponding wave field in the 4-D Fourier space (ω, \mathbf{k}) , denoted hereafter by the function $P(\omega, \mathbf{k})$. The k-filtering method adopts a plane wave decomposition and requires the time stationarity and space homogeneity of the time series. In real data, these two hypotheses are not strictly fulfilled. However, in practice, we are content with the concept of weak space homogeneity (and time stationarity): the signal should be homogeneous (stationary) on scales that are larger than the largest spatial (temporal) scale determined by the k-filtering method. Once the wave energy distribution $P(\omega, \mathbf{k})$ is calculated, it can be used to identify the relevant modes (Sahraoui et al., 2003). For each given frequency ω_0 , and using an isocontour representation, the energy distribution in the \mathbf{k} -space is displayed as cuts in the (k_x, k_y) plane along the k_z axis. The validity domain of the technique in the wave vector space is determined from the separations between the Cluster spacecraft: all the existing wavelengths have to be larger than the intercraft separations, which are of the order of 100 km in the present case. For each value of k_z corresponding to an identified peak of $P(\omega_0, \mathbf{k})$, the theoretical dispersion relations of the low-frequency (LF) linear plasma modes (MHD and mirror modes) are superimposed on the energy spectrum (after being Doppler shifted into the spacecraft frame using the flow velocity measured by the HIA experiment (Rème et al., 2001)). The mirror mode is assumed to have approximately a zero frequency in the plasma frame, which means that it is observed in the satellite frame with the dispersion $\omega = \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}$. When it is necessary, other theoretical dispersion relations (kinetic modes), computed from the WHAMP program (Rönmark, 1982), are introduced besides the MHD modes. For both MHD and kinetic modes the control parameters are given by the different Cluster experiments: \mathbf{B}_0 from FGM, the ion temperature and density from HIA. For more details on the use of the k-filtering technique, the reader is referred to Sahraoui et al. (2003) and the references therein.

In the following we present the results obtained in the frequency range [0.13,1.0] Hz. The frequencies below 0.35 Hz are studied from the FGM data, whereas the higher frequencies are studied from the STAFF-SC data. In Sahraoui et al. (2004), it has been shown, from the very good similarity between STAFF-SC and FGM results, that there is no effect of the high-pass filter applied to STAFF-SC data

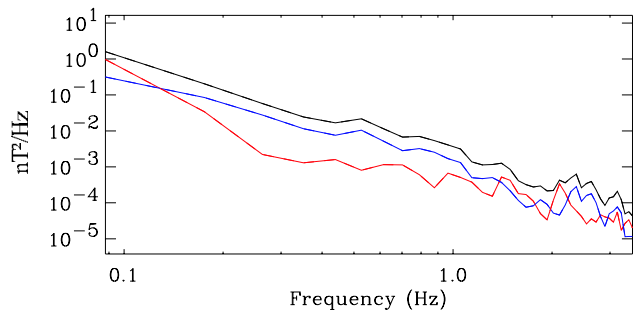


Fig. 7. The FFT power spectra of the FGM data during the period ΔT_1 calculated for the spacecraft 1 in the frequency range [0.09,3] Hz. The red and blue lines show the spectra of the parallel and perpendicular components, respectively. The black line shows the total spectrum.

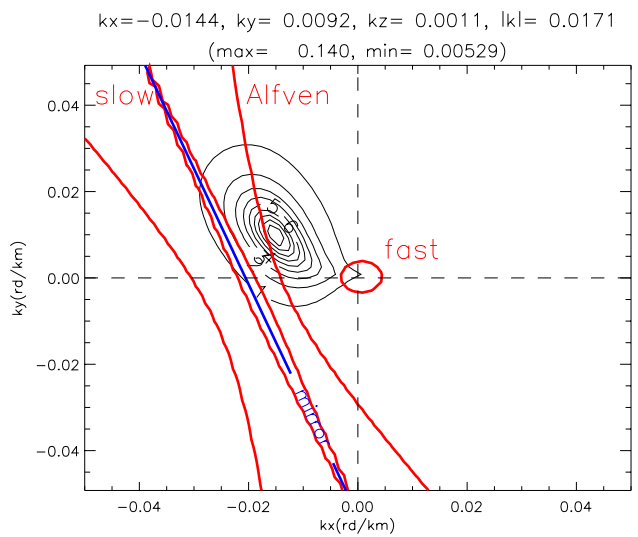


Fig. 8. Energy distribution in the \mathbf{k} -space of the most intense identified peak for the frequency $f=0.26$ Hz. It is presented in the $k_z=0.0011$ rd/km plane which contains the maximum of magnetic energy for this frequency. The black thin lines are the isocontours of energy in the (k_x, k_y) plane, whereas the coloured lines are the theoretical dispersion relations of the LF modes Doppler shifted in the satellite frame. The blue line is the Doppler shift $\omega = \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}$ and corresponds to the mirror dispersion relation in the satellite frame. The curves of the slow mode are very close to the curve of the mirror mode, since the slow mode propagates in the present case quasi-perpendicularly to the magnetic field.

on the spatio-temporal properties of the observed waves. For the frequency $f=0.26$ Hz, the (k_x, k_y) -plane, containing the maximum of the magnetic energy distribution function, is shown in Fig. 8. It is found for $k_z=0.0011$ rd/km which is the smallest wave number resolved with the k-filtering method. As one can see, the energy maximum lies very close to the theoretical dispersion relation of the Alfvén mode. The observed mode has a wave number quasi-perpendicular to the magnetic field ($\theta = (\mathbf{k}, \mathbf{B}_0) \sim 86^\circ$).

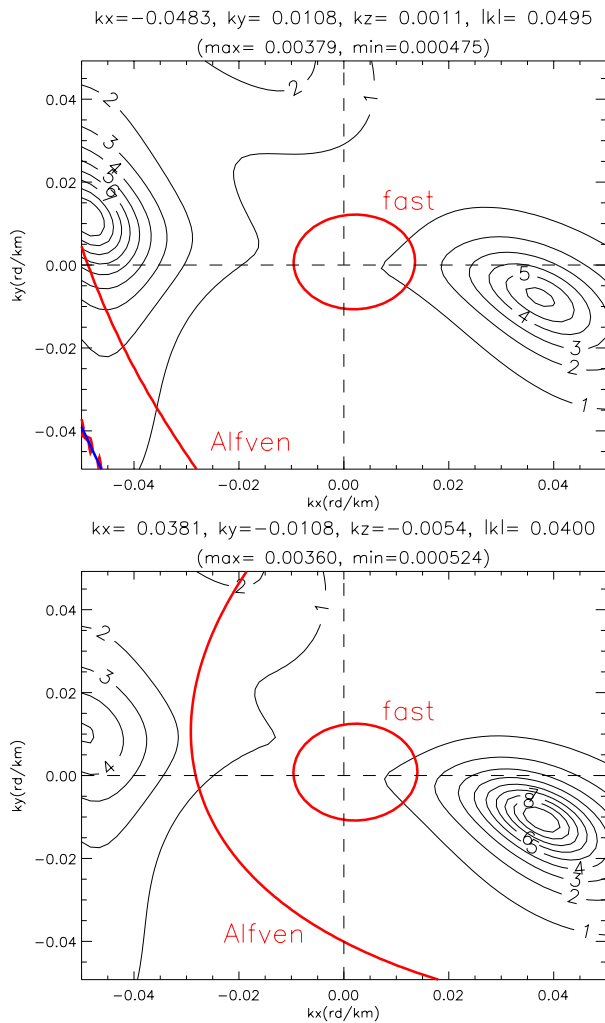


Fig. 9. Two peaks with comparable intensities are identified for the frequency $f=0.79$ Hz. The first one (left-hand side of the top panel) corresponds to the latest identifiable Alfvén mode with $(\mathbf{k}, \mathbf{B}_0)=88^\circ$ and $f_{\text{plasma}} \approx 0.5 f_{ci}$. The second one (right-hand side of the bottom panel) is identified by WHAMP as a Bernstein mode with: $(\mathbf{k}, \mathbf{B}_0)=98^\circ$ and $f_{\text{plasma}} \approx 2.5 f_{ci}$.

