Université Paris.Diderot - Paris VII
Ecole Doctorale d'Astronomie et d'Astrophysique
d'Ile-de-France

Thèse

présentée en vue d'obtenir le grade de Docteur, spécialité
« Astrophysique et méthodes associées »

par

XAVIER BONNIN

Etude stéréoscopique de la directivité des sursauts radio solaires de type III aux fréquences inférieures à 10 MHz.

Soutenue le 24 novembre 2008 devant le jury composé de :

M.	Marcello Fulchignoni	(Président)
M.	Thierry Dudok de Wit	(Rapporteur)
M.	Robert MacDowall	(Rapporteur)
M.	Ondrej Santolik	(Examinateur)
M.	Jean-Louis Bougeret	(Directeur de thèse)
M.	Milan Maksimovic	(Co-Directeur de thèse)

Thèse réalisée au
Laboratoire d'Etudes Spatiales et d'Instrumentation en Astrophysique

A mes grands-pères, Jacques et Robert ...

Titre Etude stéréoscopique de la directivité des sursauts radio solaires de type III aux fréquences inférieures à 10 MHz.

Résumé Ce travail de thèse porte sur l'étude de la directivité des sursauts radio solaires de type III aux fréquences inférieures à 10 MHz.
Ces sursauts radio résultent de la conversion d'ondes de plasma produites par des faisceaux d'électrons suprathermiques. Ces électrons sont accélérés dans la couronne solaire au voisinage des régions actives, et se propageant le long de lignes de champ magnétique ouvertes sur le milieu interplanétaire.
Nous mesurons pour la première fois le diagramme d'émission apparent du rayonnement radio à partir d'observations stéréoscopiques, réalisées aux mêmes fréquences, par les sondes Wind et Ulysse en dessous de 1 MHz d'une part, puis par les sondes STEREO-A, STEREO-B et Wind jusqu'à 10 MHz d'autre part.
Le diagramme obtenu présente une largeur à mi-maximum importante ($\sim$ 100° à $\sim$ 1 MHz). Et, contre toute attente, une déviation vers l'est de son axe principal hors de la direction du champ magnétique local ($\sim$ 20° à $\sim$ 1 MHz). Nos observations indiquent par ailleurs que ces deux caractéristiques augmentent vers les basses fréquences.
Ces résultats nouveaux apportent des contraintes solides sur les conditions physiques régnantes au voisinage de la source d'émission. En particulier, la déviation de l'axe du diagramme témoigne de l'existence d'un gradient de densité transverse, très probablement produit par l'interaction de deux régions de vent solaire évoluant en corotation à des vitesses différentes.
Nous obtenons également pour la première fois le spectre radio moyen des sursauts de type III soustrait des effets de directivité et de distance à la source. Le spectre présente un maximum d'émission autour de $\sim$ 1 MHz dont l'origine reste à déterminer. La mesure de la vitesse des faisceaux sur la gamme de fréquences $[\sim 0.01 - 10\,MHz]$ nous permet d'apporter les premiers éléments de réponse à cette question.

Mots-clés Heliosphère - Plasmas spatiaux - Particules énergétiques - Sursauts radio solaires

Title Stereoscopic study of the type III solar radio bursts directivity at the frequencies below 10 MHz.

Abstract This thesis work deals with the directivity of the type III solar radio bursts at the frequencies below 10 MHz. These radio bursts are generated by the conversion of plasma Langmurir waves produced by suprathermal electron beams. These electrons are accelerated in the corona near active regions, and travel along open magnetic field lines into the interplanetary medium.
We have measured for the first time the apparent radiation diagram from stereoscopic observations, realized at the same frequencies, by the Wind and Ulysses spacecraft below 1 MHz, and by the STEREO-A, STEREO-B and Wind spacecraft up to 10 MHz. The resulting diagram presents a large width at half maximum (about 100° at 1 MHz) and an Eastward shift of its main axis relative to the local magnetic field direction (about 20° at 1 MHz). In addition, both characteristics increase with decreasing frequency. These new results bring strong constraints on the physical properties of the radio source region. Especially, the Eastward shift implies the existence of a transverse density gradient, probably produced by the interaction between two solar wind corotating regions with different speeds.
Moreover, we have obtained for the first time the radio spectrum of the type III bursts without directivity and distance effects. The spectrum has an unexplained maximum around $\sim 1\,MHz$. The measurement of the type III beam speed in the frequency range $[\sim 0.01 - 10\,MHz]$ could bring a first answer to this issue.

Keywords Heliosphere - Space plasmas - Energetic particles - Solar radio bursts

Table des matières

Table des matières ix

Liste des figures xi

Préface 1

1 Introduction Générale 5
1.1 L'atmosphère solaire . . . 7
1.1.1 La couronne solaire . . . 7
1.1.2 Le vent solaire . . . 10
1.2 L'activité solaire . . . 11
1.2.1 Les régions actives . . . 11
1.2.2 Les sursauts solaires . . . 12

2 Les sursauts radio solaires de type III 17
2.1 Présentation des sursauts radio de type III . . . 19
2.1.1 Signature spectrale . . . 19
2.1.2 Mécanismes de base . . . 22
2.1.3 Origine et trajectoire des électrons excitateurs . . . 26
2.1.4 Corrélation avec les sursauts X et H_α . . . 28
2.1.5 Observations des paires F-H . . . 29
2.1.6 Diamètre et altitude de la source . . . 31
2.2 Directivité des sursauts radio solaires de type III . . . 32
2.2.1 Diagramme d'émission d'une source . . . 32
2.2.2 Diagramme primaire . . . 32
2.2.3 Diagramme apparent . . . 33
2.2.4 Pourquoi aller plus loin ? . . . 38

3 Directivité des sursauts aux fréquences inférieures à 1 MHz 41
3.1 Observations et analyse des données . . . 43
3.1.1 Données radio . . . 43
3.1.2 Observations . . . 43
3.2 Méthode . . . 44
3.2.1 Détermination de la position de la source radio . . . 44
3.2.2 Diagramme d'émission . . . 48
3.3 Résultats . . . 51
3.3.1 Rapport d'énergies en fonction de la direction d'observation . . . 51
3.3.2 Diagramme d'émission en fonction de la longitude . . . 51

3.3.3 Diagramme d'émission en fonction de la latitude . . . 54
3.4 Discussion . . . 58
3.4.1 Effets de propagation . . . 58
3.4.2 Variation avec le cycle solaire . . . 58
3.4.3 Décalage vers l'est du diagramme d'émission . . . 59
3.4.4 Variation en latitude . . . 63
3.4.5 Mode d'émission . . . 63

4 Etude du spectre radio en dessous de 10 *MHz* 69
4.1 Mission STEREO . . . 71
4.1.1 Présentation . . . 71
4.1.2 L'expérience S/Waves . . . 71
4.2 Etude de la directivité des sursauts de type III sur S/Waves . . . 72
4.2.1 Observations et analyse des données . . . 72
4.2.2 Méthode . . . 74
4.2.3 Résultats . . . 75
4.3 Spectre d'émission radio à basse fréquence . . . 79
4.3.1 Puissance rayonnée . . . 79
4.3.2 Vitesse des faisceaux d'électrons . . . 80
4.4 Discussion . . . 83
4.4.1 Diagramme d'émission . . . 83
4.4.2 Spectre radio . . . 85

5 Conclusion générale 89
5.1 Résumé des résultats obtenus . . . 91
5.2 Perspectives . . . 93
5.2.1 Paires F-H . . . 93
5.2.2 Processus d'émission à basses altitudes . . . 93
5.2.3 Effets de propagation . . . 94

Remerciements 97

A Publications 99
A.1 Bougeret et al., 2008 . . . 101
A.2 Cecconi et al., 2008 . . . 125
A.3 Bonnin et al., 2008 . . . 135

B Etalonnage du récepteur STEREO/Waves HFR. 143
B.1 caractéristique du récepteur haute fréquence . . . 145
B.2 Etalonnage en flux radio . . . 145
B.2.1 Emission radio galactique . . . 146
B.3 Comparaison avec les données étalonnées de l'instrument Wind/Waves . . . 149

Bibliographie 151

Liste des figures

1.1 Structure de la couronne solaire. 8
1.2 Signature spectrale des sursauts radio solaires. 15

2.1 Signature spectrale d'un sursaut radio solaire de type III. 20
2.2 Profil temporel d'intensité d'un sursaut de type III. 22
2.3 Bosse suprathermique dans la fonction de distribution des électrons. . . 23
2.4 Région de propagation des faisceaux électrons dans la couronne. 27
2.5 Corrélation entre les sursauts radio de type III et les sursauts X et H_α . 29
2.6 Superposition des composantes F et H à basse fréquence. 30
2.7 Diagramme primaire des modes F et H. 34
2.8 Diagramme apparent à 30 MHz et 60 MHz. 37

3.1 Distances moyennes de la source radio 47
3.2 Géométrie des observations stéréoscopiques 49
3.3 Rapport d'énergies en fonction de la direction d'observation. 52
3.4 Diagramme d'émission en fonction de la longitude. 55
3.5 Diagramme d'émission en fonction de la latitude. 57
3.6 Gradient de densité au voisinage de la source radio. 60
3.7 Mesures du vent solaire au voisinage de la source radio. 62
3.8 Axe du diagramme au voisinage d'une surdensité. 66

4.1 Trajectoire des sondes A et B de la mission STEREO. 73
4.2 Paramètres du diagramme en fonction de la fréquence. 77
4.3 Ajustement des paramètres du diagramme. 78
4.4 Spectre de puissance des sursauts de type III 81
4.5 Fréquence au maximum d'émission 82
4.6 Vitesse des faisceaux d'électrons 84

B.1 Spectre radio de la galaxie. 147
B.2 Spectre radio mesuré sur STEREO-A/Waves/HFR 148
B.3 Validation de l'étalonnage en flux radio de S/Waves HFR. 150

Préface

Les sursauts radio solaires de type III sont des émissions électromagnétiques résultant de l'activité solaire. Ils sont produits par des faisceaux d'électrons subrelativistes, accélérés au voisinage des régions actives, et se propageant dans la couronne solaire puis dans le milieu interplanétaire le long de lignes de champ magnétique ouvertes. Le passage de ces faisceaux génère localement des ondes électrostatiques, dites de plasma, qui résultent de l'oscillation naturelle des électrons ambiants à la fréquence caractéristique f_p. Cette fréquence dépend de la densité électronique du milieu, et décroît avec la distance au Soleil. C'est la relaxation des ondes de plasma qui entraîne la production d'ondes électromagnétiques à la fréquence f_p (dite émission fondamentale) et/ou $2f_p$ (dite émission harmonique). L'émission radio engendrée se caractérise alors par une dérive rapide et continue des hautes vers les basses fréquences. La fréquence d'émission passe ainsi typiquement de $\geq 300\,MHz$ jusqu'à $\sim 10\,kHz$ en l'espace de quelques heures. Et la durée d'observation à fréquence fixe augmente considérablement vers les basses fréquences (passant d'environ une seconde à plusieurs heures). L'observation des sursauts radio de type III témoigne donc de l'existence et du déplacement de ces faisceaux de particules.
L'étude de ces sursauts est de ce fait intéressante à plusieurs titres. Elle permet de sonder les propriétés de l'atmosphère solaire et du milieu interplanétaire à des distances inaccessibles autrement. La trajectoire des faisceaux de particules renseigne sur la structure du champ magnétique solaire. Ces sursauts fournissent également des informations essentielles sur les processus d'accélération des particules dans l'atmosphère solaire. De plus, l'étude des mécanismes de génération de l'émission radio offre un cadre naturel très intéressant à l'étude des interactions ondes-particules dans un plasma. Il n'est donc pas surprenant que ces sursauts radio intéressent également la communauté des plasmiciens.
Ces nombreux intérêts font que la physique des sursauts de type III est probablement aujourd'hui une des mieux connues parmi les émissions radio solaires. Cependant beaucoup de points d'ombre subsistent, et les certitudes restent fragiles. La cause en revient principalement à l'insuffisance des mesures *in situ* (notamment près du soleil) mais également aux importantes difficultés que rencontrent les scientifiques à interpréter correctement les observations. La couronne et le milieu interplanétaire sont en effet des milieux très inhomogènes et turbulents qui vont fortement modifier les propriétés du rayonnement radio. L'étude de ces émissions radio reste donc fortement couplée à l'investigation des propriétés de ces deux milieux.

L'étude de la directivité des sursauts de type III s'inscrit totalement dans cette démarche. Rien ne prédispose en effet ces émissions radio à rayonner de manière isotrope, bien au contraire. La génération des ondes de plasma, qui dictent les propriétés d'émission des ondes électromagnétiques, semble se répartir selon un axe de symétrie aligné avec la direction de propagation des électrons du faisceau. Par ailleurs, les effets de propagation vont également perturber la trajectoire des ondes électromagnétiques ; principalement en guidant par réfraction et en diffusant de manière aléatoire le chemin suivi par les rayons lumineux. La connaissance du diagramme d'émission, qui caractérise la répartition de la puissance rayonnée en fonction de la

direction d'observation, apporte donc des contraintes observationnelles fortes sur les mécanismes d'émission, ainsi que sur les conditions physiques régnant au voisinage de la source radio. La détermination de ce diagramme reste toutefois difficile car elle nécessite de disposer de plusieurs points d'observation. Un tel dispositif n'a pu voir le jour qu'avec l'envoi de sondes spatiales permettant des mesures dites stéréoscopiques des émissions radio. Cette méthode a fourni la première mesure fiable du diagramme à $30\,MHz$ et $60MHz$. Cependant aux fréquences inférieures à $1\,MHz$, les mesures restent rares et apportent des résultats parfois contradictoires. En particulier, Poquérusse et al. (1996) et Hoang et al. (1997) ont observé une déviation significative de l'axe du diagramme par rapport à la direction du champ magnétique local, en contradiction totale avec les modèles théoriques et les observations précédentes. Ce travail de thèse apporte des contraintes observationnelles supplémentaires fortes concernant le diagramme d'émission des sursauts de type III aux fréquences inférieures à $10\,MHz$ depuis l'espace.

L'utilisation de plus de dix années de données radio provenant des deux sondes spatiales Wind et Ulysse, nous a offert l'opportunité unique d'étudier, pour la première fois et avec le plus de précision possible, un nombre significatif de sursauts (~ 2000) observés dans la gamme de fréquence $[\sim 10 - 1000\,kHz]$. Dans un premier temps, la position moyenne d'environ la moitié de ces sursauts a pu être estimée à partir d'un modèle de densité du vent solaire, et de l'association avec des régions actives produisant également des sursauts X et $H\alpha$. On a pu ainsi comparer les positions obtenues avec des mesures plus directes déduites des données radio. Une fois les positions connues, l'application d'une méthode statistique utilisant les rapports d'intensités mesurées par les deux sondes, nous a ensuite fourni une mesure fiable du diagramme à 2 dimensions. En longitude, ce dernier présente une largeur à mi-maximum importante (de l'ordre de $\sim 100^\circ$ à $\sim 800\,kHz$) en bon accord avec les observations précédentes. En particulier, les valeurs obtenues attestent de la visibilité conséquente des sursauts parfois observés depuis la face opposée du Soleil. De plus, nos mesures confirment l'observation d'une déviation anormalement élevée de l'axe du diagramme par rapport à la direction du champ magnétique local. A $\sim 800\,kHz$, le rayonnement est ainsi focalisé à environ 23° à l'est de la direction du champ magnétique. Ce résultat important accrédite l'interprétation de Poquérusse et al. (1996) selon laquelle les faisceaux d'électrons des type III se propagent, en moyenne, dans des régions de champ magnétique ouvert, où la vitesse du vent solaire est légèrement plus élevée. La rotation du Soleil entraîne alors l'interaction de cette région avec la région avoisinante, où le vent moins rapide s'échappe des structures de champ fermé, créant une zone de compression surdense, et donc un gradient d'indice de réfraction transverse. L'apport des mesures *in situ* associées à des simulations numériques de tracé de rayons devraient permettre de mieux cerner les propriétés de la région d'émission radio. Nous présentons les premiers résultats de cette étude. L'utilisation des données radio hors-écliptiques de la sonde Ulysse nous ont également permis de mesurer, de manière unique, la composante latitudinale du diagramme. Celle-ci présente une directivité faible (comparée à la composante longitudinale) dirigée, contre toute attente, vers l'équateur solaire. La composante latitudinale du gradient de densité du milieu ambiant induit en effet un gradient d'indice dirigé préférentiel-

lement hors du plan équatorial. Ici encore, un fort gradient d'indice local pourrait expliquer cette propriété paradoxale. De manière générale, le diagramme mesuré ne présente pas de variation significative au cours du cycle solaire.
Le lancement des deux sondes A et B de la mission STEREO [1] le 26 octobre 2006, nous a offert l'occasion de confirmer nos résultats en prolongeant l'étude jusqu'à 10 MHz. On a ainsi pu dresser un bilan de l'évolution moyenne suivie par le diagramme depuis la couronne jusque dans le milieu interplanétaire. L'utilisation conjointe du diagramme moyen et des données radio des quatre sondes Ulysse, Wind, STEREO-A, et STEREO-B, nous a également permis de déterminer le spectre radio intrinsèque des sursauts de type III. La puissance émise présente un maximum autour de $\sim 1\,MHz$ dont l'origine reste indéterminée. Nous pensons que la décélération plus importante des faisceaux d'électrons à basse altitude ($r \lesssim 6R_{\odot}$) pourrait expliquer les variations observées.

PLAN DE LA THESE :

Le *premier chapitre* présente une introduction générale de la couronne et du vent solaire, milieux où se produisent les sursauts radio, puis une brève présentation des différents sursauts radio solaires répertoriés.

Le *deuxième chapitre* introduit les sursauts radio solaires de type III, ainsi que l'état des connaissances portant sur la directivité de ces sursauts.

Le *troisième chapitre* expose en détail l'étude du diagramme d'émission aux fréquences inférieures à $\sim 1\,MHz$ effectuée à partir d'observations radio réalisées à bord des sondes Wind et Ulysse.

Le *quatrième chapitre* montre les premiers résultats de l'étude des sursauts dans la gamme de fréquences $[\sim 0.01 - 10\,MHz]$ à partir des observations réalisées conjointement par les sondes Wind, STEREO-A, et STEREO-B. Une étude du spectre radio exploitant l'ensemble des données est ensuite abordée.

Plusieurs travaux scientifiques (consultables en annexe) ont été réalisés au cours de cette thèse :
- Bonnin et al., 2008
- Cecconi et al., 2008
- Bougeret et al., 2008

Ces travaux ont également fait l'objet de plusieurs posters et présentations orales dans des congrès nationaux et internationaux.

1. Solar TErrestrial RElations Observatory

Chapitre 1

Introduction Générale

Sommaire

1.1 L'atmosphère solaire 7
1.1.1 La couronne solaire 7
1.1.2 Le vent solaire 10
1.2 L'activité solaire 11
1.2.1 Les régions actives 11
1.2.2 Les sursauts solaires 12

Les sursauts solaires se produisent dans l'atmosphère du Soleil, milieu singulier qui mérite que l'on s'y intéresse un instant avant d'aborder pleinement la question des sursauts radio de type III. Ce premier chapitre, qui n'a pas la prétention d'être exhaustif, va nous permettre d'introduire la complexité de la dynamique solaire en surface, afin de replacer l'étude des sursauts solaires dans leur contexte. Après une première partie consacrée à la couronne et au vent solaires, nous présenterons brièvement les régions actives, zones où se concentrent préférentiellement l'activité solaire, et principaux sièges d'émission des sursauts. Enfin nous donnerons plus de détails sur certaines catégories de sursauts solaires dont les caractéristiques sont fortement corrélées.

1.1 L'atmosphère solaire

Du fait de sa nature fluide, le soleil ne possède pas de surface "solide" au sens commun du terme. Par convention, on situe toutefois la frontière entre régions internes et externes au niveau de *la photosphère* située à $R_\odot \sim 697000\,km$ du centre de l'astre. Cette fine couche de quelques $500\,km$ pour une température de $\sim 5800\,K$, correspond en fait à la région du soleil observable à l'oeil nu [1]. L'opacité y devient en effet suffisamment faible pour permettre aux photons visibles de s'échapper. Au dessus de la photosphère vient ensuite *la chromosphère*. Cette dernière s'observe généralement aux longueurs d'onde d'émission des raies H_α ($656.3\,nm$), K ($396.8\,nm$), ou bien indirectement lors d'une éclipse totale de soleil [2]. Elle est le berceau de nombreuses manifestations de l'activité solaire qui s'étendent le plus souvent jusque dans la *couronne*.

1.1.1 La couronne solaire

La couronne solaire constitue la couche externe de l'atmosphère solaire. Elle débute vers $10000\,km$ d'altitude au dessus de la photosphère, et s'étend dans le *milieu interplanétaire* pour former le *vent solaire*. Le milieu coronal constitue un *plasma* (c.-à-d. un gaz ionisé) très ténu comparé aux couches sous-jacentes (la densité est de l'ordre de 10^{15} électrons par mètre cube à la base de la couronne, et décroît rapidement avec la distance r au soleil). Fait surprenant, la température est y anormalement élevée. Celle-ci passe en effet brutalement de $\sim 10000\,K$ à plus de $10^6\,K$ dans une région de transition d'une centaine de kilomètres seulement, située entre la chromosphère et la base de la couronne. Il est généralement admis que le champ magnétique solaire joue un rôle essentiel dans le chauffage de la couronne. Plusieurs processus physiques sont susceptibles de convertir l'énergie magnétique en énergie thermique ; en faisant intervenir des couplages ondes (Alfveniques)-plasma, ou bien encore les nombreuses reconnections magnétiques prenant place dans la couronne. La question reste encore discutée aujourd'hui.

Dans le domaine visible, les conditions physiques régnant dans la couronne rendent celle-ci un million de fois moins intense que la photosphère. L'observation de la couronne en lumière blanche nécessite donc une occultation naturelle (éclipse totale de soleil) ou artificielle (coronographe) de la photosphère. Et c'est la diffusion des photons visibles par le plasma coronal, et la poussière, qui permet alors de faire apparaître la structure de la couronne aux limbes. C'est principalement dans les domaines X, ultra-violet (UV) et radio, où elle est bien plus brillante, que l'observation directe de la couronne est permise. Ces rayonnements continus sont principalement produits par des raies en émission, ou bien par le freinage des électrons dans le plasma (Bremsstrahlung). Ils témoignent des propriétés du plasma et du champ magnétique, ainsi que des effets de l'activité solaire observables à ces longueurs d'onde.
Comme l'illustrent les figures (1.1a) et (1.1b), le recoupement des observations de la

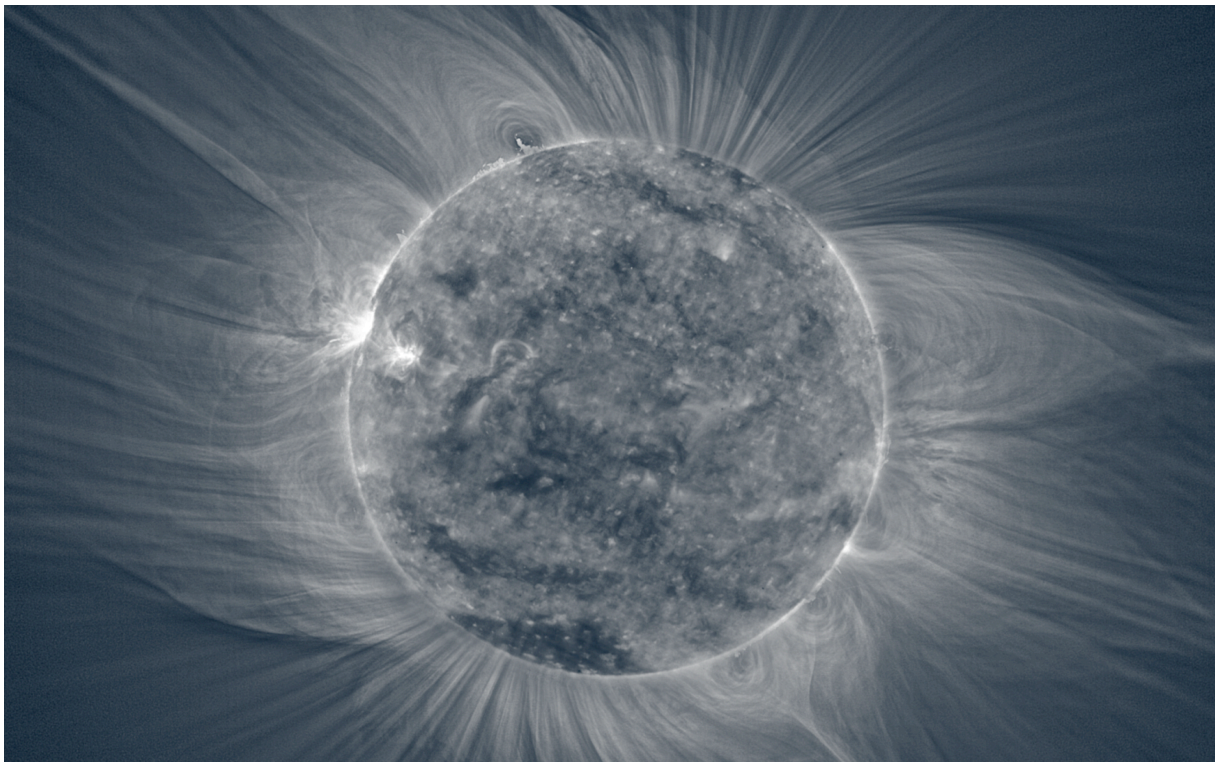
1. Bien que cela ne soit pas recommandé !
2. La chromosphère forme alors une frange rosée très irrégulière autour de la lune, ce qui lui doit son nom.

FIGURE 1.1 – *Images composites de la couronne solaire observée le 11 août 1999 proche du maximum d'activité (figure du haut **a**) puis le 29 mars 2006 en période de minimum (figure du bas **b**) à 19.5 nm par l'instrument EIT à bord de la sonde la sonde SOHO (crédits :ESA/NASA) et dans le visible aux limbes lors d'une éclipse totale (crédits :M.Druckmûller).*

a.



b.



couronne à différentes longueurs révèle une architecture très inhomogène et variable dans le temps. Les nombreuses structures visibles à toutes les échelles témoignent du couplage important entre plasma et champ magnétique, et ce principalement dans la basse couronne et dans les régions de forte densité magnétique (c.-à-d. les régions actives) où la pression magnétique devient supérieure à la pression cinétique du plasma. La dynamique coronale subit ainsi l'influence du champ magnétique qui connaît des variations cycliques d'activité sur une période de l'ordre de onze ans : on parle de *cycle solaire*. Ces variations se traduisent à l'échelle de l'astre par une inversion de polarité de la composante dipolaire probablement initiée sous l'effet de la rotation différentielle de l'étoile. La configuration magnétique, et par extension la structure coronale, vont ainsi connaître de profondes modifications. Et ces modifications à grandes échelles entraînent une intensification des phénomènes de reconnections magnétiques aux plus petites échelles, coïncidant avec une augmentation de l'activité solaire en surface, qui culmine au *maximum solaire*.
Les figures (1.1a) et (1.1b) présentent la couronne solaire observée dans le visible et l'extrême UV à deux instants différents du dernier cycle solaire complet (numéro 23). Le cycle solaire 23 couvre l'ensemble de la période $1996 - 2008$: en 1999 l'activité du soleil approche d'un maximum qui est atteint en 2001 avant de décroître à nouveau vers un minimum en 2008. Durant ces deux phases, la couronne présente deux aspects très différents qui témoignent de l'influence du champ magnétique. Proche du minimum solaire (figure (1.1 **b**)) le champ magnétique possède une structure poloïdale ordonnée avec des pôles magnétiques alignés selon l'axe de rotation de l'astre, incliné de $\sim 7^\circ$ par rapport à l'axe nord-sud du plan de l'écliptique. Les lignes de force ouvertes au niveau des pôles permettent au plasma de s'écouler plus facilement (et donc *a priori* plus rapidement) que dans les régions de plus basses latitudes, où le champ est principalement constitué de boucles fermées. Les régions de champ ouvert, moins denses, et donc moins brillantes, sont appelées *trous coronaux*. A plus basse latitude, le champ magnétique présente des boucles fermées qui peuvent toutefois s'ouvrir à haute altitude, emportées par le plasma. Elles forment alors des *jets coronaux* aux allures de casque prussien qui s'étendent sur plusieurs rayons solaires. A l'équateur solaire, les lignes de champ magnétique de polarités opposées se rejoignent ainsi pour former une nappe de courant neutre, dite *lame neutre*. Cette dernière ondule telle une jupe de ballerine de plus ou moins 20° de latitude autours du plan équatorial. En surface, l'activité magnétique est peu visible et le nombre de régions actives est faible. En période de maximum solaire (figure (1.1 **a**)), le champ magnétique arbore une architecture beaucoup plus complexe. Champs ouverts et fermés s'entremêlent à toutes les latitudes, et l'apparence de la couronne devient désordonnée. La lame de courant devient fortement perturbée et se répartit sur une échelle de latitude plus étendue. Le nombre de régions actives visibles augmente fortement, et avec lui, le nombre des manifestations éruptives.

1.1.2 Le vent solaire

La température élevée de la couronne a pour conséquence l'évaporation du plasma coronal dans le milieu interplanétaire. Et c'est près d'un milliard de tonnes de matière que le soleil perd ainsi chaque seconde[3]. Cette température confère aux électrons ambiants une vitesse thermique suffisante pour s'extraire des importantes forces de gravité de l'astre (vitesse d'agitation thermique supérieure à la vitesse de libération). La libération des électrons va avoir pour conséquence de modifier la neutralité du plasma coronal qui va se charger positivement. Un champ électrique induit dirigé vers le milieu interplanétaire va alors être généré, permettant aux particules chargées positivement, plus massives, de s'échapper. Le flot de particules ionisées qui en résulte forme *le vent solaire*, principalement constitué de protons, électrons ($\sim$ 95%), et de particules α ($\sim$ 5%) qui se déplacent à des vitesses supersoniques dans le milieu interplanétaire. Le vent solaire remplit ainsi tout l'espace pour former *l'héliosphère* qui s'étend depuis la couronne jusqu'à *l'héliopause*, située entre $\sim$ 100 et 200 unités astronomiques (UA) (une unité astronomique équivaut à une fois la distance Soleil-Terre, soit $\sim 150 \times 10^6\, km$) et qui marque la frontière entre milieu interplanétaire et milieu interstellaire.
Les propriétés physiques du plasma héliosphèrique varient de manière importante en fonction de la distance au soleil ; le vent solaire constitue de ce fait un excellent laboratoire naturel pour la physique des plasmas. En particulier le libre parcours moyen des particules λ_p augmente plus rapidement que l'échelle de hauteur caractéristique du milieu H_r. Ainsi, si le plasma peut être à peu prés considéré comme un fluide proche du Soleil ($\lambda_p << H_r$), il n'en est plus de même lorsque l'on s'en éloigne[4] ; λ_p devient alors du même ordre de grandeur que H_r. L'approche fluide introduite par E. Parker à la fin des années 50 a malgré tout été la première a rendre compte des vitesses de l'ordre de $\sim 400\, km.s^{-1}$ mesurées dans le vent solaire, ainsi que de la décroissance en $\propto r^{-2}$ (avec r distance au Soleil) de la densité. Toutefois des mesures réalisées par la suite ont mis en évidence l'existence de deux composantes du vent solaire : un vent dit *lent*, plus dense et chaud, se déplaçant à une vitesse moyenne de l'ordre de $\sim$ $400\, km.s^{-1}$, et provenant des régions équatoriales. Et un vent dit *rapide*, moins dense et plus froid, transporté à une vitesse moyenne de l'ordre de $\sim 800\, km.s^{-1}$, et issu principalement des trous coronaux[5]. La découverte d'un régime de vent rapide ajoute de nombreux problèmes à l'interprétation purement fluide du vent solaire, et a encouragé depuis plusieurs années le développement de modèles cinétiques ou hybrides. La question de l'accélération du vent solaire reste encore aujourd'hui ouvertement débattue (voir Marsch 2006 pour de plus amples informations sur le sujet). De plus, contrairement à l'atmosphère solaire, le vent solaire n'émet pas de rayonnement continu suffisamment intense pour être observé. Son étude nécessite donc de faire appel à d'autres méthodes : mesures *in situ* par des sondes spatiales, étude de la scintillation du rayonnement radio de source connues à travers le milieu

3. Une portion toutefois infime comparée à la masse totale de $M_\odot \sim 10^{30}\, kg$ du Soleil.

4. La région de transition où $\lambda_p \approx H_r$ s'appelle *l'exobase*. Dans le cas du Soleil elle est située entre 5 et 7 rayons solaires aux niveaux des jets coronaux, et entre 1 et 3 rayons solaires dans les trous coronaux.

5. Cette vision "classique" des régions d'accélération des vents lent et rapide connaît toutefois dans les détails de nombreuses controverses (voir (Woo et Habbal 2002)).

interplanétaire, étude de l'interaction avec des faisceaux de particules ou des chocs (sursauts radio de type III, de type II, particules cosmiques, etc.), interactions avec des corps célestes (planètes, comètes, etc.).
Les mesures du champ magnétique interplanétaire ont par ailleurs permis de confirmer les prédictions d'E. Parker concernant la structure particulière des lignes de force magnétique engendrée par le vent solaire. En effet, dans le milieu interplanétaire la pression magnétique devient inférieure à la pression cinétique du plasma. Les lignes de champ magnétique, dites gelées, vont donc êtres contraintes de suivre les éléments de plasma s'éloignant du Soleil de manière radiale. Du fait de la rotation du l'étoile, il en résulte une structure caractéristique des lignes de champ interplanétaires en forme de spirale d'Archimède (également appelée spirale de Parker en hommage au scientifique). Ce modèle géométrique du champ magnétique interplanétaire est globalement bien vérifié par les observations, en particulier pour les régions proches de l'équateur solaire. Ces lignes en spirale vont constituées des trajectoires pré-définies pour les particules chargées éjectées du Soleil.