Now, one may ask whether the identification of the Alfvén mode for this frequency is consistent for higher frequencies. For this purpose, we have analyzed all the frequencies of the interval $[0.1, 1.0]$ Hz. Figure 9 presents the (k_x, k_y) planes containing the two main energy peaks for the frequency $f=0.79$ Hz. At this frequency, the first and second extrema of energy lie, respectively, in planes for which $k_z=0.0011$ rd/km (top) and $k_z=-0.0054$ rd/km (bottom). The maximum energy is on the left edge of the top panel (i.e. $k_x \approx -0.05$ rd/km) and it is close from the theoretical Alfvén mode. In this panel, significant energy is also present around the point of coordinates $k_x \approx 0.037$ rd/km and $k_y \approx -0.008$ rd/km. It is worth noticing that these coordinates correspond to the location of the second maximum (bottom panel): the wave energy distribution spreads over a wide range of \mathbf{k} . For the same reason, one can notice a peak energy on the left side

of the bottom panel at the location of the maximum peak of the top panel. The two main energy peaks are found for a parallel wave number which is small as compared to the perpendicular one. The study confirms the observation of the Alfvén mode up to the frequency $f=0.8$ Hz, where it reaches the shortest wavelength accessible to the measurement given the 100-km intercraft separation (see Fig. 9, in the left-hand side of the top panel, the maximum is on the edge of the box). As the frequencies increase, the wave vectors of the identified Alfvén mode have constant parallel components (all corresponding peaks are in the same k_z plane) but increasing perpendicular ones, leading to various propagation angles (with respect to the local ambient magnetic field), ranging from 83° to 88° . The modulus of the wave vectors is varying from $k\rho=0.8$ for $f=0.18$ Hz to $k\rho=3.7$ for $f=0.8$ Hz (as seen in Fig. 10, described below), where $\rho \sim 75$ km is the proton Larmor radius. We notice therefore that the appellation “Alfvén mode” used in the present work should be taken with some caution: the identified spatial scales are typically in the range of the kinetic regime of the Alfvén mode and the name “Kinetic Alfvén Wave” would be a more accurate name of the Alfvénic fluctuations observed in the present case. Nevertheless, for the sake of simplicity, we remain in the classical “Alfvén mode” appellation most of the time. In line with this, we notice that for such spatial scales ($k\rho \sim 3$) the properties of the Alfvén mode are much different from those corresponding to the MHD limit ($k\rho \ll 1$). The Alfvén mode, even in the kinetic range, is expected to have a group velocity mainly directed along the field line. For instance, the compressibility of the mode, defined as the ratio $\delta B_{\parallel} / \delta B_{\perp}$ and calculated from WHAMP, varies from zero in the MHD limit to 0.4 for $k\rho \sim 3$. The identification of the Alfvén mode as the dominant one in the frequency range $[0.1, 0.8]$ Hz over a wide range of spatial scales allows one therefore to explain the dominance of the perpendicular magnetic component with respect to the parallel one mentioned above, but also some of the observed parallel fluctuations. Other compressional modes with lower intensity (not shown here) are identified in the same range of frequency. Their detailed study is postponed to future works.

For the frequency $f=0.8$ Hz, in addition to the Alfvén mode peak, we have identified another peak with a comparable energy. It is localized in the $k_z=-0.0054$ rd/km plane (Fig. 9, right-hand side of the bottom panel). Its extension to other k_z planes appears on the top panel of Fig. 9. This wave has approximately the same spatial scales as the observed kinetic Alfvén wave: both wave vectors are almost equal but have opposite sign, which means that they have been symmetrically Doppler shifted, according to the formula $\omega_{\text{plasma}} = \omega_{\text{satellite}} \pm \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}$. However, from Fig. 9 (right-hand side of the bottom panel), we see that this second peak is located far from any dispersion curve of the MHD modes. The corresponding frequency in the plasma frame is approximately $f=1.3$ Hz $\sim 2.5 f_{ci}$, where f_{ci} is the proton gyrofrequency.

Bernstein modes are known to have dispersion relations in kinetic range close to $\omega = (n+0.5) \omega_{ci}$ ($n > 1$). Using WHAMP, we have identified this wave as an $n=2$ Bernstein

mode. The Bernstein modes are very unstable for the quasi-perpendicular direction, and are generally electrostatic (Janhunen et al., 2003). However, in this case of large wave vectors ($k\rho\sim 3.5$) and large β (≈ 1), WHAMP provides an important magnetic component for the Bernstein mode: $\delta E/\delta B\sim 4V_A$, where $V_A\approx 350$ km/s is the Alfvén velocity. This explains why the Bernstein mode could be present in magnetic data. This Bernstein mode is identifiable for all the frequencies belonging to [0.8,1.0] Hz, and disappears for higher ones. Its wave frequency in the plasma frame decreases with the wave vector. The observed wave vectors form angles varying from 99° to 95° with respect to \mathbf{B}_0 .

In order to summarize all the previous results, we present in Fig. 10 the dispersion relations observed for the two principal identified wave peaks. The frequencies measured in the spacecraft frame are Doppler-shifted back into the plasma frame and then plotted as a function of its perpendicular wave vector (i.e. ω_{plasma} versus k_\perp), the dependence with the parallel wave vector being negligible. These experimental dispersion relations are compared to the theoretical ones obtained from WHAMP. The question of de-Dopplerizing has to be treated with caution, since strong variations of the plasma velocities are observed during the period studied, ΔT_1 (see Fig. 4). The crucial point is to disentangle the velocity perturbations caused by the waves from the background flow velocity. For this purpose three different values of the plasma velocity have been used to Doppler-shift the wave frequencies measured in the satellite frame back into the plasma frame. These values are calculated in the MFA frame as follows:

- $\mathbf{v}_1=(-100, -40, 140)$ km/s, as averaged over ΔT_1 (20 s),
- $\mathbf{v}_2=(-50, -16, 58)$ km/s, as averaged over 180 s between 10:48:00 and 10:51:00,
- $\mathbf{v}_3=(\mathbf{v}_1+\mathbf{v}_2)/2=(-75, -28, -100)$ km/s.

The velocities \mathbf{v}_1 , \mathbf{v}_2 and \mathbf{v}_3 are used, respectively, to plot the green, blue and red experimental dispersion curves displayed in Fig. 10. Owing to the fact that the perpendicular gradients are much sharper than the parallel ones ($k_{\parallel}\ll k_\perp$), the Doppler-shift is less sensitive to the parallel flow velocity. It has to be stressed that even with an important uncertainty in the determination of the background flow velocity, the mode identification of the observed wave peaks is still accurate. As a matter of fact, Fig. 10 shows that the global behaviour of the experimental dispersion curves follows the ones of the Alfvén and Bernstein modes, even if they are not very close (green and blue dots). The fast mode lies far from all the experimental peaks. The slow mode (not plotted in Fig. 10) has almost a zero frequency and moreover, is strongly damped above $k\rho=1$.

We also notice that the two velocities \mathbf{v}_1 and \mathbf{v}_2 can be considered as over- and underestimations of the background flow velocity, respectively. In fact, since the wave activity presents a large-scale fluctuation over the period ΔT_1 , the mean value of the flow velocity over this period, calculated

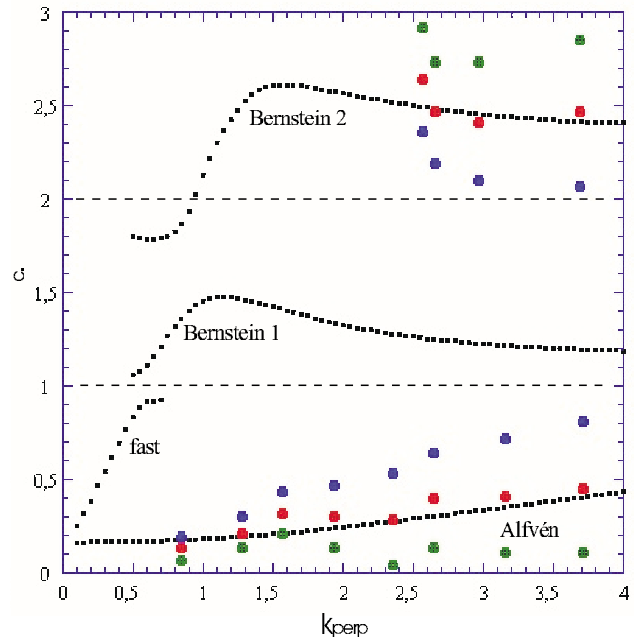


Fig. 10. Comparison of the experimental dispersion relations (coloured dots) observed in the frequency range [0.1,1] Hz to the theoretical ones determined from WHAMP (black curves). The blue, green and red dots are the de-Dopplerized experimental dispersions obtained with the flow velocities \mathbf{v}_1 , \mathbf{v}_2 and \mathbf{v}_3 , respectively. The dispersion of the waves observed in the frequency range [0.1,0.8] Hz fits the Alfvén wave dispersion curve shape, and quite well for \mathbf{v}_3 (red dots). The dispersion of the waves observed in the frequency range [0.8,1] Hz is very close to the dispersion curve of second harmonic of the Bernstein mode for the same \mathbf{v}_3 flow velocity (red dots).

only over the high bulk velocities of the injection, turns out to be an overestimate of the flow velocity carrying waves. The inverse situation can occur when the mean velocity is calculated over a time interval which is too large. These considerations suggest that the most realistic flow velocity could have a value ranging between the two previous limits. This hypothesis is indeed strongly supported by Fig. 10: the best fit of the experimental dispersion curves with the theoretical ones is obtained when the flow velocity \mathbf{v}_3 is used for the de-Dopplerization (red dots). Note that Figs. 8 and 9 have been obtained with the \mathbf{v}_3 flow velocity.

The same analysis has been performed on the two other intervals, ΔT_2 and ΔT_3 , using the same method to Doppler-shift the data back into the plasma frame. The results obtained show that the Alfvén mode also dominates during the second injection (the period ΔT_2). The wave characteristics associated with the third injection display a different feature. The dominant mode, even if it lies in the k -space, also along a quasi-perpendicular direction, exhibits no frequency dispersion, with all the frequencies being very low in the plasma frame (≈ 0.1 Hz). Hence, the dominant mode in the last time interval corresponds to a stationary structure rather than to an Alfvén wave. This observation is discussed below.