1.2 L'activité solaire

1.2.1 Les régions actives

Les régions actives constituent la manifestation la plus visible de l'activité solaire. Elles sont le résultat de l'émergence de tubes de flux magnétiques, amenés en surface sous l'effet de la poussée d'Archimède. Elle forment ainsi un réseau complexe de champs magnétiques ouvert et fermé s'étalant sur plusieurs dizaines de milliers de kilomètres de diamètre. Leur durée de vie excède rarement une période de rotation solaire (c.-à-d. ~ 25 *jours* à l'équateur solaire) et elles apparaissent généralement par groupe de deux. De plus, elles se répartissent principalement sur plus ou moins 45° de latitude autours de l'équateur solaire. Cette répartition ainsi que leur fréquence d'observation, sont fortement corrélées aux différentes phases du cycle solaire : nombreuses et réparties sur de plus hautes latitudes en s'approchant du maximum solaire, elles deviennent de plus en plus rares et migrent vers les basse latitudes lorsque le soleil tend à redevenir calme.
Le champ magnétique y est particulièrement intense (par rapport au Soleil calme) et agit à plusieurs niveaux sur le plasma ambiant. Il bloque les mouvements de convection qui ont lieu sous la surface, refroidissant ainsi localement la matière, et donnant lieu à l'apparition de *taches solaires* visibles sur la photosphère. A plus haute altitude, dans la couronne, les mouvements des lignes de champ magnétiques induisent des courants importants du fait de la conductivité élevée du milieu. Dans les couches "neutres", où le sens du champ magnétique s'inverse, la densité de courant est particulièrement élevée et provoque des phénomènes de turbulence qui font diminuer la conductivité. Cette situation peut évoluer de manière instable en provoquant des reconnections magnétiques brutales qui sont à l'origine des phénomènes éruptifs. Dans le vent solaire, le champ magnétique principalement fermé au dessus des régions actives coïncide en moyenne avec des mesures de vent lent (Woo et Habbal 1999). Cependant, le caractère hautement variable de la dynamique magnétique au

voisinage des régions actives peut avoir une répercussion directe sur ces mesures ; en produisant des chocs se propageant dans le milieu interplanétaire, ou bien encore en générant des zones de surdensité par l'interaction entre deux régions de vent de vitesses différentes [6] comme nous le verrons au chapitre 3.

1.2.2 Les sursauts solaires

Les éruptions solaires se caractérisent par un dégagement brutal et localisé d'énergie magnétique survenant dans la basse couronne au voisinage des régions actives. Elles entraînent une cascade de processus physiques sous forme de chauffage, mouvements de matière, ondes magnéto-hydrodynamiques (MHD), accélération de particules, affectant progressivement tout ou partie des régions environnantes. Ces processus s'accompagnent le plus souvent d'émissions électromagnétiques, thermiques ou non-thermiques, à différentes longueurs d'onde depuis le domaine radio jusqu'au rayonnement γ. Ces sursauts sont très intéressants car ils offrent de précieux renseignements sur la nature des processus physiques mis en jeu, ainsi que sur les propriétés du milieu ambiant. Cependant l'énergie rayonnée par la photosphère dans le visible surpasse d'au moins 2 ordres de grandeur l'énergie totale émise lors de n'importe quelle éruption. L'observation de ces phénomènes reste donc exceptionnelle dans le visible, et il faut se tourner vers les autres domaines de longueur d'onde pour pouvoir les étudier en détail.
Sans présenter de manière exhaustive l'ensemble de ces sursauts, on peut toutefois citer trois catégories de sursauts regroupées par domaine de longueur d'onde. Outre les sursauts radio qui nous concernent plus particulièrement, les sursauts H_α et X présentent pour nous l'intérêt certain d'êtres observés en bonne corrélation avec les sursauts radio solaires de type III.

Sursauts H_α

L'émission H_α de l'hydrogène est la première a avoir permis d'étudier les éruptions solaires chromosphériques, et mettre en place une surveillance continue de l'activité solaire. Le rayonnement H_α a également permis de juger des quantités d'énergies colossales mises en jeu au cours des éruptions (énergie thermique de l'ordre de 10^{25} J). Les sursauts H_α se caractérisent par une brusque augmentation de la brillance à cette longueur d'onde au niveau de la région active où se produit l'éruption. Les sursauts peuvent ensuite durer de quelques minutes à plusieurs heures.

Sursauts X

On distingue généralement les sursauts X, dits "durs" (hard), et les sursauts X, dits "mous" (soft), moins énergétiques. Les sursauts X durs s'observent généralement au niveau des pieds des boucles magnétiques. Ils sont provoqués par des électrons

6. De telles régions dites d'interaction en corotation (CIR, pour *Corotating Interaction Regions* en anglais) s'observent déjà à plus grande échelle dans le milieu interplanétaire. Elles sont formées par l'interaction entre deux régions de vent lent et de vent rapide évoluant à la même latitude.

suprathermiques, probablement accélérés par des instabilités violentes de type reconnection magnétique se produisant dans la basse couronne au dessus des boucles magnétiques. Ces électrons vont ensuite descendre le long de ces boucles en direction de la chromosphère, plus dense, où ils vont rapidement dissiper leur énergie sous forme de chaleur, tout en produisant un rayonnement de freinage qui correspond à l'émission observée.
Les sursauts X mous correspondent également à un rayonnement de freinage, cette fois-ci provoqués par des électrons thermiques au sommet des boucles magnétiques. Les mesures spectrales des sursauts X mous réalisées au cours d'éruptions, révèlent un décalage Doppler du rayonnement vers les courtes longueurs d'onde, suggérant une élévation de matière chaude à des vitesses de l'ordre de $4 \times 10^5\, m.s^{-1}$. L'élévation de ce plasma chaud est décrite par la théorie dite *d'évaporation chromosphérique*. Selon cette théorie, la matière initialement "froide" dans la chromosphère, est d'abord chauffée par les faisceaux descendants d'électrons énergétiques produisant les sursauts X durs. La matière ainsi chauffée va alors monter dans la basse couronne le long des boucles magnétiques en émettant le rayonnement X mous observé. Au cours de tels phénomènes, la température du plasma dans la basse couronne peut dépasser les $4 \times 10^7\, K$.

Sursauts radio solaires

Avec des intensités pouvant dépasser de 3 ordres de grandeur le niveau d'émission radio du Soleil calme en quelques secondes, les sursauts radio solaires sont probablement une des manifestations les plus spectaculaires de l'activité solaire. Généralement produits par des mécanismes de type plasma ou gyromagnétique, leur diversité témoigne des nombreux phénomènes ; accélérations de particules, ondes de choc, etc., que peut engendrer la dynamique solaire. Ils constituent un outil indispensable pour décrire les processus physiques mis en jeu dans ces manifestations, ainsi que pour étudier la dynamique du champ magnétique, et sonder les propriétés de la couronne et du vent solaire. (Pour de plus amples détails et références concernant les sursauts radio, voir McLean et Labrum 1987)

Il existe 5 types principaux de sursauts radio solaires, classés selon leur morphologie observée sur le spectre dynamique (voir figure (1.2)) :

- *Les sursauts de type I* se présentent comme un continuum en émission accompagné d'une succession de sursauts brefs (inférieurs à 1 seconde) associés à des tâches de fort champ magnétique. Ils ne sont toutefois pas corrélés avec les éruptions solaires. Ils durent de quelques heures à quelques jours, et sont fréquemment observés sur le spectre dynamique. De nombreux doutes subsistent sur l'origine de ce rayonnement. On l'attribue à des électrons accélérés à des énergies de l'ordre du *keV* dans de larges structures magnétiques connectant les régions actives avec des zones plus éloignées sur la surface.
- *Les sursauts de type II* sont associés à des oscillations plasmas du milieu ambiant. Ces oscillations sont générées par la relaxation d'électrons accélérés par une onde de choc, et se propageant dans l'héliosphère à des vitesses comprises

entre $\sim$ 500 et $\sim$ 2000 $km.s^{-1}$. Ces sursauts correspondent le plus souvent à la signature radio de manifestations solaires très énergétiques appelées *éjections de masse coronale* (CME pour *Coronal Mass Ejection* en anglais). Les CMEs sont produites lors d'éruptions solaires au cours desquelles, de violentes instabilités magnétiques engendrées dans la chromosphère, se propagent et s'amplifient de manière dramatique dans la couronne. Ce phénomène entraîne une restructuration brutale du champ magnétique sur des échelles gigantesques de l'ordre de la taille du soleil, et s'accompagne de l'éjection dans le milieu interplanétaire de plusieurs dizaines de milliards de tonnes de plasma chaud. C'est cette bulle de plasma supersonique qui génère alors un choc parfois observable en radio. L'émission radio dérive lentement ($\lesssim 1\, MHz.s^{-1}$) des hautes vers les basses fréquences trahissant la progression de cette bulle de plasma dans l'héliosphère.

– *Les sursauts de type III* sont provoqués par l'injection d'électrons énergétiques ($v \sim c/30 - c/3$), accélérés au voisinage de région active, le plus souvent lors d'éruptions solaires, le long de lignes de champ magnétique ouvertes sur le milieu interplanétaire. Probablement par des processus physiques similaires aux types II, l'émission radio résulte d'oscillations plasmas provoquées par le passage des électrons à travers des couches de densité de plus en plus faible, et se traduit par une dérive rapide ($\sim 100\, MHz.s^{-1}$) des hautes vers les basses fréquences. Il existe toutefois plusieurs catégories de sursauts de type III (voir section 2.1.1) qui témoignent de la diversité des configurations magnétiques et des processus d'émission possibles. Certaines de ces catégories sont observées en bonne corrélation avec les sursauts X en particulier. Ceci laisse supposer que les populations d'électrons qui engendrent de tels émissions ont une origine commune.
– *Les sursauts de type IV* sont des émissions synchrotron de paquets d'électrons au sommet d'une arche magnétique coronale, ou dans une bulle de plasma en mouvement ($v \sim 100\, km.s^{-1}$). Ils durent de quelques minutes à quelques heures.
– *Les sursauts de type V*, souvent précédés de sursauts de type III, sont probablement des émissions plasma causées par des électrons piégés dans des boucles magnétiques adjacentes aux lignes ouvertes (le long desquelles se propagent les électrons des types III). Ils apparaissent sur les spectres dynamiques comme une émission continue diffuse de l'ordre de quelques minutes suivant un ou plusieurs types III.

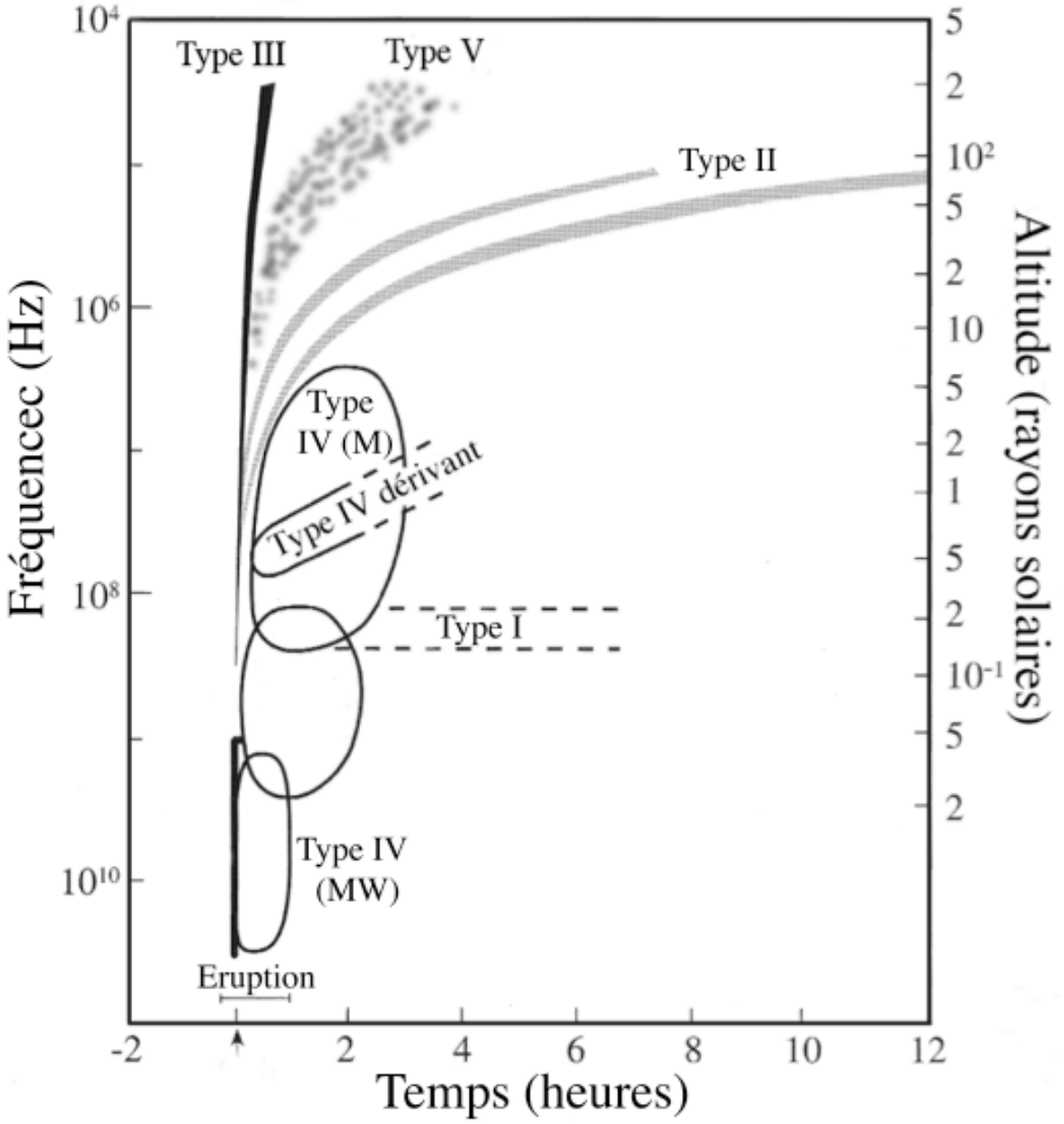


FIGURE 1.2 – *Illustration de la signature spectrale des différents types de sursauts radio observés sur le spectre dynamique (figure adaptée de Lang (2001)).*

Chapitre 2

Les sursauts radio solaires de type III

Sommaire

2.1 Présentation des sursauts radio de type III 19
2.1.1 Signature spectrale 19
2.1.2 Mécanismes de base 22
2.1.3 Origine et trajectoire des électrons excitateurs 26
2.1.4 Corrélation avec les sursauts X et H_α 28
2.1.5 Observations des paires F-H 29
2.1.6 Diamètre et altitude de la source 31
2.2 Directivité des sursauts radio solaires de type III 32
2.2.1 Diagramme d'émission d'une source 32
2.2.2 Diagramme primaire 32
2.2.3 Diagramme apparent 33
2.2.4 Pourquoi aller plus loin ? 38

Les sursauts radio de type III intéressent, non sans raison, les scientifiques depuis plus de cinquante ans. Premièrement, ces sursauts apportent des nombreux renseignements sur les conditions physiques régnant dans la couronne et le vent solaire. D'autre part, les mécanismes physiques d'émission radio font intervenir de nombreux processus étudiés en physique des plasmas. L'étude de ces mécanismes offre donc un laboratoire naturel intéressant pour l'investigation des couplages onde-particule et onde-onde dans un plasma. Enfin de manière plus générale, l'étude des sursauts radio solaire s'inscrit parfaitement dans le contexte actuel d'un suivi efficace et préventif de l'activité solaire. Nous présenterons dans un premier temps ces sursauts d'un point de vue observationnel et théorique. Nous aborderons ensuite certaines caractéristiques plus étroitement liées avec les travaux présentés aux chapitres 3 et 4. Enfin nous traiterons plus spécifiquement de la directivité des sursauts de type III.

2.1 Présentation des sursauts radio de type III

2.1.1 Signature spectrale

Spectre dynamique

Les sursauts radio solaires de type III constituent la plus intense et la plus fréquente des émissions radio solaires ; les densités de flux mesurées peuvent en effet excéder les $10^{-14}\,Wm^{-2}Hz^{-1}$, soit $10^{8}\,sfu$ (solar flux unit), ou encore $10^{12}\,Jy$ (Jansky), et leur fréquence d'apparition peut dépasser plusieurs centaines d'événements par jour. Leur signature spectrale se caractérise par une émission radio brève dérivant rapidement vers les basses fréquences avec des durées inversement proportionnelles à la fréquence d'observation. La figure (2.1) présente un spectre dynamique mesuré le 21 janvier 2002 par les récepteurs RAD1 et RAD2 de l'instrument radio Waves embarqué à bord de la sonde Wind. Un spectre dynamique représente l'intensité radio mesurée (en échelle de gris) en fonction du temps (en abscisses) et de la fréquence (en ordonnées). Plusieurs sursauts radio de type III, plus ou moins intenses, ont été observés durant cette journée. En particulier on peut repérer trois sursauts notablement intenses aux alentours de $[\sim 00:30-01:30]$, $[\sim 13:00-14:00]$, et $[\sim 22:00-24:00]$.
Wild (1950a;b) qui observa ces sursauts depuis le sol aux longueurs d'onde métriques ($\sim 100\,MHz$), interpréta ces émissions comme la conséquence du transport de faisceaux d'électrons énergétiques le long de lignes de champ magnétique dans la couronne solaire. Du fait de l'origine plasma du rayonnement, la fréquence d'émission diminue lorsque ces faisceaux d'électrons s'éloignent du Soleil (nous reviendrons sur les mécanismes d'émission à la section 2.1.2 de ce chapitre). L'envoi de récepteur radio à bord de sondes spatiales a permis par la suite d'étendre l'observation du spectre radio aux fréquences inférieures à $\sim 10\,MHz$. Cette gamme de fréquences étant en effet inaccessible depuis le sol par l'absorption du rayonnement radio par l'ionosphère terrestre. On a ainsi pu constater que ces sursauts pouvaient également se prolonger jusqu'à des fréquences de l'ordre de $10\,kHz$. Leur observation se répartit donc sur près de 6 ordres de grandeur en fréquence (de $\sim 10\,kHz$ à $\sim 1\,GHz$). Toutefois un seul et même sursaut ne couvre que très rarement cette gamme de fréquences, et l'on observe plus souvent des sursauts du GHz à la centaine de MHz d'une part, et de la dizaine de MHz au kHz d'autre part. Cette dichotomie correspond probablement à des populations d'électrons accélérés à différentes altitudes dans la couronne, et se propageant le long de structures magnétiques distinctes. Au final, il est donc courant d'opérer une distinction plus ou moins justifiée entre sursauts observés au dessus de $\sim 10\,MHz$ et générés dans la basse couronne, et sursauts visibles seulement depuis l'espace en dessous de $\sim 10\,MHz$, et générés dans la haute couronne et le vent solaire. Outre une importante différence entre ces deux milieux, les moyens d'observation mis en oeuvre au sol et depuis l'espace peuvent également expliquer cette distinction. Par commodité, on parlera donc de sursauts "hautes" et "basses" fréquences pour qualifier ces deux domaines d'observation.

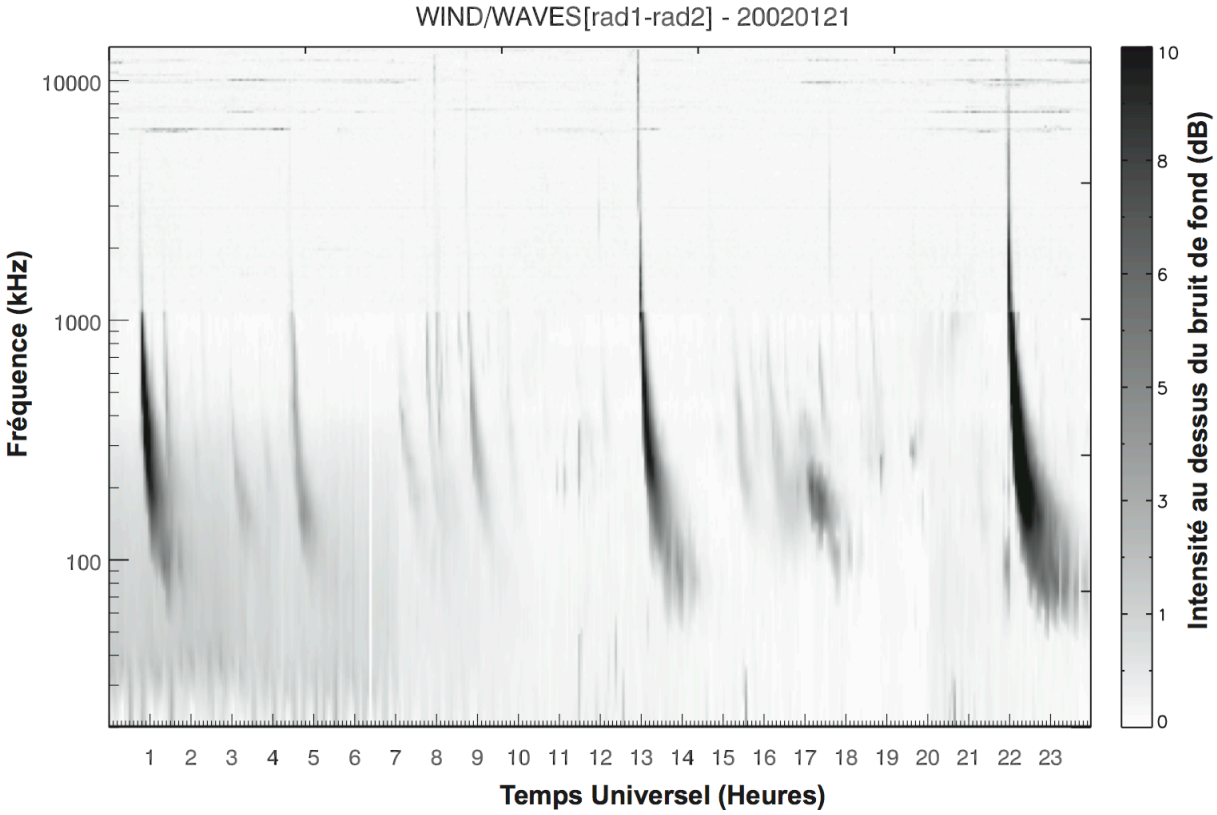


FIGURE 2.1 – *Spectre dynamique réalisé le 21 janvier 2002 dans la gamme de fréquences comprises entre* 20 *et* 13825 *kHz, à partir des données radio des récepteurs RAD*1 *et RAD*2 *de l'instrument radio Waves embarqué sur la sonde Wind. Le spectre dynamique représente l'intensité radio mesurée (en échelle de gris sur la figure) en fonction du temps (en abscisses) et de la fréquence (en ordonnées). Plusieurs sursauts radio solaires de type III, se caractérisant par un signal dérivant rapidement vers les basses fréquences, sont visibles sur ce spectre.*

Il existe par ailleurs plusieurs catégories de sursauts de type III parmi lesquelles on peut citer :

- les orages de type III que l'on observe seulement en dessous de $\sim 100\,MHz$, et qui présentent les mêmes caractéristiques spectrales que les sursauts de type III "normaux". Leur fréquence d'apparition est toutefois bien plus élevée, se produisant par centaines de manière plus ou moins continue durant plusieurs heures à plusieurs jours.
- Les sursauts de type U, caractérisés par un spectre dynamique en forme de U inversé, et qui sont le résultat du transport de particules le long de lignes de champ magnétique fermées (ou boucles magnétiques). Ces sursauts sont principalement observés à haute fréquence dans la couronne.
- Les sursauts de type III à dérive inversée, principalement observés dans le domaine décimétrique, et qui dérivent des basses vers les hautes fréquences. Cette dérive positive correspond très probablement à un mouvement descendant des électrons énergétiques le long de lignes de force dans l'atmosphère solaire.
- Les sursauts de typeIIIb, identifiés par un spectre strié précédant souvent un type III normal, et qui sont dûs à une instabilité modulationnelle. Ces sursauts sont également principalement observés à hautes fréquences.
- Les paires de sursauts présentent une émission double dont le rapport en fréquence des deux composantes est voisin de 2. Ces deux composantes sont le plus souvent identifiées comme étant l'émission fondamentale (F) et harmonique (H) associées à un même faisceau d'électrons.

Toutes ces catégories présentent des caractéristiques propres qui témoignent de la diversité des trajectoires et des modes d'émission plasma permis. Nous reviendrons plus particulièrement à la section 2.1.5 sur les paires de sursauts, qui posent de nombreux problèmes d'interprétation à basse fréquence.

Profil temporel d'intensité

Comme l'illustre la figure (2.2), le profil temporel d'intensité d'un type III à fréquence donnée se compose d'une phase montante très rapide, suivie d'une phase plus longue décroissant exponentiellement. A partir d'observations de sursauts de type III dans la gamme de fréquences $[67 - 2800\,kHz]$, Evans et al. (1973) fournit une estimation des temps caractéristiques de montée t_r et de descente t_d en fonction de la fréquence d'observation telles que : $t_r\,(s) = (4 \pm 2.7) \times 10^8 f(Hz)^{-1.08\pm0.05}$ et $t_d\,(s) = (2.0 \pm 1.2) \times f(Hz)^{-1.09\pm0.05}$.
La durée d'un sursaut varie, quant à elle, approximativement en $1/f$, passant typiquement de 1 seconde à $100\,MHz$ à plus de 3 heures à $10\,kHz$. Bien que la durée augmente de 4 ordres de grandeur, le profil reste à peu près inchangé des hautes vers les basses fréquences. Toutefois l'augmentation importante de la durée favorise le regroupement des groupes proches de sursauts lorsque la fréquence d'observation diminue. Un sursaut observé aux basses fréquences correspond donc souvent à plusieurs composantes superposées issues des différents faisceaux de particules distinguables à haute fréquence (Poquérusse et al. 1996, Dulk et al. 1998).

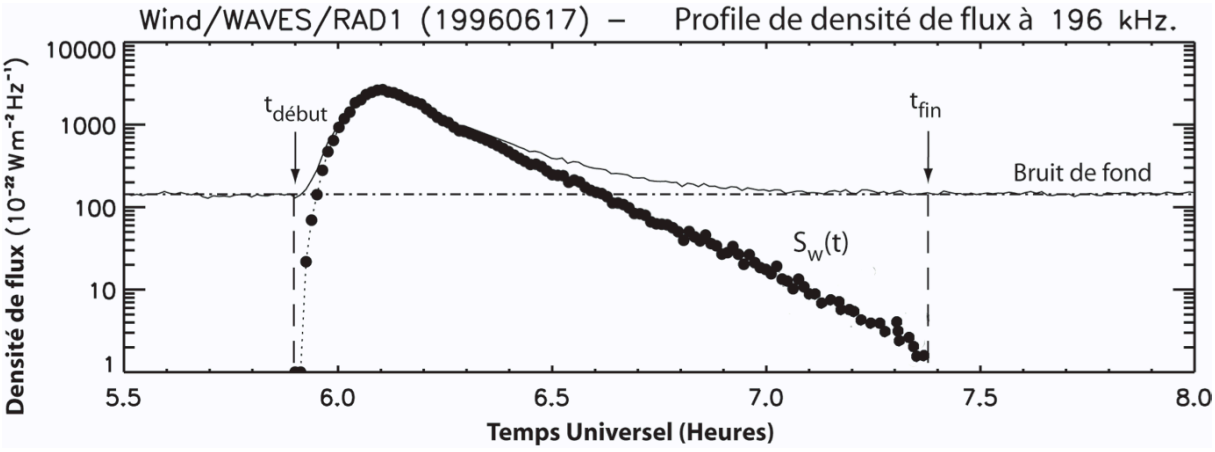


FIGURE 2.2 – *Profil temporel d'intensité d'un sursaut radio solaire de type III observé le 17 juin 1996 par Wind à* 196 *kHz. Les courbes continue et pointillée présentent respectivement la densité de flux du sursaut radio solaire avant et après soustraction du bruit de fond. Sur le profil d'intensité éliminé du bruit de fond on peut clairement distinguer les deux phases : une croissance rapide suivie d'une décroissance exponentielle plus lente.*

Spectre en fréquence

Compte tenu des difficultés à identifier et à suivre un même sursaut sur une large gamme de fréquences, ainsi que le manque d'information sur la directivité des sursauts, le spectre radio moyen des types III n'est pas bien connu. Sur la gamme de fréquences qui nous concerne plus particulièrement (c.-à-d. $[\sim 0.01 - 10\,MHz]$) on constate toutefois des variations importantes de la densité de flux avec la fréquence (jusqu'à plusieurs ordres de grandeur). En particulier, plusieurs études rapportent l'observation d'un maximum d'émission qui se situe, en moyenne, aux alentours de $\sim 1\,MHz$ (Weber 1978, Dulk et al. 2001). L'origine de ce maximum n'est pas encore déterminée à l'heure actuelle. Nous reviendrons sur ce point au chapitre 4.

2.1.2 Mécanismes de base

L'étude des sursauts de type III a donné lieu à une littérature abondante depuis leur découverte il y a une cinquantaine d'années de cela. De nombreux modèles théoriques ont été proposés qui permettent aujourd'hui de dresser un scénario général satisfaisant du phénomène. En particulier, des progrès notables ont été réalisés dans les années 90 avec le développement de la théorie de croissance stochastique (SGT pour Stochastic Growth Theory en anglais) (Robinson 1992). Si la SGT est loin d'avoir résolu les nombreux problèmes théoriques que posent ces sursauts, elle permet toutefois de réconcilier un certain nombre d'observations avec les modèles. L'amélioration de nos connaissances des sursauts de type III semble actuellement plus limitée par la manque de contraintes observationnelles assez précises que par l'insuffisance de la théorie.
La compréhension des travaux présentés dans ce rapport ne requiert cependant pas un développement complet des différentes théories. Nous nous contenterons donc ici d'en rappeler les grandes lignes. (Pour de plus amples informations et références sur le sujet, consulter Robinson et Cairns 2000.)

Instabilité de faisceau et couplage onde-onde

Le scénario global de génération des sursauts de type III a peu évolué depuis les travaux précurseurs de Ginzburg et Zhelezniakov (1958) et Zheleznyakov et Zaitsev (1970). Ces émissions radio sont provoquées par des faisceaux d'électrons énergétiques, accélérés dans la basse couronne au voisinage de régions actives, et voyageant à des vitesses de l'ordre de $v \approx [c/30 - c/3]$ le long de lignes de champ magnétique ouvertes sur le milieu interplanétaire. Au cours de leur propagation, les électrons du faisceau, plus rapides, forment une bosse suprathermique dans la queue de la fonction de distribution $f_e(v)$ des électrons ambiants ; comme illustré sur la figure (2.3). Des ondes de plasma électrostatiques - dites ondes de Langmuir - dont la vitesse de phase v_{ph} est égale à celle des électrons (condition de résonance de Cerenkov), vont pouvoir ainsi croître par effet Landau inverse dans la région de pente positive, avec un taux de croissance $\Gamma_L \propto \partial f_e(v)/\partial v$.

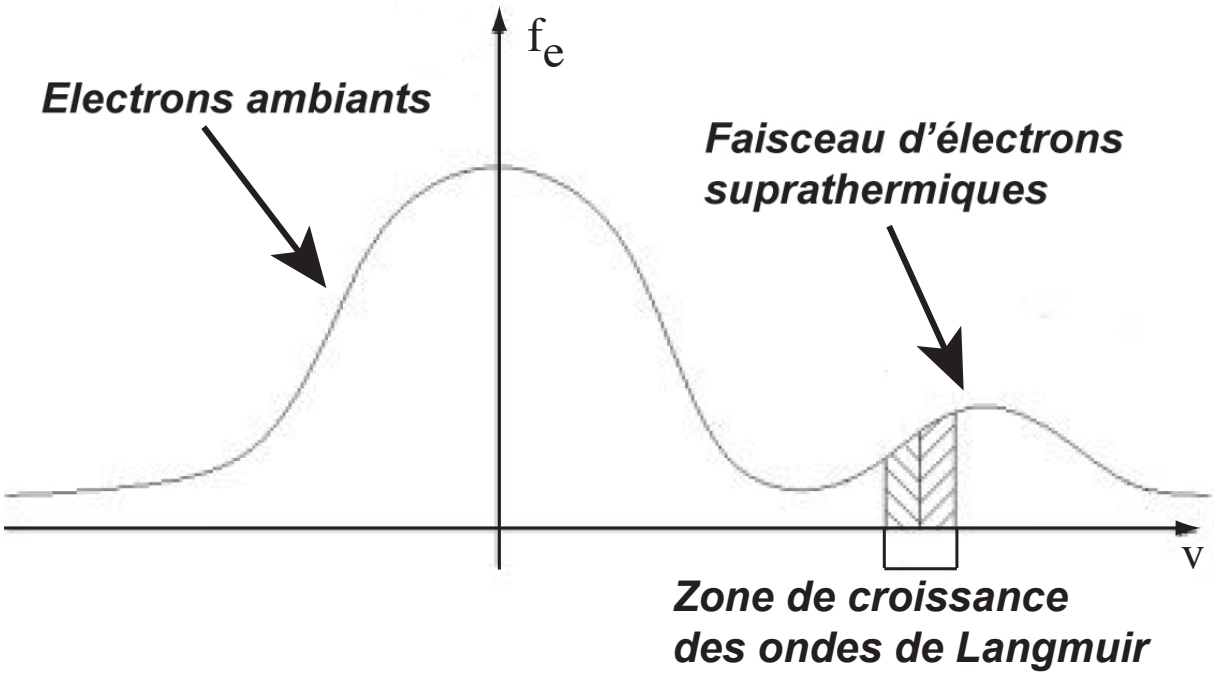


FIGURE 2.3 – *Fonction de distribution des électrons en un point de la trajectoire du faisceau d'électrons des types III. Les électrons du faisceau les plus rapides distancent les plus lents, formant ainsi une bosse suprathermique dans la fonction de distribution. Cette bosse va générer une instabilité - dite "bump-on-tail" - permettant aux ondes de Langmuir, dont la vitesse de phase v_{ph} est égale à celle des électrons, de croître dans la région de pente positive avec un taux de croissance $\Gamma_L \propto \partial f_e(v)/\partial v$.*

Ces ondes de Langmuir, qui oscillent typiquement à la fréquence caractéristique électronique locale f_p du plasma et ne peuvent s'échapper, sont ensuite en partie converties en ondes électromagnétiques à la fréquence fondamentale (F) f_p et/ou l'harmonique (H) $2f_p$, par des processus non-linéaires de couplage onde-onde. Si plusieurs mécanismes d'émission ont été proposés, celui - dit d'interactions "3-ondes" (Melrose et al. 1986) - semble aujourd'hui le plus efficace pour expliquer l'émission radio dans le milieu interplanétaire. Il peut se résumer en trois étapes :

$$L \longrightarrow L' + S, \tag{2.1}$$
$$L + S \longrightarrow T(f_p), \tag{2.2}$$
$$L + L' \longrightarrow T(2f_p), \tag{2.3}$$
$$\tag{2.4}$$

où L et L' correspondent à la première et à la seconde génération d'ondes de Langmuir, $T(f_p)$ et $T(2f_p)$ correspondent aux ondes électromagnétiques transverses à la fréquence fondamentale f_p et harmonique $2f_p$, et S correspond aux ondes acoustiques ioniques couplées.
L'observation d'électrons énergétiques formant une bosse suprathermique, ainsi que d'ondes de plasma et d'ondes acoustiques ioniques au voisinage des sources radio de type III, a permis de conforter ce scénario (Alvarez et al. 1972, Gurnett et Anderson 1976; 1977, Lin et al. 1981).