5 Discussion

The Cluster case study reported here shows that in the high-altitude polar cusp, the numerous injection events of magnetosheath ions from a reconnection site located poleward of the cusp are always observed with an intense wave activity. Using the k -filtering analysis, part of these intense waves observed simultaneously are identified as kinetic Alfvén waves. The local wave generation of kinetic Alfvén waves is still not well understood but we can argue here that a plausible mechanism may be based on a current instability (Forslund et al., 1979). As seen in Fig. 6, large-scale fluctuations (>15 s) of the B_x component give evidence for the signature of parallel currents during the two first intervals, ΔT_1 and ΔT_2 , while no signature of a large-scale parallel current is observed during the last interval, ΔT_3 . The waves identified during the two first injections (ΔT_1 and ΔT_2) are mostly of an Alfvénic nature and show similar characteristics. On the other hand, the third injection, which corresponds to a lower intensity in the parallel current, shows no evidence for Alfvén waves. Parallel currents may thus be the energy source of the kinetic Alfvén waves which have been observed. Nevertheless, we notice that background parameters may influence the onset of electromagnetic wave activity: specific beams could either generate or not generate kinetic Alfvén waves under various conditions. Numerical simulations are needed to clarify this issue.

In the MHD theory homework, the Alfvén mode is expected to induce a perturbation of the bulk plasma velocity of about $\delta v = v_A \delta B / B_0$. Both perturbations δv and δB are perpendicular to the $(\mathbf{B}_0, \mathbf{k})$ plane. If one considers the perturbation seen on B_x during the two injections observed between 10:49:20 and 10:49:40 (see Fig. 10) as the temporal signature of an Alfvénic current, a perturbation on the plasma motion of about 100 km/s along the x -axis is expected. It is precisely the amplitude of the perpendicular bulk flow velocity measured along the x -axis during that period (see Fig. 4). So, its interpretation from a large-scale Alfvén wave perturbation is consistent. Conversely, the observation of such an enhanced perpendicular plasma motion during an injection event could be the signature of a large-scale Alfvén wave.

The theory of reconnection predicts the production of Alfvén waves along newly-opened field lines (e.g. Haerendel et al., 1978). The Alfvén waves observed by Cluster may thus originate from the reconnection sites associated with the injection events. However, the close simultaneity of the wave and particle events can hardly be explained other than by a local generation of the waves. In the framework of reconnection (Smith and Lockwood, 1996), the magnetosheath ions penetrating into the magnetosphere are accelerated up to the local Alfvén velocity and move then in a first approximation with a constant velocity. The Alfvén waves generated simultaneously may therefore follow the injected ions as long as the variation of the Alfvén velocity along the field line is negligible. Indeed, if one considers an Alfvén velocity of about 200 km/s at the reconnection site, which corresponds to the parallel flow velocity observed for the

injected ions, an Alfvén velocity of about 350 km/s at the location of the Cluster spacecraft, and a distance of about $10 R_E$ between the reconnection site and the spacecraft, a time lag of about 80 s between the detection of the magnetosheath ions and the Alfvénic perturbations may be expected in the event presented in this study (the two successive events around 10:50 UT). In fact, with the time resolution of the particle instrument (up to 4 s) being much higher than 80 s, the observations do not give any evidence for such a time lag. So, in all likelihood, the observed Alfvén wave is locally generated. Otherwise, one should describe a mechanism explaining a common propagation of the injected ions and the Alfvén wave from the reconnection site. The distance of $10 R_E$ has been estimated following the method presented in Onsager and Fuselier (1994). From Fig. 1, we notice that this distance is consistent with a subsolar position of the reconnection site; Vontrat-Reberac et al. (2003) obtained a similar estimation in the case of lobe reconnection. The antisunward convection motion is still the only indicator of the site location.

Concerning the waves identified as Bernstein mode the situation can be understood in a relatively simple way. As kinetic modes, the Bernstein modes are known to be very sensitive to the shape of the distribution function, which may explain why the mode identification cannot be perfectly clear. Ion distribution due to newly-reconnected field lines generates predominantly perpendicular waves (Bingham et al., 1999). More recently, Janhunen et al. (2003) defined that part of the waves destabilized from ion shell are Bernstein modes. In all likelihood, part of the waves generated from the anisotropic distribution function of the ion beam (roughly half-ring) are probably Bernstein waves. Thus, the observation of Bernstein modes during injection events is not very surprising, even if the predominance of the second harmonic over the first one is not obvious. Bernstein waves are known to hardly propagate, except perpendicularly to the magnetic field (Ichimaru, 1973). The Bernstein waves are thus very likely observed close to their source. The wave energy observed during the injection events, as dominated by the kinetic Alfvén and Bernstein modes, is thus of local origin.

The evolution of the distribution function of the magnetosheath ions that penetrate into the polar cusp on a newly-opened flux tube (in other words, during an injection event), can to a great extent be explained from the time-of-flight effect on the ions (e.g. Smith and Lockwood, 1996). As the wave intensity is linked with the beam shape of the ion distribution function, its decrease observed during the injections can also be explained from spatial considerations: the farther the spacecraft are from the ion beams (major source of the wave instabilities), the weaker the observed wave intensity. However, the role of the waves in the isotropization of the ions, even weak, cannot be ruled out. We have highlighted that the distribution of the mirrored particles (anti-parallel velocities) is slightly hotter than the distribution of the downgoing ones (parallel velocities). We have also noticed an increase in the perpendicular temperature as the distribution functions become more and more isotropic. This

suggests that some ion heating occurs along the whole field line above and below the spacecraft. Diffusion by the electromagnetic waves simultaneously detected is a good candidate to explain the local part of this heating, especially the perpendicular one. Following a classical scheme it can contribute to increase the parallel temperature (André et al., 1990).

6 Summary and conclusions

The main result of this study is the identification of mixed modes in the ULF turbulent-like electromagnetic spectrum observed in the high-altitude cusp region. These results are provided by the unique possibility offered by the Cluster mission, which allows the simultaneous measurements in several points of space. The presence of kinetic Alfvén waves, Bernstein waves and other less energetic waves suggests that various processes of wave generation occur. The injected proton events that have been observed are clearly associated with a strong ULF electromagnetic activity. This is a strong argument for the local generation of the waves. Many processes for the generation of kinetic Alfvén waves exist, the current instability being a plausible mechanism consistent with the observation of large-scale magnetic field fluctuations. Generation of Bernstein waves can be explained by the specific distributions of the injected ions. The associated waves (kinetic Alfvén and Bernstein waves) are good candidates to explain part of the observed ion heating. Therefore, we suggest that the electromagnetic waves contribute to the evolution of the ion distribution function associated with the injections, even if this evolution can be explained by ballistic effect. Very isotropic distribution functions, observed in the stagnant plasma region and between strong injections, correspond systematically, as well as unidirectional flows of mirrored ions, to very low wave activity. On the other hand, intense electromagnetic waves are present during periods of high plasma convection. The present case study suggests that the large-scale Alfvénic fluctuation seen in the magnetic waveform at 10:49 UT during the injection event is a signature of the strong anti-sunward convection which could be explained by the motion of the newly-reconnected flux tubes from the reconnection site equatorward of the cusp.

Finally, we stress that the scenario of generation of the Alfvén (or the Bernstein) waves, presented above, shall be taken as a first interpretation rather than as a final explanation of the observations. The study of a large variety of other cusp crossings and some theoretical developments are required to confirm these first ideas and to go further. Nevertheless, it can already be concluded that the high-altitude polar cusp, supplied with ions by the magnetosheath, acts as a source of waves, especially when the proton flows are field-aligned. In turn, these waves, in particular, kinetic Alfvén waves and Bernstein waves, can diffuse and heat the ions along the entire trajectory of the injected ions: the process of wave generation, as observed here, is likely to occur at much lower altitudes. This hypothesis is supported here by the observation of traces of ion heating and elsewhere by previous

studies (D'Angelo et al., 1974; Le et al., 2001) that showed a correlation between the waves and the injected particles at lower altitudes, also suggesting a local wave generation.

Acknowledgements. We acknowledge the ACE MAG team for the use of IMF data. STAFF data processing is partly supported by CNES grant. F. Sahraoui is funded by a CNES fellowship. The authors thank T. D. Phan for useful discussions.

Topical Editor T. Pulkkinen thanks two referees for their help in evaluating this paper.