Théorie de croissance stochastique

Même si elle est encore loin de faire l'unanimité, la SGT offre à l'heure actuelle une vision cohérente des processus d'émission des types III (Robinson et Cairns 1998a;b;c). Elle permet en particulier d'expliquer plusieurs propriétés des sursauts et des ondes de Langmuir, sans toutefois remettre totalement en cause les principaux travaux théoriques antérieurs.
Dans le cadre de cette théorie, les ondes de Langmuir, en se développant, prélèvent de l'énergie au faisceau dans la région de pente maximale, causant sa relaxation vers un état de stabilité marginale ($\partial f_e(v)/\partial v = 0$). Cependant, ce processus est en compétition avec la reconstruction du faisceau provoquée par la tendance des électrons rapides à distancer les plus lents. En effet, l'énergie des électrons les plus rapides, transférée aux ondes de Langmuir, peut à nouveau être convertie en énergie cinétique d'accélération des électrons les plus lents. Des simulations numériques ont ainsi montré que la majorité de l'énergie perdue par les électrons à l'avant du faisceau, est réabsorbée par les électrons en queue de faisceau (Grognard 1982). Cependant si ce mécanisme dit de relaxation quasi-linéaire, proposé dans les années 80, permet d'expliquer la conservation de l'énergie du faisceau sur des distances de l'ordre de l'unité astronomique [1], il est en revanche inapte à rendre compte de l'aspect "en épis" des ondes de Langmuir. En effet, le champ électrique E de ces ondes, mesuré *in situ* lorsque des sondes spatiales se trouvent sur le passage de faisceaux d'électrons de type III, présente un caractère très impulsif et inhomogène (Gurnett et Anderson 1976; 1977).
Afin de réconcilier ces deux propriétés, Robinson (1992) a soumis l'idée selon laquelle les fluctuations de densité présentes dans le milieu perturbaient le faisceau, obligeant celui-ci à fluctuer autour d'un état de stabilité marginale, et causant par la même occasion des fluctuations du taux de croissance Γ des ondes de Langmuir autour

1. La question de la stabilité du faisceau avait été précédemment soulevée par Sturrock (1964), entraînant le développement de nombreux modèles tentant d'expliquer cette propriété (pour plus de détails et de références, consulter Muschietti 1990).

d'une valeur proche de zéro. La croissance de ces ondes n'est alors permise que dans certaines portions de l'espace (d'une taille typique de $\sim 10-20\ km$, et occupant seulement quelques pour-cents du volume total) où la diffusion des ondes de Langmuir par les fluctuations, de densité est peu efficace. Au final, cette croissance s'opère de manière *stochastique*, le gain $G = \int \Gamma dt \propto lnE$ résultant effectue une marche aléatoire qui suit une loi de probabilité gaussienne. La croissance des ondes de Langmuir, gouvernée par les fluctuations de densité rencontrées dans le milieu, est donc fortement inhomogène ; et sur ce point en bon accord avec les mesures *in situ* du champ électrique E (Robinson et al. 1993a;b).
Signalons au final que plusieurs travaux récents contestent l'existence d'une telle distribution log-normale suivie par la densité d'énergie des ondes de Langmuir et prédite par la SGT (voir Krasnoselskikh et al. 2007, Musatenko et al. 2007 pour plus de détails.)

Fréquence et altitude d'émission

Comme on vient de le voir, les sursauts radio solaires de type III émettent autour de la fréquence plasma locale f_p du milieu [2]. Cette fréquence caractéristique correspond en fait à la fréquence naturelle d'oscillation des électrons dans le plasma, et peut être décrite par l'expression :

$$f_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e}}, \tag{2.5}$$

où n_e est la densité électronique du plasma, $e \approx 1.6 \times 10^{-19}(C)$ est la charge élémentaire, $\epsilon_0 \approx 8.8 \times 10^{-12}(F/m)$ est la permittivité diélectrique du vide, et $m_e \approx 9 \times 10^{-31}$ est la masse de l'électron.

Ces trois dernière grandeurs étant constantes, il est souvent plus commode d'exprimer la fréquence plasma f_p par la relation approchée :

$$f_p(kHz) \approx 9\sqrt{n_e(cm^{-3})}. \tag{2.6}$$

Cette relation simple entre fréquence plasma et densité électronique s'avère très intéressante lorsqu'elle est appliquée à l'étude des sursauts de type III. Avant toute chose elle explique la dérive en fréquence de l'émission radio. Si l'on se place en effet dans le cas idéal d'un vent solaire considéré comme un écoulement parfait à symétrie sphérique, la densité électronique n_e décroît, par conservation de la matière, en r^{-2}, avec r la distance au soleil. Compte tenu de la relation (2.6), on a alors $f_p \propto r^{-1}$: la fréquence d'émission décroît au fur-et-à-mesure que la source radio s'éloigne du soleil. Pour peu que l'on dispose d'un modèle de densité approprié, on peut donc *a*

2. Deux fois la fréquence plasma pour l'émission harmonique (H).

priori associer une fréquence d'émission f_p à une distance r au soleil, et ainsi suivre avec précision la progression de la source radio à travers l'héliosphère. En pratique cette propriété des types III constitue, à l'inverse, un formidable outil d'étude des propriétés de la couronne et du vent solaire, en renseignant sur la densité électronique locale de la région d'émission. Plusieurs études ont ainsi permis de dresser un profil radial moyen de la densité à partir d'observation de sursauts de type III dont les trajectoires avaient été modélisées (citons Malitson et Erickson 1966, Alvarez et Haddock 1973, Bougeret et al. 1984,Leblanc et al. 1998). En pratique, l'application de cette relation aux observations reste toutefois délicate. D'une part, elle peut induire des erreurs de mesure liées à l'interprétation erronée du mode d'émission. D'autre part, les effets de propagation que subit le rayonnement radio au cours de son transport dans l'héliosphère, peuvent modifier de manière importante la position réelle de la source.

2.1.3 Origine et trajectoire des électrons excitateurs

Il est couramment admis que les électrons énergétiques qui produisent les sursauts de types III proviennent des régions actives, lieux propices à l'accélération de particules (voir chapitre 1). Les faisceaux d'électrons peuvent donc la plupart du temps être associés à des centres actifs visibles sur la surface du Soleil.

Les électrons des types III possèdent un rayon gyromagnétique très faible, de l'ordre de $1\,m$, comparé aux dimensions caractéristiques des grandes structures coronales. En conséquence, la dérive perpendiculaire aux lignes de champ magnétique est donc très faible, et les faisceaux d'électrons suivent parfaitement ces lignes de force dans la haute couronne et dans le vent solaire. Dès lors, ces faisceaux sont d'excellents traceurs des lignes de champ magnétique.
Malgré cela, plusieurs questions ne restent que partiellement expliquées. Où et comment se produit l'accélération des électrons excitateurs ? Existe-t-il dans la couronne des points singuliers de la trajectoire où électrons peuvent passer de lignes de champ fermés à des lignes de champ ouvertes ? Comment se positionnent ces trajectoires par rapport aux grandes structures coronales ? Comment se comporte le champ ouvert à plus haute altitude puis dans le milieu interplanétaire ?
Poquérusse et al. (1988) a montré que les électrons des types III interplanétaires pouvaient se propager à travers un réseau de lignes de champ magnétique ouvertes. Ce réseau se concentrerait principalement au voisinage des boucles magnétiques fermées visibles au-dessus des régions actives. La figure (2.4) présente une vue schématique de la région de propagation des faisceaux d'électrons des sursauts de type III au dessus de la surface solaire. Les croix à basse altitude indiquent la région probable d'accélération, ou bien de transfert, des particules d'un réseau de lignes de force fermées à un réseau de lignes ouvertes sur le milieu interplanétaire. Les électrons énergétiques s'échappent ainsi par ce réseau de lignes ouvertes "coincées" entre les structures fermées. D'autre part il est à peu près établi que les lignes de champ magnétique ouvertes sur le milieu interplanétaire divergent rapidement au dessus des régions actives. Cette divergence permet d'expliquer en partie l'augmentation de la taille des sources radio de type III. Mais également, l'observation de faisceaux d'électrons excitateurs parfois à plus de 40° de la région active associée (Dulk et al. 1979, Klein et al. 2008). De manière générale, on peut toutefois estimer que la région d'accélération des électrons

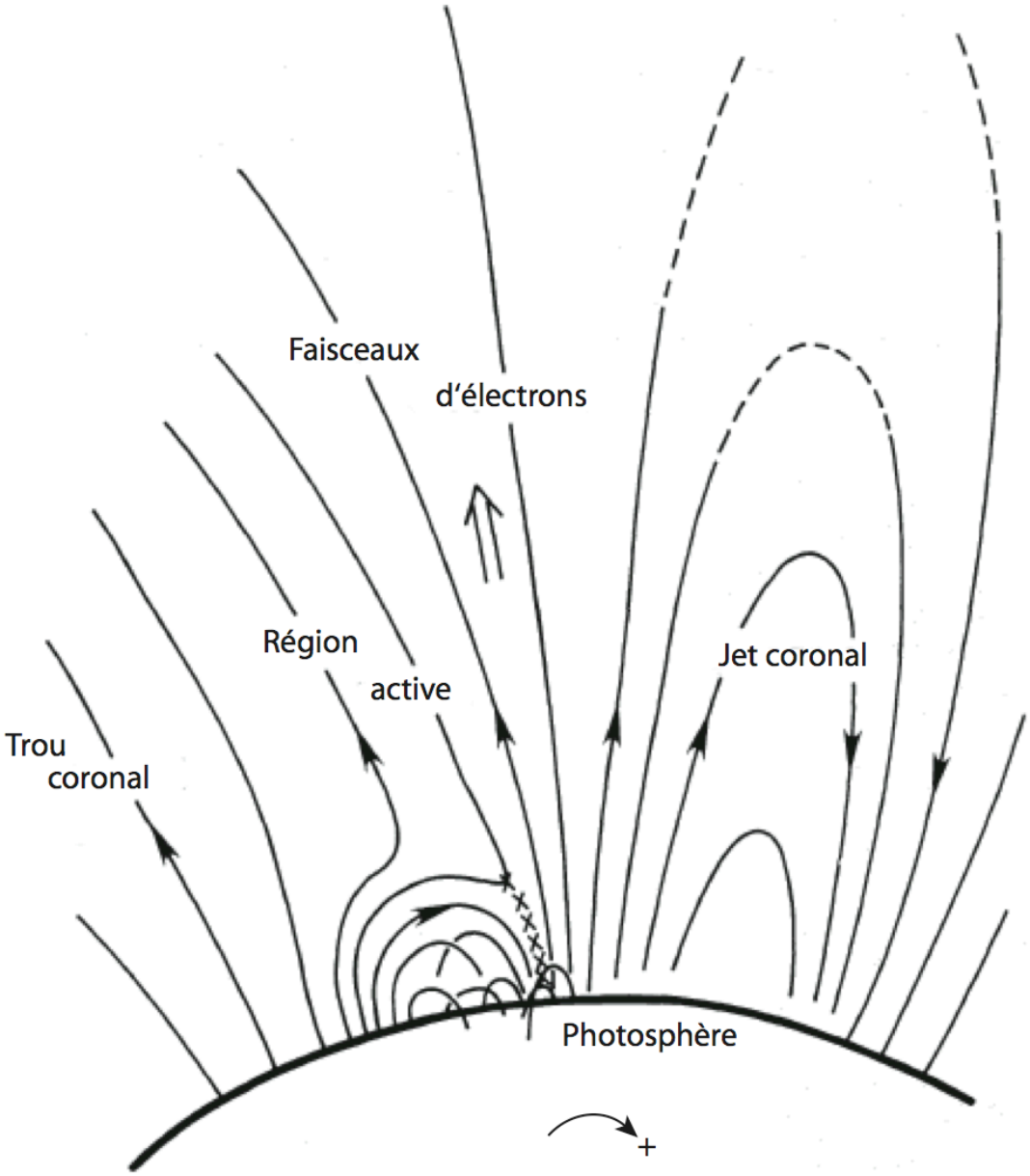


FIGURE 2.4 – *Illustration simplifiée de la région de propagation des faisceaux d'électrons produisant les sursauts de type III dans la couronne (adaptée de Poquérusse et al. 1988). Les électrons sont éjectés le long de lignes de champ ouvertes sur le milieu interplanétaire, préférentiellement en périphérie des régions actives où règne un réseau complexe de boucles magnétiques fermées s'élevant dans la couronne.*

des sursauts de type III se situe, en surface, dans une aire typique de l'ordre de 25° de rayon autour du centre actif. A plus haute altitude dans le milieu interplanétaire, la trajectoire des électrons reste généralement confinée autour de 40° de latitude par rapport au plan de l'écliptique (domaine typique de latitude des régions actives) et la trajectoire moyenne suit généralement assez bien une spirale d'Archimède ancrée sur la surface solaire (Dulk et al. 1986, Reiner et al. 1998).

2.1.4 Corrélation avec les sursauts X et H_α

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 1, les sursauts *X* mous et durs sont des émissions de type Bremsstrahlung provoquées respectivement par le chauffage et l'accélération d'électrons à différentes altitudes au cours d'éruptions solaires. En particulier, plusieurs observations laissent à penser que ces électrons et les électrons des sursauts de type III, pourraient êtres issus de la même population initiale d'électrons accélérés dans des directions différentes (voir Bastian et al. 1998). Le degré de corrélation entre ces deux classes de sursauts varie toutefois beaucoup d'une catégorie de type III à une autre. Une étude de Aschwanden et al. (1985) a ainsi montré que près de la moitié (48%) des sursauts *X* durs observés étaient corrélés avec des sursauts radio de type III décimétriques à dérive inversée. Alors que selon Aschwanden et al. (1995), seulement 31% des sursauts *X* durs observés ont pu êtres associés avec des sursauts radio de type III "normaux". L'association des deux émissions n'est donc pas systématique. Et le calcul d'un degré de corrélation précis reste difficile du fait de nombreux biais de mesure (sensibilité des récepteurs, directivité des sursauts [3], etc.)
On a également vu que les sursauts H_α correspondent à une augmentation soudaine de la brillance à $656.3\,nm$ lors d'éruptions solaires. Les deux classes de sursauts H_α et radio ont des origines différentes. Leur corrélation est donc loin d'être évidente. Elle provient probablement du fait que les deux émissions peuvent être produites lors d'éruptions solaires.
De manière générale, on peut observer des sursauts de type III alors qu'aucune éruption n'est visible et qu'aucun sursaut *X* et/ou H_α n'est détecté, et inversement, les sursauts *X* et/ou H_α ne sont pas toujours suivis de sursauts radio de type III. Il reste toutefois que les éruptions les plus violentes s'accompagnent le plus souvent d'observations de groupes de sursauts de type III, et que de manière générale, les régions actives les plus propices aux bouffées *X* et/ou H_α sont également les plus génératrices de sursauts de type III. La figure (2.5) illustre bien cette dernière constatation. Elle représente le nombre annuel de sursauts radio de type III (trait plein noir), sursauts *X* (traits pleins bleu), et sursauts H_α (traits pleins rouge) observés entre 1995 et 2005. Les sursauts de type III sélectionnés proviennent d'un échantillon d'environ 2000 sursauts observés par les sondes Wind et Ulysse. Les données *X* et H_α sont fournies par le National Geophysical Data Center (NGDC) (*http ://www.ngdc.noaa.gov/stp/SOLAR/*). Malgré l'introduction de plusieurs de biais dans la méthode de sélection des sursauts de type III (sursauts choisis suffisamment intenses, simples et distincts) et un léger décalage entre les maxima d'occurrence, on observe une évolution globale similaire

3. En particulier, la diffusion du rayonnement radio par le milieu interplanétaire permet à certains sursauts de type III d'êtres vus alors qu'ils sont émis depuis la face opposée du soleil. Ce qui n'est pas le cas des sursauts *X*.

entre les trois histogrammes qui suivent à peu près le cycle solaire 23 ; avec un minimum autour de 1996, puis des maxima d'émission répartis autour du maximum solaire entre 2000 et 2003.