References

- André, M., Norqvist, P., Andersson, L., Eliasson, L., Eriksson, A. I., Blomberg, L., Erlandson, R. E., and Waldemark, J.: Ion energization mechanisms at 1700 km in the auroral region, *J. Geophys. Res.*, 103, 4199–4222, 1998.
- André, M., Temerin, M., and Gorney, D.: Resonant generation of ion waves on auroral field lines by positive slopes in ion velocity space, *J. Geophys. Res.*, 91, 3145–3151, 1986.
- André, M., Crew, G. B., Peterson, W. K., Persoon, A. M., and Pollock, C. J.: Ion heating by broadband low-frequency waves in the cusp/cleft, *J. Geophys. Res.*, 95, 20 809–20 823, 1990.
- André, M., Behlke, R., Wahlund, J.-E., Vaivads, A., Eriksson, A.-I., Tjulin, A., Carozzi, T. D., Cully, C., Gustafsson, G., Sundkvist, D., Khotyaintsev, Y., Cornilleau-Wehrin, N., Rezeau, L., Maksimovic, M., Lucek, E., Balogh, A., Dunlop, M., Lindqvist, P.-A., Mozer, F., Pedersen, A., and Fazakerley, A.: Multi-spacecraft observations of broadband waves near the lower hybrid frequency at the Earthward edge of the magnetopause, *Ann. Geophys.*, 19, 1471–1481, 2001, **SRef-ID: 1432-0576/ag/2001-19-1471**.
- Balogh, A., Carr, C. M., Acuña, M. H., Dunlop, M. W., Beek, T. J., Brown, P., Fornacon, K.-H., Georgescu, E., Glassmeier, K. H., Harris, J., Musmann, G., Oddy, T., and Schwingenschuh, K.: The Cluster Magnetic Field Investigation: overview of in-flight performance and initial results, *Ann. Geophys.*, 19, 1207–1217, 2001, **SRef-ID: 1432-0576/ag/2001-19-1207**.
- Bingham, R., Kellett, B. J., Cairns, R. A., Dendy, R. O., and Shukla, P. K.: Wave generation by ion horseshoe distributions on auroral field lines, *Geophys. Res. Lett.*, 26, 2713–2716, 1999.
- Bouhram, M., Malingre, M., Jasperse, J. R., Dubouloz, N., and Sauvaud, J.-A.: Modeling transverse heating and outflow of ionospheric ions from the dayside cusp/cleft, *2 Applications, Ann. Geophys.*, 21, 1773–1791, 2003, **SRef-ID: 1432-0576/ag/2003-21-1773**.
- Cattell, C., Johnson, L., Bergmann, R., Klumpar, D., Carlson, C., McFadden, J., Strangeway, R., Ergun, R., Sigsbee, K., and Pfaff, R.: FAST observations of discrete electrostatic waves in association with down-going ion beams in the auroral zone, *J. Geophys. Res.*, 12–1, 2002.
- Chaston, C. C., Bonnell, J. W., Carlson, C. W., McFadden, J. P., Ergun, R. E., Strangeway, R. J., and Lund, E. J.: Auroral ion acceleration in dispersive Alfvén waves, *J. Geophys. Res.*, 109, A04205, 2004.
- Cornilleau-Wehrin, N., Chanteur, G., Perraut, S., Rezeau, L., Robert, P., Roux, A., de Villedary, C., Canu, P., Maksimovic, M., de Conchy, Y., Lacombe, D. H. C., Lefeuvre, F., Parrot, M.,

- Pinçon, J. L., Décréau, P. M. E., Harvey, C. C., Louarn, P., Santolik, O., Alleyne, H. S. C., Roth, M., Chust, T., Le Contel, O., and Staff Team: First results obtained by the Cluster STAFF experiment, *Ann. Geophys.*, 21, 437–456, 2003, **SRef-ID: 1432-0576/ag/2003-21-437**.
- Cowley, S. W. H.: The causes of convection in the earth's magnetosphere – A review of developments during the IMS, *Rev. Geophys. Space Phys.*, 20, 531–565, 1982.
- D'Angelo, N., Bahnsen, A., and Rosenbauer, H.: Wave and Particle Measurements at the Polar Cusp, *J. Geophys. Res.*, 79, 3129–3134, 1974.
- Dungey, J. W.: Interplanetary Magnetic Field and the Auroral Zones, *Phys. Rev. Lett.*, 6, 47–48, 1961.
- Dungey, J. W.: The structure of the exosphere or adventures in velocity space, in *Geophysics: The Earth's Environment*, 526–536, (Eds.) Dewitt, C., Hieblot, J., and Lebeau, A., Gordon and Breach, Newark, N. J., 1963.
- Farrugia, C., Lund, E., Sandholt, P., Wild, J., Cowley, S., Balogh, A., Mouikis, C., Möbius, E., Dunlop, M., Bosqued, J., Carlson, C., Parks, G., Cerisier, J., Kelly, J., Sauvaud, J., and Rème, H.: Pulsed flows at the high-altitude cusp poleward boundary, and associated ionospheric convection and particle signatures, during a Cluster – FAST – SuperDARN- Søndrestrøm conjunction under a southwest IMF, *Ann. Geophys.*, 22, 2891–2905, 2004, **SRef-ID: 1432-0576/ag/2004-22-2891**.
- Forslund, D. W., Kindel, J. M., and Strosio, M. A.: Current driven electromagnetic ion cyclotron instability, *Journal of Plasma Physics*, 21, 127–139, 1979.
- Fuselier, S. A., Trattner, K. J., and Petrinec, S. M.: Cusp observations of high- and low-latitude reconnection for northward interplanetary magnetic field, *J. Geophys. Res.*, 105, 253–266, 2000.
- Gurnett, D. A. and Frank, L. A.: Plasma waves in the polar cusp - Observations from Hawkeye 1, *J. Geophys. Res.*, 83, 1447–1462, 1978.
- Gustafsson, G., André, M., Carozzi, T., Eriksson, A. I., Fälthammar, C.-G., Grard, R., Holmgren, G., Holtet, J. A., Ivchenko, N., Karlsson, T., Khotyaintsev, Y., Klimov, S., Laakso, H., Lindqvist, P.-A., Lybekk, B., Marklund, G., Mozer, F., Mursula, K., Pedersen, A., Popielawska, B., Savin, S., Stasiewicz, K., Tanskanen, P., Vaivads, A., and Wahlund, J.-E.: First results of electric field and density observations by Cluster EFW based on initial months of operation, *Ann. Geophys.*, 19, 1219–1240, 2001, **SRef-ID: 1432-0576/ag/2001-19-1219**.
- Haerendel, G., Paschmann, G., Sckopke, N., and Rosenbauer, H.: The frontside boundary layer of the magnetosphere and the problem of reconnection, *J. Geophys. Res.*, 83, 3195–3216, 1978.
- Ichimaru, S.: *Basic principles of plasma physics: a statistical approach*, Benjamin/Cummings, Reading, Massachusetts, 1973.
- Janhunen, P., Olsson, A., Vaivads, A., and Peterson, W. K.: Generation of Bernstein waves by ion shell distributions in the auroral region, *Ann. Geophys.*, 21, 881–891, 2003, **SRef-ID: 1432-0576/ag/2003-21-881**.
- Kintner, P. M., Labelle, J., Scales, W., Yau, A. W., and Whalen, B. A.: Observations of plasma waves within regions of perpendicular ion acceleration, *Geophys. Res. Lett.*, 13, 1113–1116, 1986.
- Lakhina, G. S.: Generation of ULF waves in the polar cusp region by velocity shear-driven kinetic Alfvén modes, *Astrophys. Space Sci.*, 165, 153–161, 1990.
- Lavraud, B., Dunlop, M. W., Phan, T. D., Rème, H., Bosqued, J.-M., Dandouras, I., Sauvaud, J.-A., Lundin, R., Taylor, M. G. G. T., Cargill, P. J., Mazelle, C., Escoubet, C. P., Carlson, C. W., McFadden, J. P., Parks, G. K., Moebius, E., Kistler, L. M., Bavassano-Cattaneo, M.-B., Korth, A., Klecker, B., and Balogh, A.: Cluster observations of the exterior cusp and its surrounding boundaries under northward IMF, *Geophys. Res. Lett.*, 29, 56–60, 2002.
- Lavraud, B., Phan, T. D., Dunlop, M. W., Taylor, M. G. G. T., Cargill, P. J., Bosqued, J.-M., Dandouras, I., Rème, H., Sauvaud, J.-A., Escoubet, C. P., Balogh, A., and Fazakerley, A.: The exterior cusp and its boundary with the magnetosheath: Cluster multi-event analysis, *Ann. Geophys.*, 22, 3039–3054, 2004, **SRef-ID: 1432-0576/ag/2004-22-3039**.
- Le, G., Blanco-Cano, X., Russell, C. T., Zhou, X.-W., Mozer, F., Trattner, K. J., Fuselier, S. A., and Anderson, B. J.: Electromagnetic ion cyclotron waves in the high altitude cusp: Polar observations, *J. Geophys. Res.*, 19 067–19 080, 2001.
- Le Queau, D. and Roux, A.: Heating of oxygen ions by resonant absorption of Alfvén waves in a multicomponent plasma, *J. Geophys. Res.*, 97, 14 929–14 946, 1992.
- Nykyri, K., Cargill, P. J., Lucek, E. A., Horbury, T. S., Balogh, A., Lavraud, B., Dandouras, I., and Rème, H.: Ion cyclotron waves in the high altitude cusp: CLUSTER observations at varying spacecraft separations, *Geophys. Res. Lett.*, 30, 12–1, 2003.
- Onsager, T. G. and Fuselier, S. A.: The location of magnetopause reconnection for northward and southward interplanetary magnetic field, *Geophys. Monogr. Ser.*, 84, 183–197, 1994.
- Paschmann, G., Haerendel, G., Sckopke, N., Rosenbauer, H., and Hedgecock, P. C.: Plasma and magnetic field characteristics of the distant polar cusp near local noon – The entry layer, *J. Geophys. Res.*, 81, 2883–2899, 1976.
- Pickett, J. S., Franz, J. R., Scudder, J. D., Menietti, J. D., Gurnett, D. A., Hospodarsky, G. B., Braunger, R. M., Kintner, P. M., and Kührth, W. S.: Plasma waves observed in the cusp turbulent boundary layer: An analysis of high time resolution wave and particle measurements from the Polar spacecraft, *J. Geophys. Res.*, 19 081–19 100, 2001.
- Pinçon, J. L. and Lefeuve, F.: Local characterization of homogeneous turbulence in a space plasma from simultaneous measurements of field components at several points in space, *J. Geophys. Res.*, 96, 1789–1802, 1991.
- Pinçon, J. L. and Motschmann, U.: Multispacecraft filtering: general framework, in *Analysis methods for multi-spacecraft data*, Int. Space Sci. Inst., Bern, Switzerland, 65–78, 1998.
- Rème, H., Aoustin, C., Bosqued, J. M., Dandouras, I., Lavraud, B., Sauvaud, J. A., Barthe, A., Bouyssou, J., Camus, Th., Coeur-Joly, O., Cros, A., Cuvilo, J., Ducay, F., Garbarowitz, Y., Medale, J. L., Penou, E., Perrier, H., Romefort, D., Rouzard, J., Vallat, C., Alcaydé, D., Jacquy, C., Mazelle, C., dUston, C., Möbius, E., Kistler, L. M., Crocker, K., Granoff, M., Mouikis, C., Popecki, M., Vosbury, M., Klecker, B., Hovestadt, D., Kucharek, H., Kuenneth, E., Paschmann, G., Scholer, M., Sckopke, N., Seidenschwang, E., Carlson, C. W., Curtis, D. W., Ingraham, C., Lin, R. P., McFadden, J. P., Parks, G. K., Phan, T., Fommisano, V., Amata, E., Bavassano-Cattaneo, M. B., Baldetti, P., Bruno, R., Chionchio, G., Di Lellis, A., Marcucci, M. F., Pallocchia, G., Korth, A., Daly, P. W., Graeve, B., Rosenbauer, H., Vasyliunas, V., McCarthy, M., Wilber, M., Eliasson, L., Lundin, R., Olsen, S., Shelley, E. G., Fuselier, S., Ghielmetti, A. G., Lennartsson, W., Escoubet, C. P., Balsiger, H., Friedel, R., Cao, J.-B., Kovrazhkin, R. A., Papamastorakis, I., Pellat, R., Scudder, J., and Sonnerup, B.: First multispacecraft ion measurements in and near the Earth's magnetosphere with the identical Cluster ion spectrometry (CIS)

- experiment, *Ann. Geophys.*, 19, 1303–1354, 2001,
SRef-ID: 1432-0576/ag/2001-19-1303.
- Rönmark, K.: Kiruna Geophysical Institute Report, 179, 1982.
- Russell, C. T.: The Polar Cusp, *Adv. Space Res.*, 25, 1413–1424, 2000.
- Sahraoui, F., Pinçon, J. L., Belmont, G., Rezeau, L., Cornilleau-Wehrlin, N., Robert, P., Mellul, L., Bosqued, J. M., Balogh, A., Canu, P., and Chanteur, G.: ULF wave identification in the magnetosheath: The k-filtering technique applied to Cluster II data, *J. Geophys. Res.*, 108, 1–1, 2003.
- Sahraoui, F., Belmont, G., Pinçon, J. L., Rezeau, L., Balogh, A. P. R., and Cornilleau-Wehrlin, N.: Magnetic turbulent spectra in the magnetosheath: new insights, *Ann. Geophys.*, 22, 2283–2288, 2004,
SRef-ID: 1432-0576/ag/2004-22-2283.
- Smith, M. F. and Lockwood, M.: Earth's magnetospheric cusps, *Rev. Geophys.*, 34, 233–260, 1996.
- Sundkvist, D., Vaivads, A., André, M., Wahlund, J.-E., Hobara, Y., Joko, S., Krasnoselskikh, V. V., Bogdanova, Y. V., Buchert, S. C., Cornilleau-Wehrlin, N., Fazakerley, A., Hall, J.-O., Rème, H., and Stenborg, G.: Multi-spacecraft determination of wave characteristics near the proton gyrofrequency in high-altitude cusp, *Ann. Geophys.*, 23, 983–995, 2005,
SRef-ID: 1432-0576/ag/2005-23-983.
- Tsurutani, B. T., Lakhina, G. S., Ho, C. M., Arballo, J. K., Galvan, C., Boonsiriseth, A., Pickett, J. S., Gurnett, D. A., Peterson, W. K., and Thorne, R. M.: Broadband plasma waves observed in the polar cap boundary layer: Polar, *J. Geophys. Res.*, 103, 17 351–17 366, 1998.
- Tsyganenko, N. A.: A magnetospheric magnetic field model with a warped tail current sheet, *Planet. Space Sci.*, 37, 5–20, 1989.
- Vonrat-Reberac, A., Bosqued, J. M., Taylor, M. G. G. T., Lavraud, B., Fontaine, D., Dunlop, M. W., Laakso, H., Comilleau-Wehrlin, N., Canu, P., and Fazakerley, A.: Cluster observations of the high-altitude cusp for northward interplanetary magnetic field: A case study, *J. Geophys. Res. (Space Physics)*, 108, 8–1, 2003.

Annexes

Bibliographie

- R. R. Anderson, T. E. Eastman, C. C. Harvey, M. M. Hoppe, B. T. Tsurutani, and J. Etcheto. Plasma waves near the magnetopause. *J. Geophys. Res.*, 87, 2087–2107, April 1982.
- André et al. Multi-spacecraft observations of broadband waves near the lower hybrid frequency at the Earthward edge of the magnetopause. *Ann. Geophysicae*, 19, 1471–1481, 2001.
- A. Bahnsen, N. Dangelo, and A. M. Hansen. On double current layers in the polar cusp. *J. Geophys. Res.*, 80, 201–+, January 1975.
- A. Balogh, C. M. Carr, M. H. Acuña, M. W. Dunlop, T. J. Beek, P. Brown, K.-H. Fornaçon, E. Georgescu, K. H. Glassmeier, J. Harris, G. Musmann, T. Oddy, and K. Schwingenschuh. The Cluster Magnetic Field Investigation : overview of in-flight performance and initial results. *Ann. Geophysicae*, 19, 1207–1217, 10 2001.
- R. Bingham, B. J. Kellett, R. A. Cairns, R. O. Dendy, and P. K. Shukla. Wave generation by ion horseshoe distributions on auroral field lines. *Geophys. Res. Lett.*, 26, 2713–2716, 1999.
- J. Błęcki, K. Kossacki, R. Wronowski, Z. Nemecek, J. Safrankowa, S. Savin, J. A. Sauvaud, S. Romanov, J. Juchniewicz, S. Klimov, P. Triska, J. Smilauer, and J. Simunek. Low frequency plasma waves observed in the outer polar cusp. *Advances in Space Research*, 23, 1765–1768, 1999.
- Y. V. Bogdanova, A. Marchaudon, C. J. Owen, M. W. Dunlop, H. U. Frey, J. A. Wild, A. N. Fazakerley, B. Klecker, J. A. Davies, and S. E. Milan. On the formation of the high-altitude stagnant cusp : Cluster observations. *Geophys. Res. Lett.*, 32, 12101–+, June 2005. doi : 10.1029/2005GL022813.
- J. F. Carbary and C. I. Meng. Correlation of cusp latitude with Bz and AE (12) using nearly one year’s data. *J. Geophys. Res.*, 91, 10047–10054, September 1986.

Annexes

- P. J. Cargill, B. Lavraud, C. J. Owen, B. Grison, M. W. Dunlop, N. Cornilleau-Wehrlin, C. P. Escoubet, G. Paschmann, T. D. Phan, L. Rezeau, Y. Bogdanova, and K. Nykyri. Cluster at the Magnetospheric Cusps. *Space Sci. Rev.*, 118, 321–366, June 2005. doi : 10.1007/s11214-005-3835-0.
- C. Cattell, L. Johnson, R. Bergmann, D. Klumpar, C. Carlson, J. McFadden, R. Strangeway, R. Ergun, K. Sigsbee, and R. Pfaff. FAST observations of discrete electrostatic waves in association with down-going ion beams in the auroral zone. *J. Geophys. Res.*, pp. 12–1, September 2002.
- J.-C. Cerisier, A. Marchaudon, J.-M. Bosqued, K. McWilliams, H. U. Frey, M. Bouhram, H. Laakso, M. Dunlop, M. Förster, and A. Fazakerley. Ionospheric signatures of plasma injections in the cusp triggered by solar wind pressure pulses. *J. Geophys. Res.*, 110, 8204–+, August 2005. doi : 10.1029/2004JA010962.
- G. Chanteur. Spatial interpolation fo four spacecraft : Theory. In G. Paschman and P. Daly, editor, *Analysis Methods for Multi-Spacecraft Data, ISSI Scientific Report SR-001*, chapter 14, pp. 349–369. ESA, 1998.
- G. Chanteur and C. C. Harvey. Spatial interpolation fo four spacecraft : Application to magnetic gradients. In G. Paschman and P. Daly, editor, *Analysis Methods for Multi-Spacecraft Data, ISSI Scientific Report SR-001*, chapter 15, pp. 371–393. ESA, 1998.
- S. Chapman and V. C. A. Ferraro. A new theory of magnetic storms, Part 1. *Terrest. Magnetism and Atmospheric Elec.*, 36, 171–186, 1931.
- S. Chapman and V. C. A. Ferraro. A new theory of magnetic storms, Part 2. *Terrest. Magnetism and Atmospheric Elec.*, 37, 147–156, 1932.
- Constantinescu et al. Accepted. *J. Geophys. Res.*, 2006.
- N. Cornilleau-Wehrlin, G. Chanteur, S. Perraut, L. Rezeau, P. Robert, A. Roux, C. de Villedary, P. Canu, M. Maksimovic, Y. de Conchy, D. H. C. Lacombe, F. Lefeuvre, M. Parrot, J. L. Pinçon, P. M. E. Décréau, C. C. Harvey, P. Louarn, O. Santolik, H. S. C. Alleyne, M. Roth, T. Chust, O. Le Contel, and Staff Team. First results obtained by the Cluster STAFF experiment. *Ann. Geophysicae*, 21, 437–456, February 2003.
- S. W. H. Cowley. The causes of convection in the earth’s magnetosphere - A review of developments during the IMS. *Rev. Geophys. Space Phys.*, 20, 531–565, August 1982.
- N. D’Angelo, A. Bahnsen, and H. Rosenbauer. Wave and Particle Measurements at the Polar Cusp. *J. Geophys. Res.*, 79, 3129, 1974.