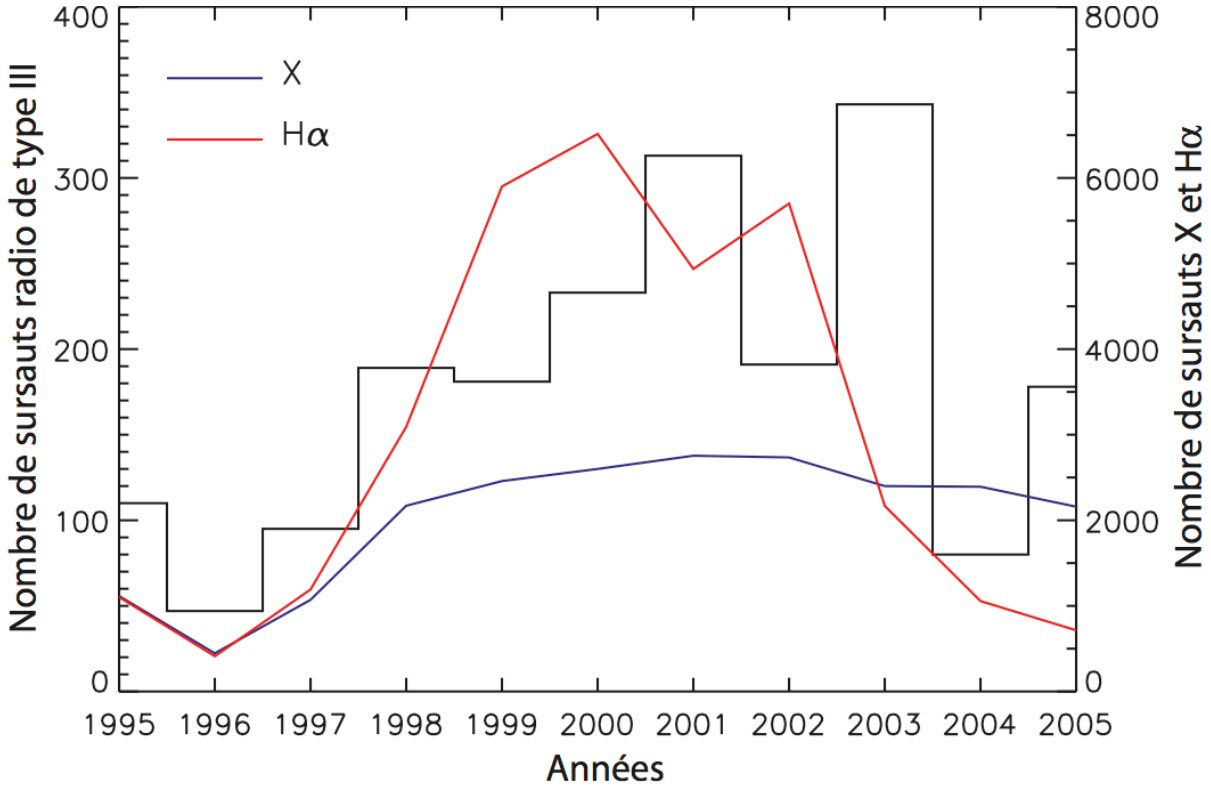


FIGURE 2.5 – *Nombre annuel de sursauts radio de type III (échantillon d'environs deux mille sursauts observés par la sonde Wind entre 1995 et 2005) (trait plein noir), X et H_α (données fournies par le NDGC) (trait plein bleu et rouge) en fonction du temps. Les trois courbes suivent globalement la même évolution au cours du cycle solaire 23 qui couvre cette période ; le minimum solaire se situe en 1996, le maximum vers 2001.*

2.1.5 Observations des paires F-H

Dans certains cas les sursauts peuvent être associés par paire dite fondamentale (F) et harmonique (H) où le rapport en fréquence des deux composantes avoisine 1 : 2 (Wild et al. 1954). Ces paires s'observent principalement aux fréquences inférieures à $\sim 100\,MHz$. Les paires F-H sont produites par le même faisceau d'électrons, il en résulte qu'à une fréquence donnée f, on observe tout d'abord la composante F émise à l'altitude $r_F = r(f = f_p)$, puis la composante H émise à l'altitude $r_H = 2r(f = 2f_p/2)$, et ceci après une durée $\Delta t \sim (r_H - r_F)/v_e$ (où v_e est la vitesse moyenne de propagation des électrons du faisceau) égale à la durée nécessaire au faisceau pour couvrir la distance $\sim (r_H - r_F)$.
A $100\,MHz$, le délai Δt entre les deux composantes est du même ordre de grandeur que la durée de l'émission (c.-à-d. environ $1\,s$). A hautes fréquences, les paires F-H sont donc facilement repérables : la composante F est plus impulsive et plus intense, et présente un degré de polarisation circulaire de $\sim$ 35% contre $\sim$ 15% pour la

composante H (Suzuki et al. 1980).
Aux fréquences inférieures à $\sim 10 - 20$ MHz, la durée d'un sursaut à une fréquence donnée augmente plus rapidement que Δt, et le degré de polarisation des ondes radio reste difficile à mesurer [4]. La distinction des paires F-H devient alors problématique. De ce fait, la question de l'existence même de l'une ou de l'autre des deux composantes dans les sursauts interplanétaires a été largement débattue (voir Dulk 2000). Il semble plus probable que les deux modes d'émission F et H sont observables lorsque la sonde spatiale se trouve proche de la trajectoire de propagation du faisceau. La composante F précède alors la composante H à fréquence donnée comme l'illustre la figure (2.6) (d'après Dulk et al. 1984). Et que seule la composante H est visible lorsque la sonde est loin de la trajectoire. Cette dichotomie peut s'expliquer par la différence de directivité entre les deux modes d'émission : le mode F plus directif n'étant pas visible aux grands angles éloignés de la direction de propagation des électrons excitateurs (Hoang et al. 1998).

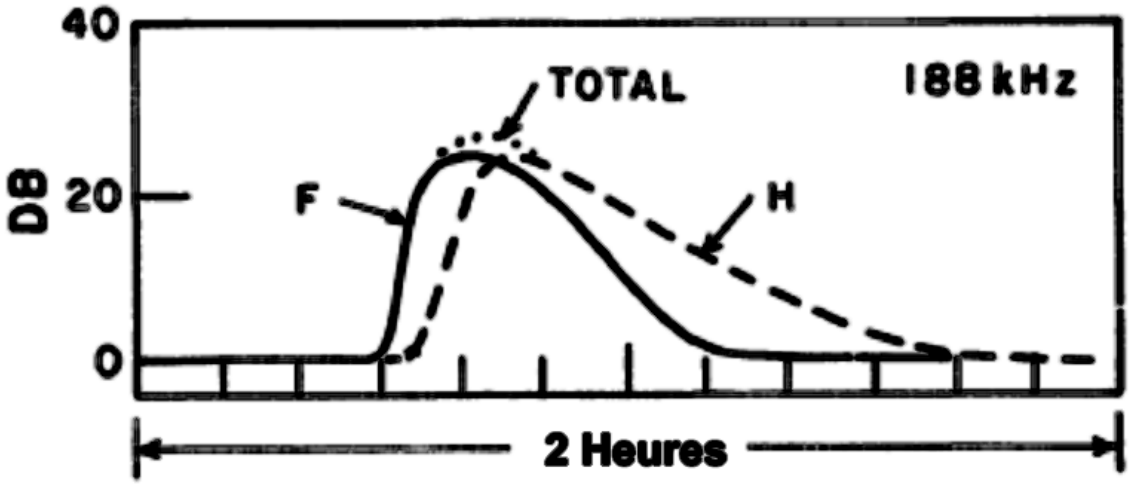


FIGURE 2.6 – *Interprétation du profil temporel d'intensité à basse fréquence d'après Dulk et al. (1984). Lorsque l'observateur se trouve suffisamment proche de l'axe de la direction de propagation des électrons de type III, il voit à basse fréquence, un profil d'intensité à fréquence fixe (ici* 188 *kHz) correspondant à une superposition des modes d'émission fondamental (F) et harmonique (H).*

D'un point de vue théorique, une étude de Robinson et Cairns (1994) a montré que l'efficacité du taux de conversion du mode F devait augmenter avec la distance au soleil, alors que l'efficacité du taux de conversion du mode H diminuait (Willes et al. 1996). La composante F devrait donc dominer à basse fréquence selon ces auteurs. De plus, ces modèles apportent une interprétation différente du profil temporel d'intensité décrit par Dulk et al. (1984). La phase montante du sursaut correspondrait à la composante F, puis la composante H apparaîtrait. Toutefois la phase descendante correspondrait à la "queue" de la composante F qui déclinerait moins rapidement (ce qui revient à observer sur le profil temporel d'intensité la composante F, puis la composante H, puis à nouveau la composante F.) Cette question reste donc ouvertement débattue.

4. En plus d'être probablement fortement modifié par le plasma ambiant.

2.1.6 Diamètre et altitude de la source

Diamètre apparent

On estime que la dimension de la source radio couvre une section de l'ordre de $1\,UA^2$ à une distance de $\sim 1\,UA$ du soleil, pour une longueur (verticale) du même ordre de grandeur que la distance à la base de la couronne. Ces proportions élevées sont dues à l'importante divergence de l'ordre de 40° des lignes de champ magnétique ouvertes sur le milieu interplanétaire le long desquelles se propagent les électrons excitateurs, ainsi qu'à la dispersion en vitesse le long de ces lignes où les électrons les plus énergétiques distancent rapidement les plus lents.
Le diamètre mesuré des sources radio des types III augmente approximativement comme $1/f$, et ceci quelle que soit la position centre-limbe des sursauts. Cette variation s'explique principalement par l'augmentation des effets de diffusion sur le rayonnement radio qui tend à élargir le diamètre angulaire de la source lorsque la fréquence d'émission diminue (c.-à-d. l'altitude augmente). Dès lors on parle plus généralement de diamètre *apparent* de la source.

Altitude apparente

On a longtemps pensé que les sursauts radio de type III étaient émis depuis des régions où la densité locale était supérieure à celle rencontrée dans les régions limitrophes. La fréquence d'émission serait alors supérieure à la fréquence plasma locale typique définie par les modèles de densité, permettant ainsi d'expliquer les différences observées entre fréquence d'observation et altitude mesurée. En effet, les observations montrent que l'altitude apparente diffère significativement de l'altitude réelle des sources radio. Steinberg et al. (1984) ont estimé que les types III interplanétaires observés à une fréquence donnée, semblent provenir de régions où la fréquence plasma, déduite d'un modèle de densité, est de deux à cinq fois inférieure à la fréquence mesurée. En d'autres termes, l'altitude mesurée à une fréquence d'observation donnée, est de deux à cinq fois plus élevée que l'altitude réelle d'émission des sursauts. Pour expliquer cet écart, plutôt que de recourir à l'existence de régions surdenses (qui n'ont pas été observées) les auteurs de cette étude ont invoqué la présence d'effets de propagation importants qui obligent le rayonnement radio à être "libéré" à plus haute altitude. Explication qui semble aujourd'hui bien plus probable. Cet écart doit être particulièrement important pour la composante F dont l'indice de réfraction au voisinage de la région d'émission est faible. La mesure des positions des paires F-H réalisée pour une même fréquence au dessus de $\sim 20\,MHz$ révèle en effet que les deux modes d'émission semblent provenir à peu près de la même région d'émission. Ces observations ont une conséquence importante : les mesures radio directes ne permettent pas *a priori* de rendre compte de la position réelle de la région d'émission sans introduire d'erreurs notables. L'étude des effets de propagation ainsi que des modes d'émission observés à basse fréquence, doit permettre d'augmenter la précision de ces mesures.

2.2 Directivité des sursauts radio solaires de type III

2.2.1 Diagramme d'émission d'une source

Le diagramme d'émission d'une source de lumière donne la répartition de l'énergie électromagnétique émise par la source en fonction de la direction d'émission.
Dans un repère centré sur une source de lumière supposée ponctuelle, on considère une onde électromagnétique plane émise dans une direction (φ,θ), où φ et θ sont la longitude et la latitude du vecteur d'onde. On représente $P(\varphi,\theta)$ comme étant la puissance par unité d'angle solide transportée par l'onde dans la direction (φ,θ). On définit le diagramme d'émission $D(\varphi,\theta)$ de la source comme un paramètre sans dimension tel que :

$$D(\varphi,\theta) = \frac{P(\varphi,\theta)}{P(\varphi_0,\theta_0)}, \tag{2.7}$$

où $P(\varphi_0,\theta_0)$ correspond à la puissance émise dans une direction de référence (φ_0,θ_0). On prend généralement $P(\varphi_0,\theta_0) = max(P(\varphi,\theta))$; le diagramme d'émission se définit alors par la fraction de puissance $P(\varphi,\theta)$ normalisée de l'onde électromagnétique émise dans une direction donnée.
(On parlera également d'ouverture angulaire longitudinale ($\Delta\varphi_2$) ou latitudinale ($\Delta\theta_2$) du diagramme pour caractériser, lorsque c'est possible, la largeur à mi-maximum du diagramme.)

Par ailleurs, on peut définir l'angle solide Ω d'émission de la source par :

$$\Omega = \int\int_{4\pi} D(\theta,\phi)d\Omega. \tag{2.8}$$

Ce qui permet d'exprimer la puissance totale P_t rayonnée par la source à l'aide de la relation :

$$P_t = \int\int_{4\pi} D(\theta,\phi)P(\varphi_0,\theta_0)d\Omega = P(\varphi_0,\theta_0)\Omega. \tag{2.9}$$

2.2.2 Diagramme primaire

Dans le cas des sursauts de type III, le diagramme *primaire* de la source radio est la somme des contributions des émissions électromagnétiques générées par les interactions ondes-ondes induites lors du passage du faisceau d'électrons. Il correspond de ce fait au diagramme que l'on observerait en l'absence des effets de propagation. Sa mesure constitue une contrainte observationnelle forte afin de valider les modèles théoriques.
Zheleznyakov et Zaitsev (1970) sont les premiers à donner une estimation analytique de la forme de ce diagramme pour les modes F et H, calculé dans un plasma supposé homogène. Le diagramme du mode F obtenu forme un dipôle orienté dans le direction perpendiculaire au champ magnétique local (c.-à-d. la direction de propagation des électrons énergétiques). Et le diagramme H forme un quadripôle constitué de

quatre lobes répartis plus ou moins symétriquement autour de la direction du champ magnétique local. L'amplitude de ces diagrammes dépend du seul rapport v_{ph}/c, où v_{ph} est la vitesse de phase de l'onde (égale à la vitesse des électrons v projetée sur l'axe $\overrightarrow{k}/|\overrightarrow{k}|$) et c la vitesse de la lumière.
L'évolution des modèles théoriques a nécessairement entraîné des remises en cause de la forme du diagramme primaire (citons Melrose 1973). Dans un article récent, Li et al. (2008b) présentent les résultats de simulations numériques de sursauts radio de type III dans la couronne (Li et al. 2008a). Pour ce faire les auteurs ont tenu compte des développements récents de la théorie de croissance stochastique. Les figures (2.7a) et (2.7b) de gauche représentent la fonction de distribution des électrons $f_e\,(m^{-4}s)$ (grisée en échelle logarithmique) en fonction de l'altitude $x\,(Gm)$, et de la vitesse normalisée v/c des électrons à différents instants $t_a = 1.2\,s$, et $t_b = 4\,s$ de la simulation. Le faisceau d'électrons énergétiques se détache distinctement des électrons du plasma ambiant, en formant une bosse suprathermique où les particules les plus rapides distancent les plus lentes. Les quatre figures de droite (2.7c), (2.7d), (2.7e), et (2.7f) montrent le taux d'émission $\Gamma_T\,(s^{-1})$ (grisé en échelle logarithmique) des modes F et H (avec $T = F\,ou\,H$) en fonction des vecteurs d'onde k_{Tx} et $k_{T\rho}$, respectivement parallèle et perpendiculaire à la direction de propagation des électrons énergétiques. Les figures (2.7c) et (2.7d) correspondent au taux d'émission du mode F calculé à $x = 0.16\,Gm$ d'altitude aux instants t_a et t_b. Et les figures (2.7e) et (2.7f) correspondent au taux d'émission du mode H calculé à la même altitude et aux mêmes instants. Les différences de structures et d'amplitude observées entre t_a et t_b, dépendent des modes de couplage imposés par la théorie "3-ondes" (voir 2.1.2). On constate surtout que la forme des diagrammes de rayonnement obtenus par Li et al. (2008b) est en bon accord avec les résultats de Zheleznyakov et Zaitsev (1970) : émission dipolaire pour F, et émission quadripolaire pour H.

2.2.3 Diagramme apparent

Le diagramme dit *apparent* correspond au diagramme réellement observé après propagation du rayonnement radio dans l'héliosphère. Sa forme va donc dépendre principalement du diagramme primaire et des effets de propagation au voisinage de la source d'émission. En effet, du fait d'une fréquence d'émission voisine de la fréquence plasma locale, les effets de propagations vont modifier de manière importante les caractéristiques des sources radio des sursauts de type III, et donc leur diagramme d'émission. Ces effets de propagations vont agir principalement à trois niveaux :

– Dans un plasma non-magnétisé, l'indice de réfraction μ peut s'exprimer par la relation :

$$\mu = \sqrt{1 - \left(\frac{f_p}{f}\right)^2}, \tag{2.10}$$

où f_p est la fréquence plasma locale du milieu, et f la fréquence d'émission de l'onde électromagnétique. Une onde électromagnétique de fréquence inférieure à $f_p \approx 9\sqrt{n_e}$, où $n_e\,(cm^{-3})$ est la densité électronique locale, ne pourra donc pas se propager dans le plasma. Si l'on considère le cas simple d'un modèle de vent