- P. M. E. Décréau, P. Fergeau, V. Krasnoselskikh, E. Le Guirriec, M. Lévêque, P. Martin, O. Randriamboarison, J. L. Rauch, F. X. Sené, H. C. Séran, J. G. Trotignon, P. Canu, N. Cornilleau, H. de Féraudy, H. Alleyne, K. Yearby, P. B. Mögensen, G. Gustafsson, M. André, D. C. Gurnett, F. Darrouzet, J. Lemaire, C. C. Harvey, P. Travnicek, and W. Experimenters (Table 1) *. Early results from the Whisper instrument on Cluster : an overview. *Ann. Geophysicae*, 19, 1241–1258, October 2001.
- J. W. Dungey. Interplanetary Magnetic Field and the Auroral Zones. *Phys. Rev. Lett.*, 6, 47–48, January 1961.
- J. W. Dungey. The structure of the exosphere or adventures in velocity space. In *Geophysics : The Earth's Environment*, pp. 526–536. edited by C. Dewitt, J. Hieblot, and A. Lebeau, Gordon and Breach, Newark, N. J., 1963.
- M. W. Dunlop, A. Balogh, D. J. Southwood, R. C. Elphic, K.-H. Glassmeier, and F. M. Neubauer. Configurational sensitivity of multipoint magnetic field measurements. In *Space Plasma Physics Investigation by Cluster and Regatta*, pp. 23–28. May 1990.
- M. W. Dunlop, P. J. Cargill, T. J. Stubbs, and P. Woolliams. The high-altitude cusps : HEOS 2. *J. Geophys. Res.*, 105, 27509–27518, December 2000. doi : 10.1029/2000JA900084.
- T. E. Eastman, E. W. Hones, S. J. Bame, and J. R. Asbridge. The magnetospheric boundary layer - Site of plasma, momentum and energy transfer from the magnetosheath into the magnetosphere. *Geophys. Res. Lett.*, 3, 685–688, November 1976.
- C. Farrugia, E. Lund, P. Sandholt, J. Wild, S. Cowley, A. Balogh, C. Mouikis, E. Möbius, M. Dunlop, J. Bosqued, C. Carlson, G. Parks, J. Cerisier, J. Kelly, J. Sauvaud, and H. Rème. Pulsed flows at the high-altitude cusp poleward boundary, and associated ionospheric convection and particle signatures, during a Cluster - FAST - SuperDARN- Søndrestrøm conjunction under a southwest IMF. *Ann. Geophysicae*, 22, 2891–2905, August 2004.
- D. W. Forslund, J. M. Kindel, and M. A. Strosio. Current driven electromagnetic ion cyclotron instability. *Journal of Plasma Physics*, 21, 127–139, February 1979.
- L. A. Frank. Plasma in the earth's polar magnetosphere. *J. Geophys. Res.*, 76, 6829–6846, 1971.
- L. A. Frank and K. L. Ackerson. Observations of charged particle precipitation into the auroral zone. *J. Geophys. Res.*, 76, 3612–3643, 1971.

Annexes

- B. Grison, F. Sahraoui, B. Lavraud, T. Chust, N. Cornilleau-Wehrin, H. Rème, A. Balogh, and M. André. Wave particle interactions in the high-altitude polar cusp : a Cluster case study. *Ann. Geophysicae*, 23, 3699–3713, December 2005.
- D. A. Gurnett and L. A. Frank. Plasma waves in the polar cusp - Observations from Hawkeye 1. *J. Geophys. Res.*, 83, 1447–1462, April 1978.
- D. A. Gurnett, R. L. Huff, J. S. Pickett, A. M. Persoon, R. L. Mutel, I. W. Christopher, C. A. Kletzing, U. S. Inan, W. L. Martin, J.-L. Bougeret, H. S. C. Alleyne, and K. H. Yearby. First results from the Cluster wideband plasma wave investigation. *Ann. Geophysicae*, 19, 1259–1272, October 2001.
- D. A. Gurnett and B. J. O'Brien. High-Latitude Geophysical Studies with Satellite Injun 3, 5, Very Low Frequency Electromagnetic Radiation. *J. Geophys. Res.*, 69, 65–+, January 1964.
- Gustafsson et al. First results of electric field and density observations by Cluster EFW based on initial months of operation. *Ann. Geophysicae*, 19, 1219–1240, 10 2001.
- G. Haerendel. Die Spur der Magnetopause in der Magnetosphäre. *Mitteilungen der Astronomischen Gesellschaft Hamburg*, 35, 165–+, 1974.
- G. Haerendel. Microscopic plasma processes related to reconnection. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 40, 343–353, March 1978.
- G. Haerendel, G. Paschmann, N. Sckopke, and H. Rosenbauer. The frontside boundary layer of the magnetosphere and the problem of reconnection. *J. Geophys. Res.*, 83, 3195–3216, July 1978.
- W. J. Heikkila. The morphology of auroral particle precipitation. *Space Res.*, 12, 1343–1355, 1972.
- W. J. Heikkila. Definition of the cusp. In *The polar cusp; Proceedings of the Advanced Research Workshop on the Morphology and Dynamics of the Polar Cusp, Lillehammer, Norway, May 7-12, 1984 (A86-24001 09-46)*. Dordrecht, D. Reidel Publishing Co., 1985, p. 387-395., pp. 387–395, 1985.
- W. J. Heikkila and J. D. Winningham. Penetration of magnetosheath plasma to low altitudes through the dayside magnetospheric cusps. *J. Geophys. Res.*, 76, 883–891, 1971.
- P. D. Hudson. Discontinuities in an anisotropic plasma and their identification in the solar wind. *Planet. Space Sci.*, 18, 1611–1622, November 1970. doi : 10.1016/0032-0633(70)90036-X.

- S. Ichimaru. *Basic principles of plasma physics : a statistical approach*. Benjamin/Cummings, Reading, Massachusetts, 1973.
- P. Janhunen, A. Olsson, A. Vaivads, and W. K. Peterson. Generation of Bernstein waves by ion shell distributions in the auroral region. *Ann. Geophysicae*, 21, 881–891, April 2003.
- A. D. Johnstone, C. Alsop, S. Burge, P. J. Carter, A. J. Coates, A. J. Coker, A. N. Fazakerley, M. Grande, R. A. Gowen, C. Gurgiolo, B. K. Hancock, B. Narheim, A. Preece, P. H. Sheather, J. D. Winningham, and R. D. Woodliffe. Peace : a Plasma Electron and Current Experiment. *Space Sci. Rev.*, 79, 351–398, January 1997.
- B. Lavraud, M. W. Dunlop, T. D. Phan, H. Rème, J.-M. Bosqued, I. Dandouras, J.-A. Sauvaud, R. Lundin, M. G. G. T. Taylor, P. J. Cargill, C. Mazelle, C. P. Escoubet, C. W. Carlson, J. P. McFadden, G. K. Parks, E. Moebius, L. M. Kistler, M.-B. Bavassano-Cattaneo, A. Korth, B. Klecker, and A. Balogh. Cluster observations of the exterior cusp and its surrounding boundaries under northward IMF. *Geophys. Res. Lett.*, 29, 56–60, October 2002.
- B. Lavraud, A. Fedorov, E. Budnik, A. Grigoriev, P. Cargill, M. Dunlop, H. Rème, I. Dandouras, and A. Balogh. Cluster survey of the high-altitude cusp properties : a three-year statistical study. *Ann. Geophysicae*, 22, 3009–3019, August 2004a.
- B. Lavraud, A. Fedorov, E. Budnik, M. F. Thomsen, A. Grigoriev, P. J. Cargill, M. W. Dunlop, H. Rème, I. Dandouras, and A. Balogh. High-altitude cusp flow dependence on IMF orientation : A 3-year Cluster statistical study. *J. Geophys. Res.*, 110, 2209–+, February 2005. doi : 10.1029/2004JA010804.
- B. Lavraud, T. D. Phan, M. W. Dunlop, M. G. G. T. Taylor, P. J. Cargill, J.-M. Bosqued, I. Dandouras, H. Rème, J.-A. Sauvaud, C. P. Escoubet, A. Balogh, and A. Fazakerley. The exterior cusp and its boundary with the magnetosheath : Cluster multi-event analysis. *Ann. Geophysicae*, 22(8), 3039–3054, 2004b.
- G. Le, X. Blanco-Cano, C. T. Russell, X.-W. Zhou, F. Mozer, K. J. Trattner, S. A. Fuselier, and B. J. Anderson. Electromagnetic ion cyclotron waves in the high altitude cusp : Polar observations. *J. Geophys. Res.*, pp. 19067–19080, September 2001.
- R. Lundin, B. Aparicio, and M. Yamauchi. On the solar wind flow control of the polar cusp. *J. Geophys. Res.*, 106, 13023–13036, July 2001. doi : 10.1029/2000JA900021.
- A. Marchaudon, J. Cerisier, J. Bosqued, M. Dunlop, J. Wild, P. Décréau, M. Förster, D. Fontaine, and H. Laakso. Transient plasma injections in the dayside magnetosphere : one-to-one correlated observations by Cluster and SuperDARN. *Ann. Geophysicae*, 22, 141–158, January 2004.