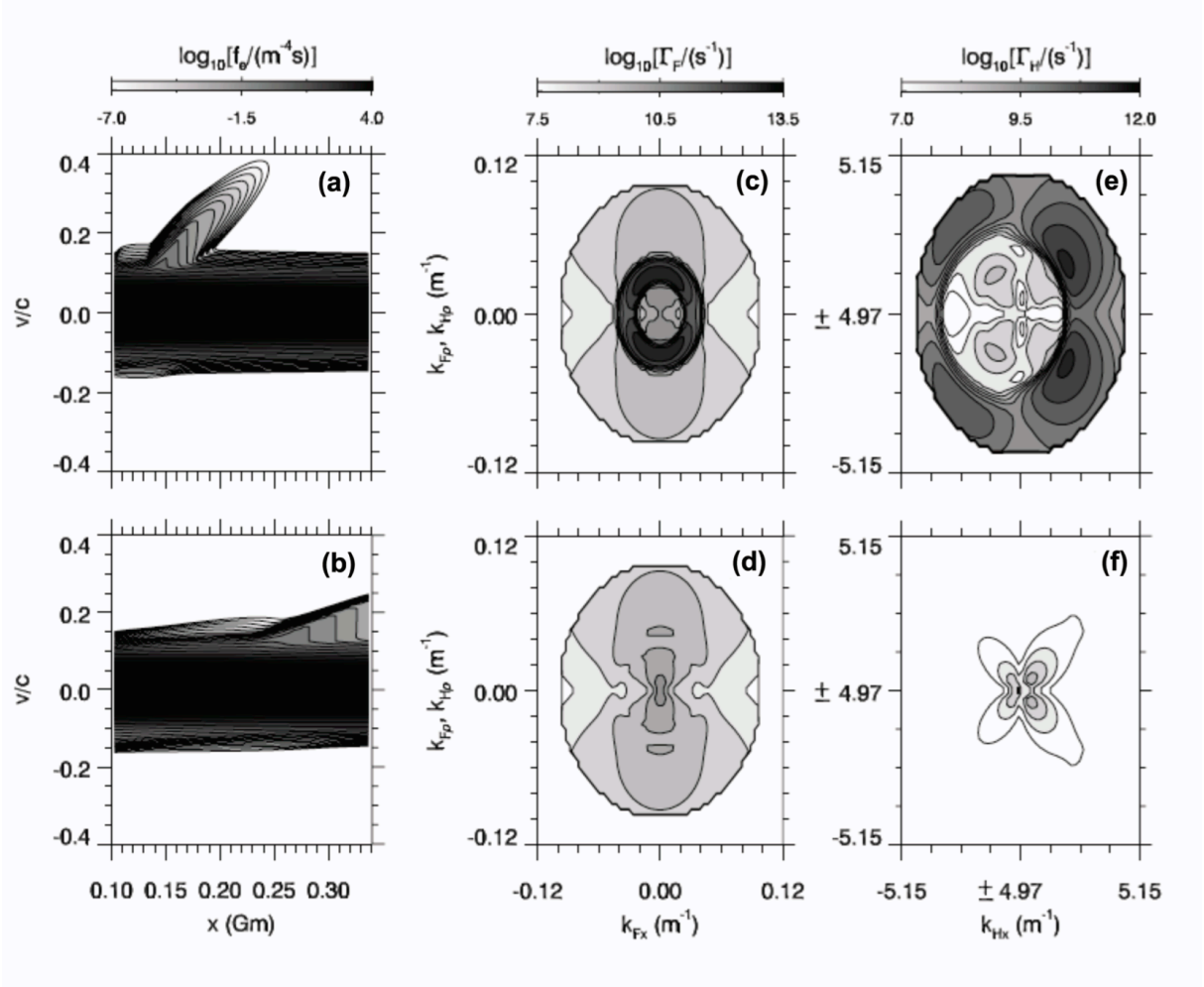


FIGURE 2.7 – *Figures* ***a*** *et* ***b*** *: fonction de distribution des électrons* $f_e\,(m^{-4}s)$ *(nuance de gris en échelle logarithmique) en fonction de l'altitude* $x\,(Gm)$*, et de la vitesse normalisée* v/c *des électrons, à différents instants* $t_a = 1.2\,s$*, et* $t_b = 4\,s$ *de la simulation. Figures* ***c*** *et* ***d*** *: taux d'émission* $\Gamma_F\,(s^{-1})$ *(nuance de gris en échelle logarithmique) du mode F en fonction des vecteurs d'onde* k_{Fx} *et* $k_{F\rho}$*, respectivement parallèle et perpendiculaire à la direction de propagation des électrons énergétiques, aux instants* t_a *et* t_b*. Figures* ***e*** *et* ***f*** *: même figures que* ***a*** *et* ***b*** *mais pour le mode H. (D'après Li et al. (2008b)).*

solaire à symétrie sphérique purement réfractant, l'émission radio d'une source ponctuelle isotrope située au niveau plasma f_p, se concentre dans la direction radiale opposée au gradient de densité, selon un cône d'ouverture totale δ tel que $sin\delta = \sqrt{1-(f_p/f)^2}$ (si l'on tient compte de la courbure, l'ouverture est en fait un peu plus grande.). Ce qui donne $\delta \sim 17^\circ$ pour $f = 1.05 f_p$, et $\delta \sim 60^\circ$ pour $f = 2f_p$. Ce modèle simple montre deux résultats intéressants : la réfraction du rayonnement radio par le plasma modifie significativement la directivité initiale de la source. L'émission sur le mode F, pour lequel $f_p/f \sim 1$, est plus affectée par cet effet. Il en résulte une plus grande directivité du mode F (c.-à-d. un cône d'émission plus étroit.)

– Le vent solaire est un milieu turbulent ; les fluctuations de densité sont de l'ordre de $\Delta n_e/n_e \approx [0.01 - 0.10]$. Ces fluctuations de densité induisent des fluctuations de l'indice de réfraction $\Delta\mu/\mu$, susceptibles de modifier de manière aléatoire la trajectoire du rayonnement radio. La diffusion du rayonnement radio par les fluctuations de densité dans la plasma, a pour conséquence principale l'élargissement de ce cône d'ouverture vers les grands angles. Ce phénomène a pu être vérifié à partir de simulations numériques de tracé de rayons dans la couronne et le vent solaire (citons Steinberg et al. 1971, ou plus récemment Thejappa et al. 2007.)
– Enfin la fréquence d'émission du mode F avoisine f_p, les modèles prévoient donc l'absorption d'une partie du rayonnement radio au voisinage de la source. Cet effet est susceptible d'expliquer le rapport en fréquence légèrement inférieur à 2 (typiquement 1.8) parfois observé entre les deux modes d'émission F et H (Wild et al. 1954).)

Peut-on toutefois obtenir une information directe du diagramme primaire à partir des mesures du diagramme apparent ? A partir de simulations numériques de tracé de rayons reproduisant les effets de propagation dans l'héliosphère, Caroubalos et al. (1972) ont montré que quel que soit le diagramme primaire choisi, le diagramme observé tendait vers un diagramme limite lorsque la fréquence d'émission f tendait vers la fréquence plasma locale f_p. De plus, les effets de réfraction et de diffusion ont tendance à fortement lisser la forme structurée du diagramme (Caroubalos et al. 1974). L'obtention du diagramme primaire à partir du diagramme apparent semble donc *a priori* difficile, et nécessite une étude approfondie des propriétés du milieu environnant autour de la source. Comme nous le verrons dans le chapitre 3, l'étude du diagramme apparent constitue une première étape en apportant des informations essentielles sur la région d'émission des types III.

Intérêt de l'approche stéréoscopique

La Terre est restée pendant une vingtaine d'années le seul point d'observation des sursauts radio, les premières études sur la directivité des sursauts ont donc consisté à analyser la répartition centre-limbe des intensités des sursauts, ou bien des sursauts eux-mêmes. Cette méthode reste toutefois peu fiable car la courbe obtenue dépend fortement de la distribution de l'intensité intrinsèque des sursauts, qui ne permet pas de donner une estimation réaliste du diagramme (Steinberg et Caroubalos 1970). Idéalement, la détermination de ce diagramme nécessiterait de disposer d'un grand

nombre de points de mesure uniformément répartis sur 4π stéradians autour de la source. On ne possède bien évidement pas un tel dispositif. Toutefois l'avènement du spatial au début des années 60 a permis d'envisager l'envoi de sondes spatiales équipées de récepteur radio à faible bruit, mesurant l'intensité de sursauts ; et ceci depuis une position suffisamment éloignée de la Terre pour observer les effets de directivité des sursauts. Cette technique de mesure stéréoscopique a fourni les premières mesures fiables du diagramme d'émission des sursauts de type III.

Diagramme apparent aux fréquences supérieures à $10\,MHz$

La première véritable étude de la directivité des sursauts radio solaires de type III par une méthode stéréoscopique fût réalisée par Caroubalos et Steinberg (1974) à partir du rapport des intensités radio mesurées à 169 MHz entre la Terre et la sonde soviétique Mars 3 dans le cadre de l'expérience Stereo 1. Toutefois c'est à la suite d'une seconde expérience très similaire, Stereo 5, que Poquérusse (1984) réalise la première détermination du diagramme d'émission à $30\,MHz$ et $60\,MHz$ dans le plan de l'écliptique. L'étude porte alors sur l'observation de sursauts de type IIIb et type III, dont les modes d'émissions respectifs correspondent vraisemblablement aux modes F-H facilement distinguables aux fréquences élevées.
Si les caractéristiques des diagrammes mesurés varient peu entre $30\,MHz$ et $60\,MHz$, la forme des diagrammes pour les modes F et H diffère quant à elle fortement (voir figure 2.8). Alors que le diagramme du mode H présente un seul maximum centré sur l'axe de référence (confondu avec la radiale passant par la source et l'axe de symétrie du diagramme) le diagramme du mode F présente deux maxima à environ $\pm 30^\circ$ autour de cet axe. Selon l'auteur, ces deux maxima trahissent la présence d'une accumulation sur les bords du cône de réfraction limite, d'une partie de l'émission radio émise à $\sim 90^\circ$ (voire plus) de l'axe.
Par ailleurs, l'ouverture angulaire des diagrammes est large de l'ordre de $\sim 100^\circ$, ce qui semble confirmer la présence d'effets de diffusion importants.

Diagramme apparent aux fréquences inférieures à $10\,MHz$

Aux fréquences inférieures à $10\,MHz$, accessibles seulement depuis l'espace, plusieurs études ont été réalisées à partir d'observations simultanées de sursauts de type III, par des sondes situées de part et d'autre du Soleil dans le plan de l'écliptique. Ces observations ont permis de rendre compte de l'importante ouverture angulaire du diagramme (MacDowall 1982, Dulk et al. 1985, Lecacheux et al. 1989). Ces études relèvent toutefois des variations d'intensité de l'ordre de 1 à 100 entre les mesures effectuées par les sondes. De plus l'étude réalisée par Hoang et al. (1998) confirme de manière qualitative, le caractère plus directif de l'émission F par rapport à l'émission H.

Une estimation à l'aide d'observations stéréoscopiques du diagramme d'émission moyen à basses fréquences, a été réalisée par Poquérusse et al. (1996) et Hoang et al. (1997) à partir de l'observation simultanée de sursauts de type III par le radiohéliographe ARTEMIS (Caroubalos et al. 2001) sur Terre d'une part, et par la sonde Ulysse (Stone et al. 1992) d'autre part. Le diagramme est ainsi mesuré pour différentes

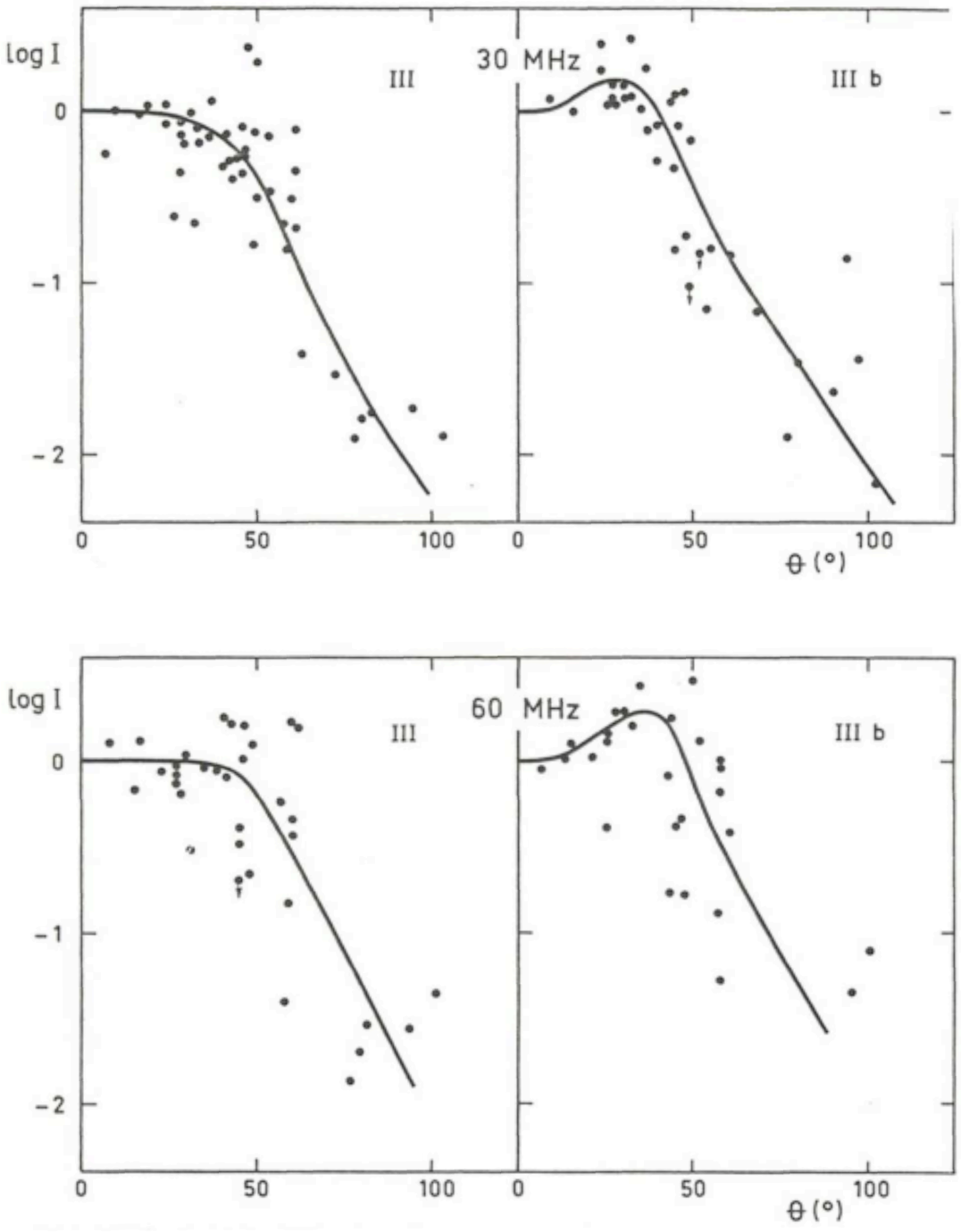


FIGURE 2.8 – *Diagrammes apparents des sursauts de type IIIb (mode d'émission F) et type III (mode d'émission H) à 30 MHz et 60 MHz, déduits des mesures de l'expérience Stereo 5. Les caractéristiques des diagrammes diffèrent peu entre 30 MHz et 60 MHz. Le diagramme du mode H présente un seul maximum centré sur l'axe de référence (confondu avec la radiale passant par la source et l'axe de symétrie du diagramme) alors que le diagramme du mode F présente deux maxima à environ ±30° autour de cet axe. (D'après Poquérusse (1984)).*

fréquences comprises entre $\sim 1\,MHz$ et $\sim 50\,kHz$. De plus, l'orbite d'Ulysse permet d'effectuer également des observations en dehors du plan de l'écliptique donnant accès pour la première fois aux variations de directivité avec la latitude. Le diagramme obtenu possède une ouverture angulaire longitudinale importante de l'ordre de 110° autour de $800\,kHz$ augmentant vers les basses fréquences. De plus, certains résultats obtenus par ces auteurs s'avèrent très intéressants car en contradiction avec les précédentes observations. (i) En longitude, la direction du maximum d'émission du diagramme (c.-à-d. l'axe principal du diagramme) présente un décalage vers l'est par rapport à la direction du champ magnétique local ; et cette déviation augmente lorsque la fréquence diminue. (ii) En latitude, la directivité des sursauts, bien plus faible, semble concentrer le rayonnement radio vers le plan de l'écliptique. Pour expliquer ces observations, les auteurs proposent l'existence d'un gradient de densité transverse au voisinage de la source dirigé vers l'ouest et vers les pôles solaires. Ce gradient de densité serait provoqué par l'interaction de deux régions de vent solaire en corotation ayant des vitesses légèrement différentes.

Jusqu'à présent aucune observation directe de telles structures n'a été reportée malgré certains indices en faveur de cette interprétation (Sawyer et Warwick 1987), et aucune autre étude ne fait état d'une déviation vers l'est de l'axe du diagramme. De plus les auteurs utilisent en effet deux expériences radio opérant dans des gammes de fréquences très différentes : autour de $150\,MHz$ pour le radiospectrographe ARTEMIS, et entre $1,25$ et $940\,kHz$ pour le récepteur radio RAR de la sonde Ulysse. Cet écart oblige les auteurs à effectuer plusieurs approximations. En particulier, le spectre de l'énergie radio est supposé constant d'un sursaut à l'autre, ce qui est susceptible d'introduire des erreurs de mesure notables. La sélection des sursauts est également contrainte à une région centrée autours de l'axe Soleil-Terre, et ceci afin de supposer l'émission mesurée depuis la Terre toujours au maximum (c.-à-d. $D(\varphi_{Terre} \approx 1)$).

2.2.4 Pourquoi aller plus loin ?

Les questions

L'apport essentiel des observations stéréoscopiques a permis de réaliser de grandes avancées sur la connaissance de la directivité des sursauts radio solaires de type III. Les missions franco-soviétiques Stereo ont fourni la première estimation fiable du diagramme d'émission apparent dans la couronne à $30\,MHz$ et $60\,MHz$ (Poquérusse 1984). Et en dessous de $1\,MHz$, le diagramme obtenu par Hoang et al. (1997) présente des caractéristiques très intéressantes. Malgré cela, la question de la directivité des sursauts de type III est loin d'être résolue ; à cela plusieurs raisons :

- Comme on vient de le voir, l'étude réalisée par Hoang et al. (1997) en dessous de $1\,MHz$ présente certaines sources possibles d'erreur qui limitent la portée des résultats obtenus. Est-il possible de confirmer ou d'infirmer ces résultats en mesurant le diagramme d'émission à basse fréquence par une autre méthode plus fiable ?
- Poquérusse et al. (1996) et Hoang et al. (1997) supposent l'existence d'un gradient de densité transverse au voisinage de la source radio, qui n'a pour l'instant jamais été clairement identifié. Si un tel gradient existe, quelles sont ses

caractéristiques ? Et permettent-elles de reproduire la déviation de l'axe du diagramme ?
- Aucune étude de la directivité des sursauts radio de type III n'existe dans la gamme de fréquences $\sim [0.01 - 10\,MHz]$. Or cette gamme de fréquences $[0.01 - 10\,MHz]$ couvre une distance de $\sim 2\,R_{\odot}$ à $\sim 1\,UA$, région étendue qui inclut la zone d'accélération du vent solaire et le milieu interplanétaire. L'étude de la directivité peut-elle nous apporter des informations sur ces régions ? Plus spécifiquement, quelle est l'évolution du diagramme lorsque l'on monte en fréquence ? Retrouve-t-on les caractéristiques du diagramme mesuré par Poquérusse (1984) ?
- Nous avons vu que les effets de propagation modifient considérablement la forme du diagramme, en particulier pour le mode F. Peut-t-on toutefois apporter des informations pertinentes sur le diagramme primaire à partir du diagramme observé ?
- Enfin la connaissance du diagramme apparent permet d'estimer l'énergie radio intrinsèque rayonnée par la source des types III. Comment évolue le spectre de l'énergie radio en fonction de la fréquence ? Quelle est la part de l'énergie radio dans l'énergie totale mise en jeu dans la génération des sursauts ?