Annexes

- J. D. Menietti and J. L. Burch. Spatial extent of the plasma injection region in the cusp-magnetosheath interface. *jgr*, 93, 105–113, January 1988.
- S. K. Morley and M. Lockwood. The dependence of cusp ion signatures on the reconnection rate. *Ann. Geophysicae*, 21, 947–953, 2003.
- P. T. Newell and C. Meng. Dipole tilt angle effects on the latitude of the cusp and cleft/low-latitude boundary layer. *J. Geophys. Res.*, 94, 6949–6953, June 1989.
- P. T. Newell, C. Meng, D. G. Sibeck, and R. Lepping. Some low-altitude cusp dependencies on the interplanetary magnetic field. *J. Geophys. Res.*, 94, 8921–8927, July 1989.
- Z. Němeček, J. Šafránková, L. Přech, J. Šimunek, J.-A. Sauvaud, A. Fedorov, H. Stenuit, S. A. Fuselier, S. Savin, L. Zelenyi, and J. Berchem. Structure of the outer cusp and sources of the cusp precipitation during intervals of a horizontal IMF. *J. Geophys. Res.*, 108, 6–1, December 2003. doi : 10.1029/2003JA009916.
- K. Nykyri, P. J. Cargill, E. A. Lucek, T. S. Horbury, A. Balogh, B. Lavraud, I. Dandouras, and H. Rème. Ion cyclotron waves in the high altitude cusp : CLUSTER observations at varying spacecraft separations. *Geophys. Res. Lett.*, 30, 12–1, December 2003.
- K. Nykyri, B. Grison, P. J. Cargill, B. Lavraud, E. Lucek, I. Dandouras, A. Balogh, N. Cornilleau-Wehrlin, and H. Rème. Origin of the turbulent spectra in the high-altitude cusp : Cluster spacecraft observations. *Ann. Geophysicae*, 24, 1057–1075, March 2006.
- T. Ondoh. Longitudinal variations of polar cusp hiss observed by ISIS satellites. *Advances in Space Research*, 27, 1423–1428, 2001.
- T. G. Onsager and S. A. Fuselier. The location of magnetopause reconnection for northward and southward interplanetary magnetic field . *Geophys. Monogr. Ser.*, 84, 183–197, 1994.
- E. N. Parker. Dynamics of the Interplanetary Gas and Magnetic Fields. *Astrophys. J.*, 128, 664, November 1958.
- G. Paschmann. Magnetopause, Cusp and Dayside Boundary Layer : Experimental Point of View. In K.-H. Glassmeier, U. Motschmann, and R. Schmidt, editors, *ESA SP-371 : Proceedings of the Cluster Workshops, Data Analysis Tools and Physical Measurements and Mission-Oriented Theory*, pp. 149–+, 1995.
- G. Paschmann, G. Haerendel, N. Sckopke, H. Rosenbauer, and P. C. Hedgecock. Plasma and magnetic field characteristics of the distant polar cusp near local noon - The entry layer. *J. Geophys. Res.*, 81, 2883–2899, June 1976.

- G. Paschmann, I. Papamastorakis, N. Sckopke, G. Haerendel, B. U. O. Sonnerup, S. J. Bame, J. R. Asbridge, J. T. Gosling, C. T. Russel, and R. C. Elphic. Plasma acceleration at the earth's magnetopause - Evidence for reconnection. *Nature*, 282, 243–246, November 1979.
- G. Paschmann, J. M. Quinn, R. B. Torbert, H. Vaith, C. E. McIlwain, G. Haerendel, O. H. Bauer, T. Bauer, W. Baumjohann, W. Fillius, M. Förster, S. Frey, E. Georgescu, S. S. Kerr, C. A. Kletzing, H. Matsui, P. Puhl-Quinn, and E. C. Whipple. The Electron Drift Instrument on Cluster : overview of first results. *Ann. Geophysicae*, 19, 1273–1288, October 2001.
- A. Pedersen, N. Cornilleau-Wehrin, B. de La Porte, A. Roux, A. Bouabdellah, P. M. E. Decreau, F. Lefeuvre, F. X. Sene, D. Gurnett, R. Huff, G. Gustafsson, G. Holmgren, L. Woolliscroft, H. S. C. Alleyne, J. A. Thompson, and P. H. N. Davies. The Wave Experiment Consortium (wec). *Space Sci. Rev.*, 79, 93–106, January 1997.
- S. Perraut, R. Gendrin, P. Robert, and A. Roux. Magnetic pulsations observed on board GEOS-2 in the ULF range during multiple magnetopause crossings. Technical report, ESA SP-148 : Magnetospheric Boundary Layers, August 1979.
- J. S. Pickett, J. R. Franz, J. D. Scudder, J. D. Menietti, D. A. Gurnett, G. B. Hospodarsky, R. M. Braunger, P. M. Kintner, and W. S. Kürth. Plasma waves observed in the cusp turbulent boundary layer : An analysis of high time resolution wave and particle measurements from the Polar spacecraft. *J. Geophys. Res.*, pp. 19081–19100, September 2001.
- J. L. Pinçon. *Caractérisation d'un champ électromagnétique turbulent dans un plasma spatial à partir des mesures multipoints*. Thèse de Doctorat, Université d'Orléans, 1989.
- J. L. Pinçon and F. Lefeuvre. Local characterization of homogeneous turbulence in a space plasma from simultaneous measurements of field components at several points in space. *J. Geophys. Res.*, 96, 1789–1802, February 1991.
- J. L. Pinçon and U. Motschmann. Multispacecraft filtering : general framework, in Analysis methods for multi-spacecraft data. *Int. Space Sci. Inst., Bern, Switzerland*, pp. 65–78, 1998.
- Rème et al. First multispacecraft ion measurements in and near the Earth's magnetosphere with the identical Cluster ion spectrometry (CIS) experiment. *Ann. Geophysicae*, 19, 1303–1354, 10 2001.
- L. Rezeau, A. Morane, S. Perraut, A. Roux, and R. Schmidt. Characterization of Alfvénic fluctuations in the magnetopause boundary layer. *J. Geophys. Res.*, 94, 101–110, January 1989.

Annexes

- P. Robert. ROCOTLIB : A Coordinate Transformation Library for Solar-Terrestrial studies. *Rapport Interne CETP*, RI-CETP/02/2003, 2003.
- P. Robert, M. Dunlop, A. Roux, and G. Chanteur. Accuracy of current density determination. *Analysis Methods for Multi-Spacecraft Data (G. Paschmann and P. Daly, eds.)*, Noordwijk, The Netherlands : ISSI Report, 395–418, 1998a.
- P. Robert and A. Roux. cluster observations of a flux transfer event (fte). In *COSPAR, Plenary Meeting*, 2002.
- P. Robert, A. Roux, C. Harvey, M. Dunlop, P. Daly, and K. Glassmeier. Tetrahedron Geometric Factors. *Analysis Methods for Multi-Spacecraft Data (G. Paschmann and P. Daly, eds.)*, Noordwijk, The Netherlands : ISSI Report, 323–348, 1998b.
- K. Rönmark. *Kiruna Geophysical Institute Report*, p. 179, 1982.
- H. Rosenbauer, H. Gruenwaldt, M. D. Montgomery, G. Paschmann, and N. Sckopke. Heos 2 plasma observations in the distant polar magnetosphere - The plasma mantle. *J. Geophys. Res.*, 80, 2723–2737, July 1975.
- C. T. Russell. Polar Eyes the Cusp. In R. A. Harris, editor, *Cluster-II Workshop : Multiscale/Multipoint Plasma Measurements, Proceedings of the Workshop held at Imperial College, London, UK, 22-24 September 1999*. Paris : European Space Agency (ESA), 2000, *ESA-SP*, vol. 449, ISBN : 9290927968, p.47, pp. 47–+, February 2000a.
- C. T. Russell. The Polar Cusp. *Adv. Space Res.*, 25, 1413–1424, 2000b.
- C. T. Russell, C. R. Chappell, M. D. Montgomery, M. Neugebauer, and F. L. Scarf. OGO-5 observations of the polar cusp on November 1, 1968. *J. Geophys. Res.*, 76, 6743–6764, 1971.
- C. T. Russell and R. C. Elphic. ISEE observations of flux transfer events at the dayside magnetopause. *Geophys. Res. Lett.*, 6, 33–36, January 1979.
- C. T. Russell, G. L. Siscoe, and E. J. Smith. Comparison of ISEE-1 and -3 interplanetary magnetic field observations. *Geophys. Res. Lett.*, 7, 381–384, May 1980.
- F. Sahraoui. *Etude des fluctuations magnétiques dans la magnétogaine terrestre : vers une interprétation dans le cadre de la théorie de la turbulence faible de la MHD-Hall*. Thèse de Doctorat, Université de Versailles, 2003.
- F. Sahraoui, J. L. Pinçon, G. Belmont, L. Rezeau, N. Cornilleau-Wehrin, P. Robert, L. Mellul, J. M. Bosqued, A. Balogh, P. Canu, and G. Chanteur. ULF wave identification in the magnetosheath : The k-filtering technique applied to Cluster II data. *J. Geophys. Res.*, 108, 1–1, September 2003.

- F. Sahraoui, J. L. Pinçon, G. Belmont, L. Rezeau, N. Cornilleau-Wehrlin, P. Robert, L. Mellul, J. M. Bosqued, A. Balogh, P. Canu, and G. Chanteur. Correction to “ULF wave identification in the magnetosheath : The k-filtering technique applied to Cluster II data”. *J. Geophys. Res.*, 109, 4222–+, April 2004. doi : 10.1029/2004JA010469.
- S. Savin, L. Zelenyi, S. Romanov, I. Sandahl, J. Pickett, E. Amata, L. Avanov, J. Blecki, E. Budnik, J. Büchner, C. Cattell, G. Consolini, J. Fedder, S. Fuselier, H. Kawano, S. Klimov, V. Korepanov, D. Lagoutte, F. Marcucci, M. Mogilevsky, Z. Nemecek, B. Nikutowski, M. Nozdrachev, M. Parrot, J. Rauch, V. Romanov, T. Romantsova, C. Russell, J. Safrankova, J. Sauvaud, A. Skalsky, V. Smirnov, K. Stasiewicz, J. Trotignon, and Y. Yermolaev. Magnetosheath-cusp interface. *Ann. Geophysicae*, 22, 183–212, January 2004.
- S. P. Savin, J. Büchner, G. Consolini, L. Nikutowski, B. and Zelenyi, E. Amata, H. U. Auster, J. Blecki, E. Dubinin, K. H. Fornacon, and al. On the properties of turbulent boundary layer over polar cusps. *Nonlinear Processes in Geophysics*, 9, 443–451, August 2002.
- S. P. Savin, S. A. Romanov, A. O. Fedorov, L. Zelenyi, S. I. Klimov, Y. I. Yermolaev, E. Y. Budnik, N. S. Nikolaeva, C. T. Russell, X.-W. Zhou, A. L. Urquhart, and P. H. Reiff. The cusp/magnetosheath interface on May 29, 1996 : Interball-1 and polar observations. *Geophys. Res. Lett.*, 25, 2963–2966, August 1998. doi : 10.1029/98GL01402.
- F. L. Scarf, R. W. Fredericks, I. M. Green, and C. T. Russell. Plasma waves in the dayside polar cusp, 1, Magnetospheric observations. *J. Geophys. Res.*, 77, 2274–2293, 1972.
- N. Sckopke, G. Paschmann, G. Haerendel, B. U. O. Sonnerup, S. J. Bame, T. G. Forbes, E. W. Hones, and C. T. Russell. Structure of the low-latitude boundary layer. *J. Geophys. Res.*, 86, 2099–2110, April 1981.
- E. G. Shelley, R. G. Johnson, and R. D. Sharp. Structure of the low-latitude boundary layer. *J. Geophys. Res.*, 77, 6104, 1972.
- M. F. Smith and M. Lockwood. Earth’s magnetospheric cusps. *Rev. Geophys.*, 34, 233–260, 1996.
- P. Song and C. T. Russell. Model of the formation of the low-latitude boundary layer for strongly northward interplanetary magnetic field. *J. Geophys. Res.*, 97, 1411–1420, February 1992.
- J. R. Spreiter and A. L. Summers. On conditions near the neutral points on the magnetosphere boundary. *Planetary and Space Science*, 15, 787–+, April 1967.

Annexes

- K. Stasiewicz, Y. Khotyaintsev, M. Berthomier, and J.-E. Wahlund. Identification of Widespread Turbulence of Dispersive Alfvén Waves. *Geophys. Res. Lett.*, 27, 173–+, 2000.
- K. Stasiewicz, C. E. Seyler, F. S. Mozer, G. Gustafsson, J. Pickett, and B. Popielawska. Magnetic bubbles and kinetic Alfvén waves in the high-latitude magnetopause boundary. *J. Geophys. Res.*, 106, 29503–29514, December 2001. doi : 10.1029/2001JA900055.
- D. Sundkvist, V. Krasnoselskikh, P. K. Shukla, A. Vaivads, M. André, S. Buchert, and H. Rème. In situ multi-satellite detection of coherent vortices as a manifestation of Alfvénic turbulence. *Nature*, 436, 825–828, August 2005a. doi : 10.1038/nature03931.
- D. Sundkvist, A. Vaivads, M. André, J.-E. Wahlund, Y. Hobara, S. Joko, V. V. Krasnoselskikh, Y. V. Bogdanova, S. C. Buchert, N. Cornilleau-Wehrin, A. Fazakerley, J.-O. Hall, H. Rème, and G. Stenberg. Multi-spacecraft determination of wave characteristics near the proton gyrofrequency in high-altitude cusp. *Ann. Geophysicae*, 23, 983–995, 2005b.
- A. Tjulin, J.-L. Pinçon, F. Sahraoui, M. André, and N. Cornilleau-Wehrin. The k-filtering technique applied to wave electric and magnetic field measurements from the Cluster satellites. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 110, 11224, November 2005. doi : 10.1029/2005JA011125.
- K. Torkar, W. Riedler, C. P. Escoubet, M. Fehringer, R. Schmidt, R. J. L. Grard, H. Arends, F. Rüdener, W. Steiger, B. T. Narheim, K. Svenes, R. Torbert, M. André, A. Fazakerley, R. Goldstein, R. C. Olsen, A. Pedersen, E. Whipple, and H. Zhao. Active spacecraft potential control for Cluster - implementation and first results. *Ann. Geophysicae*, 19, 1289–1302, October 2001.
- B. T. Tsurutani, G. S. Lakhina, C. M. Ho, J. K. Arballo, C. Galvan, A. Boonsiriseth, J. S. Pickett, D. A. Gurnett, W. K. Peterson, and R. M. Thorne. Broadband plasma waves observed in the polar cap boundary layer : Polar. *J. Geophys. Res.*, 103, 17351–17366, August 1998.
- N. A. Tsyganenko. Global quantitative models of the geomagnetic field in the cislunar magnetosphere for different disturbance levels. *Planet. Space Sci.*, 35, 1347–1358, November 1987. doi : 10.1016/0032-0633(87)90046-8.
- N. A. Tsyganenko. A magnetospheric magnetic field model with a warped tail current sheet. *Planet. Space Sci.*, 37, 5–20, January 1989.
- N. A. Tsyganenko. Modeling the Earth’s magnetospheric magnetic field confined within a realistic magnetopause. *J. Geophys. Res.*, 100, 5599–5612, April 1995.

- N. A. Tsyganenko. A model of the near magnetosphere with a dawn-dusk asymmetry 1. Mathematical structure. *J. Geophys. Res.*, 107, 12–1, August 2002a. doi : 10.1029/2001JA000219.
- N. A. Tsyganenko. A model of the near magnetosphere with a dawn-dusk asymmetry 2. Parameterization and fitting to observations. *J. Geophys. Res.*, 107, 10–1, August 2002b. doi : 10.1029/2001JA000220.
- A. Vonrat-Reberac, J. M. Bosqued, M. G. G. T. Taylor, B. Lavraud, D. Fontaine, M. W. Dunlop, H. Laakso, N. Cornilleau-Werhlin, P. Canu, and A. Fazakerley. Cluster observations of the high-altitude cusp for northward interplanetary magnetic field : A case study. *J. Geophys. Res.*, 108, 8–1, September 2003.
- D. R. Weimer. Correction to “Predicting interplanetary magnetic field (IMF) propagation delay times using the minimum variance technique”. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 109, 12104–+, December 2004. doi : 10.1029/2004JA010691.
- D. R. Weimer, D. M. Ober, N. C. Maynard, M. R. Collier, D. J. McComas, N. F. Ness, C. W. Smith, and J. Watermann. Predicting interplanetary magnetic field (IMF) propagation delay times using the minimum variance technique. *J. Geophys. Res.*, 108, 16–1, January 2003. doi : 10.1029/2002JA009405.
- B. Wilken, P. W. Daly, U. Mall, K. Aarsnes, D. N. Baker, R. D. Belian, J. B. Blake, H. Borg, J. Büchner, M. Carter, J. F. Fennell, R. Friedel, T. A. Fritz, F. Gliem, M. Grande, K. Kecskemety, G. Kettmann, A. Korth, S. Livi, S. McKenna-Lawlor, K. Mursula, B. Nikutowski, C. H. Perry, Z. Y. Pu, J. Roeder, G. D. Reeves, E. T. Sarris, I. Sandahl, F. Søråas, J. Woch, and Q.-G. Zong. First results from the RAPID imaging energetic particle spectrometer on board Cluster. *Ann. Geophysicae*, 19, 1355–1366, October 2001.
- D. M. Willis. The influx of charged particles at the magnetic cusps on the boundary of the magnetosphere. *Planet. Space Sci.*, 17, 339–+, March 1969.
- L. J. C. Woolliscroft, H. S. C. Alleyne, C. M. Dunford, A. Sumner, J. A. Thompson, S. N. Walker, K. H. Yearby, A. Buckley, S. Chapman, and M. P. Gough. The Digital Wave-Processing Experiment on Cluster. *Space Sci. Rev.*, 79, 209–231, January 1997.
- X.-W. Zhou, C. T. Russell, G. Le, S. A. Fuselier, and J. D. Scudder. The polar cusp location and its dependence on dipole tilt. *Geophys. Res. Lett.*, 26, 429–432, February 1999. doi : 10.1029/1998GL900312.
- X. W. Zhou, C. T. Russell, G. Le, S. A. Fuselier, and J. D. Scudder. Solar wind control of the polar cusp at high altitude. *J. Geophys. Res.*, 105, 245–252, January 2000. doi : 10.1029/1999JA900412.