Les motivations

Deux conjectures importantes ont par ailleurs motivé ce travail à mon arrivée au pôle plasma du LESIA [5] :

- En 2006, l'accès aux données radio des sondes Wind et Ulysse, offrait pour la première fois l'opportunité de constituer une base de données conséquente de sursauts radio solaires de type III, observés par les deux sondes en dessous de $1\,MHz$. Ainsi nous avons pu réaliser, dans un premier temps, une importante base de données de plus de deux mille sursauts soigneusement sélectionnés selon des critères précis, entre 1995 et 2005. Nous nous sommes ainsi attachés à répertorier la grande majorité des sursauts de type III relativement simples visibles par les deux sondes durant cette période [6]. Cette base de données a ainsi permis de réaliser pour la première fois une étude statistique fiable de la directivité des sursauts de type III aux fréquences inférieures à $1\,MHz$ dans la continuité des travaux menées par Poquérusse et al. (1996) et Hoang et al. (1997). Cette étude est développée au chapitre 3.

- Le 26 octobre 2006 vit également le lancement avec succès,quoique plusieurs fois reporté, des deux sondes de la mission NASA STEREO (Solar TErrestrial RElationship Obsevatory). Les deux sondes A (pour "Ahead") et B (pour "Behind") de la mission STEREO sont dédiées à l'étude stéréoscopique multi-longueur d'onde de l'activité solaire en général, et des éjections de masse coronale plus spécifiquement. Dans ce but, les deux sondes sont équipées d'instruments presque identiques, permettant de réaliser des mesures *in situ* et de télédétection. De

5. Laboratoire d'Etude Spatiale et d'Instrumentation en Astrophysique

6. Cette étape longue mais nécessaire a par ailleurs permis de développer une bibliothèque de programmes adaptés à la sélection (semi-automatique) et à l'étude de ces sursauts.

plus, afin d'optimiser les observations stéréoscopiques, les deux sondes se déplacent sur des orbites proches de $1\,UA$, et s'éloignent progressivement de la Terre dans les deux sens à raison de $\sim 22^{\circ}/an$. L'expérience STEREO/Waves (S/Waves) (Bougeret et al. 2008) embarquée à bord des deux sondes, est constituée de deux récepteurs radio identiques (développés essentiellement au LESIA) et permet d'observer les sursauts radio solaires dans la gamme de fréquences $[\sim 1\,kHz - \sim 16\,MHz]$. La mission STEREO offre ainsi une configuration idéale pour étudier les sursauts radio solaires de type III. En particulier, l'application des techniques de goniopolarimétrie aux données radio S/Waves permet d'envisager une étude comparative des propriétés des sources radio et de leurs positions. La goniopolarimétrie (ou Direction-Finding) consiste à restituer les paramètres de Stokes (intensité, polarisation) ainsi que la direction d'arrivée d'une onde radio, à partir des mesures du champ électrique induit sur les antennes électriques de la sonde (Cecconi et al. 2008). Cette technique permet également d'estimer la taille de la source à partir d'un modèle de brillance moyen.
Cependant, l'étude de la directivité des sursauts nécessite une séparation angulaire suffisante entre les sondes (supérieure à $\sim 20^{\circ}$) afin de mesurer des variations significatives de l'intensité des sources dans deux directions distinctes. Une année supplémentaire a donc été nécessaire pour obtenir des écarts satisfaisants entre les sondes. Nous présentons dans le chapitre 4 une première étude de la directivité des sursauts sur la gamme de fréquence $[\sim 0.1 - 10\,MHz]$ réalisée à partir des observations conjointes de S/Waves et l'instrument radio sur Wind.

Chapitre 3

Directivité des sursauts aux fréquences inférieures à 1 *MHz*

Sommaire

3.1 Observations et analyse des données . . . 43
3.1.1 Données radio . . . 43
3.1.2 Observations . . . 43
3.2 Méthode . . . 44
3.2.1 Détermination de la position de la source radio . . . 44
3.2.2 Diagramme d'émission . . . 48
3.3 Résultats . . . 51
3.3.1 Rapport d'énergies en fonction de la direction d'observation . . . 51
3.3.2 Diagramme d'émission en fonction de la longitude . . . 51
3.3.3 Diagramme d'émission en fonction de la latitude . . . 54
3.4 Discussion . . . 58
3.4.1 Effets de propagation . . . 58
3.4.2 Variation avec le cycle solaire . . . 58
3.4.3 Décalage vers l'est du diagramme d'émission . . . 59
3.4.4 Variation en latitude . . . 63
3.4.5 Mode d'émission . . . 63

Dans ce chapitre, nous allons détailler l'étude stéréoscopique de la directivité des sursauts radio solaires de type III réalisée pour la première fois à l'aide des sondes Ulysse et Wind. Cette étude fait l'objet d'un article publié dans la revue *Astronomy & Astrophysics*, et consultable à l'annexe A. Après une présentation des données radio, nous décrirons la méthode de détermination du diagramme d'émission, puis nous montrerons les résultats qui seront discutés en fin de chapitre.

3.1 Observations et analyse des données

La sonde Ulysse a été lancée le 6 octobre 1990 par la navette spatiale Discovery. Après un passage près de la planète Jupiter en février 1992, la sonde a quitté le plan de l'écliptique pour étudier le soleil aux grandes latitudes. La sonde Wind a, quant-à-elle, été lancée le 1 Novembre 1994, et effectue une orbite complexe autours de la Terre. L'avantage de combiner ces deux sondes est double : Ulysse effectue une orbite hors-ecliptique autours du Soleil, couvrant un large domaine en longitude et latitude. Elle offre ainsi une gamme étendue de configurations angulaires avec la sonde Wind. De plus, les deux sondes sont équipées de récepteurs radio correctement étalonnés, et possédant une liste de fréquences communes. Ces caractéristiques vont permettre de se soustraire des difficultés rencontrées par Hoang et al. (1997). Par ailleurs, les nombreuses années d'observation maintenant accessibles sur Ulysse et Wind vont également nous permettre de sélectionner un nombre d'événements statistiquement significatif, et d'étudier d'éventuelles variations temporelles du diagramme d'émission au cours du cycle solaire.

3.1.1 Données radio

Les données radio utilisées sont celles des expériences URAP (Unified Radio and Plasma waves) (Stone et al. 1992) et Waves (Bougeret et al. 1995), respectivement embarquées à bord des sondes Ulysse et Wind. Le récepteur radio RAD1 de l'instrument Waves et le récepteur RAR-hi de l'instrument URAP peuvent réaliser des mesures sur 12 canaux de fréquences quasi-similaires : 940, 740, 540, 387, 272, 196, 148, 120, 100, 81, 63, et 52 kHz. Ces deux récepteurs sont par ailleurs correctement étalonnés, et permettent des mesures de goniopolarimétrie en utilisant la modulation du signal radio avec la rotation des sondes (Manning et Fainberg 1980, Fainberg et al. 1985).

3.1.2 Observations

Les sursauts radio solaires de type III sélectionnés ont été observés simultanément par Wind et Ulysse entre 1995 et 2005, couvrant ainsi la quasi-totalité du cycle solaire 23. Durant cette période, Ulysse effectue deux orbites autour des pôles solaires et parcourt des larges gammes de distances, longitudes et latitudes dans le système de coordonnées héliocentrique dit HEEC [1] : repère centré sur le Soleil, et où l'axe x est dirigé vers la Terre, l'axe z est perpendiculaire au plan de l'écliptique en pointant vers le nord, et l'axe y complète le repère orthonormé. Dans le même temps, Wind effectue une orbite complexe proche de l'écliptique dans l'environnement direct de la Terre, explorant alternativement la magnétosphère terrestre et le vent solaire.

La sélection des sursauts répond à plusieurs critères :
- Wind doit se trouver dans le vent solaire, loin de l'onde de choc généré par l'interaction entre le vent solaire et la magnétosphère terrestre.
- Les sursauts ne doivent pas être pollués par des signaux radio "parasites" ; en particulier par le rayonnement kilométrique terrestre sur Wind.

1. pour Heliocentric Earth Ecliptic Coordinates system en anglais

- Les sursauts doivent êtres suffisamment simples et isolés, mais également suffisamment intenses (avec un rapport signal sur bruit supérieur à 4 dB).
- Les sursauts doivent pouvoir êtres associés sans ambiguïté avec des centres actifs visibles sur la surface du soleil. Cette association va en effet permettre dans un second temps de déterminer la position moyenne des sursauts radio, comme nous le verrons dans la section suivante. Pour ce faire, nous avons comparé le temps d'observation de chaque sursaut avec les temps d'observations des sursauts X et H_α répertoriés dans la base de données Solar Geophysical Database *(http ://sgd.ngdc.noaa.gov/sgd/jsp/solarindex.jsp)*. Afin de palier à toute ambiguïté sur l'identification de la région active, les données de goniopolarimétrie disponibles sur Wind, et les observations aux longueurs d'onde métriques du radiohéliographe de Nancay (*via* le site *http ://secchirh.obspm.fr*) ont également été utilisées.

A partir de ces critères, sur environs 2000 sursauts initialement sélectionnés, environ la moitié a pu être associée avec des régions actives clairement identifiées sur le Soleil. Ce millier de sursauts va servir d'échantillon de référence pour déterminer le diagramme d'émission.

3.2 Méthode

Nous allons maintenant décrire la méthode de détermination du diagramme d'émission à partir des sursauts sélectionnés.

3.2.1 Détermination de la position de la source radio

Afin d'établir le diagramme d'émission, il nous faut dans un premier temps connaître la position des sources radio générant les sursauts de type III. La connaissance des coordonnées des sources va permettre de définir les directions d'observation des sondes Ulysse et Wind, par rapport à une direction de référence centrée sur ces sources. Le calcul de la position des sources radio reste toutefois très délicat, et constitue la plus importante source d'erreur dans la détermination du diagramme d'émission.
Afin d'avoir une idée la plus précise possible de la localisation de chaque sursaut aux fréquences observées, nous avons, dans un premier temps, comparé la position des sources calculées à partir d'un modèle théorique moyen d'une part, et directement à partir des observations radio d'autre part.

Modèle moyen

La première méthode utilisée pour calculer la position des sursauts de type III est indirecte, et s'inspire de celles décrites par Saito et al. (1977) et Leblanc et al. (1998).
On considère pour cela que les électrons énergétiques responsables des sursauts de type III se propagent le long des lignes de champ magnétique ouvertes sur le milieu interplanétaire. Ces lignes sont connectées sur la surface solaire aux niveaux des régions actives associées (voir section 3.1.2) et suivent typiquement une trajectoire en

forme de spirale d'Archimède d'héliolatitude constante égale à celle de la région active (soit $\lambda = \lambda_{AR}$). On définit cette trajectoire dans le système de coordonnées HEEC par

$$r - r_{AR} = -\frac{v_{sw}}{\omega_\odot}(l - l_{AR}), \tag{3.1}$$

où r et l sont respectivement la distance au Soleil et la longitude des électrons énergétiques, r_{AR} et l_{AR} la distance au Soleil et la longitude de la région active associée (on prend $r_{AR} \sim 1R_\odot$, et l_{AR} au centre de la région active), v_{sw} la vitesse du vent solaire, et $\omega_\odot$ la vitesse angulaire de rotation du soleil prise égale à 13.3° par jour.
La valeur de v_{sw} est estimée à partir des mesures de vitesse du vent solaire effectuées *in situ* par l'instrument SWE (Ogilvie et al. 1995) à bord de Wind. Pour ce faire, nous supposons que la vitesse du vent solaire au voisinage de la région active reste constante le long de la spirale [2] et n'évolue pas avec le temps. Dès lors, v_{sw} correspond à la vitesse mesurée par l'instrument SWE lorsque la spirale, connectée à la région active, passe par Wind par corotation à un instant t_W donné. En pratique la position du site d'origine des électrons étant connue avec une incertitude $\sigma_{l_{AR}} \sim 25°$, on moyenne donc la mesure de v_{sw} sur une durée $\Delta t = 2\sigma_{l_{AR}}/\omega_\odot$ autour de t_W.
De manière similaire, il est possible d'estimer la densité électronique moyenne N_e^{1UA} du vent solaire à $1\,UA$ à partir des données SWE. L'utilisation conjointe de la mesure de N_e^{1UA}, et d'un profil de densité variant en $\sim 1/r^2$ (McComas et al. 1992, Issautier et al. 1998) permet par ailleurs de déterminer la distance r des électrons le long de la ligne de champ pour une fréquence d'émission f donnée (supposée égale à la fréquence plasma locale), telle que

$$r(UA) \simeq \frac{9\sqrt{N_e^{1UA}}}{f\,(kHz)}. \tag{3.2}$$

Les coordonnées HEEC (l, λ, r) de la source le long de la spirale sont alors complètement déterminées pour chaque fréquence d'observation.

Mesures radio stéréoscopiques

L'utilisation de la goniopolarimétrie offre la possibilité de calculer directement la position des sources à partir des observations radio des sursauts de type III. Cette technique radio développée dans un premier temps sur des satellites tournants tels que Wind et Ulysse (voir Manning et Fainberg 1980), puis stabilisé 3-axes tels que Cassini, et actuellement STEREO (voir Cecconi et al. 2008 en annexe) permet de déterminer, entre autres, la direction d'arrivée de l'onde radio incidente dans le repère du satellite.
Une méthode consiste alors à coupler cette technique avec la mesure de la différence de temps d'arrivée de l'onde radio Δt entre les deux sondes. Si l'on considère que le rayonnement se propage dans le vide, on peut en effet écrire que :

$$\Delta t \;=\; t_W - t_U \tag{3.3}$$

2. En pratique le vent solaire devient constant à partir de $\sim 10 - 20\,R_\odot$. Cela introduit une erreur systématique toutefois négligeable.

où t_W et t_U sont les temps d'arrivée respectifs du rayonnement radio aux sondes Wind et Ulysse définis par,

$$t_W \approx \frac{d_W}{c} = \frac{1}{c}(\sqrt{(x-x_W)^2+(y-y_W)^2+(z-z_W)^2}) \quad (3.4)$$

$$t_U \approx \frac{d_U}{c} = \frac{1}{c}(\sqrt{(x-x_U)^2+(y-y_U)^2+(z-z_U)^2}), \quad (3.5)$$

avec (x_W, y_W, z_W), (x_U, y_U, z_U), et (x, y, z) les coordonnées respectives des sondes Wind et Ulysse, et de la source radio, et c la vitesse de propagation des ondes radio supposée égale à la vitesse de la lumière dans le vide.
Les solutions de l'équation (3.3) forment dans l'espace une hyperboloïde de révolution centrée sur le point de coordonnées $\frac{1}{2}(x_W + x_U, y_W + y_U, z_W + z_U)$. Par ailleurs, la direction de l'onde incidente calculée par goniopolarimétrie à l'une des deux sondes intercepte cette hyperboloïde en deux points. La valeur de Δt permet alors dans la plupart des cas, de départager lequel de ces deux points de l'espace est solution.
Les coordonnées HEEC ($l = \arctan(y/x), \lambda = \arctan(\sqrt{x^2+y^2}/z), r = \sqrt{x^2+y^2+z^2}$) sont là encore connues pour chaque fréquence d'observation. On notera toutefois qu'il existe certaines configurations source-sondes pour lesquelles les solutions de l'équation (3.3) ne sont plus définies. En particulier, les coordonnées de la source tendent à diverger lorsque la distance entre les deux sondes tend vers 0.

Comparaison des deux méthodes

La figure (3.1) représente la distance moyenne au Soleil (en UA) mesurée des sources radio en fonction de la fréquence. La courbe pointillée rouge présente les distances moyennes déduites du modèle de trajectoire spirale, tenant compte des mesures de vitesse et de densité du vent solaire mesurées par SWE à $1\,UA$ (première méthode). La courbe pointillée bleue correspond aux distances moyennes calculées à l'aide de Δt et des mesures de goniopolarimétrie (GP), réalisées avec les données radio RAD1 sur Wind (seconde méthode). La courbe continue noire montre les distances calculées avec un modèle de trajectoire spirale, mais en prenant $v_{sw} = 450 km.s^{-1}$ et $N_e^{1ua} = 6 cm^{-3}$.

Les mesures radio stéréoscopiques fournissent des distances moyennes de ~ 3 à ~ 8 fois plus élevées que les distances déduites d'un modèle de densité moyen dans le vent solaire. Ces observations confirment les résultats de Steinberg et al. (1984). Cependant dans notre cas, aux effets de propagation modifiant sensiblement l'altitude de la source, s'ajoute l'erreur faite sur la différence des temps d'arrivée Δt. Plusieurs études relèvent en effet une anomalie dans l'ordre de grandeur de Δt, qui est parfois supérieure de plus $500\,s$ à la valeur déduite des distances géométriques source-sondes (Steinberg et al. 1984, Lecacheux et al. 1989). Cette anomalie, souvent associée aux effets de propagation, pourrait toutefois être en grande partie due à la différence entre les modes d'émission observées entre les deux sondes. Une étude à paraître (Hoang et Bonnin, en préparation) montre en effet qu'à une fréquence fixe, la durée de cette anomalie est bien corrélée avec la durée nécessaire aux électrons énergétiques pour parcourir la distance séparant la position au fondamental (F) à la position à l'harmonique (H) (voir section 2.1.5.) Si l'on tient compte de l'erreur

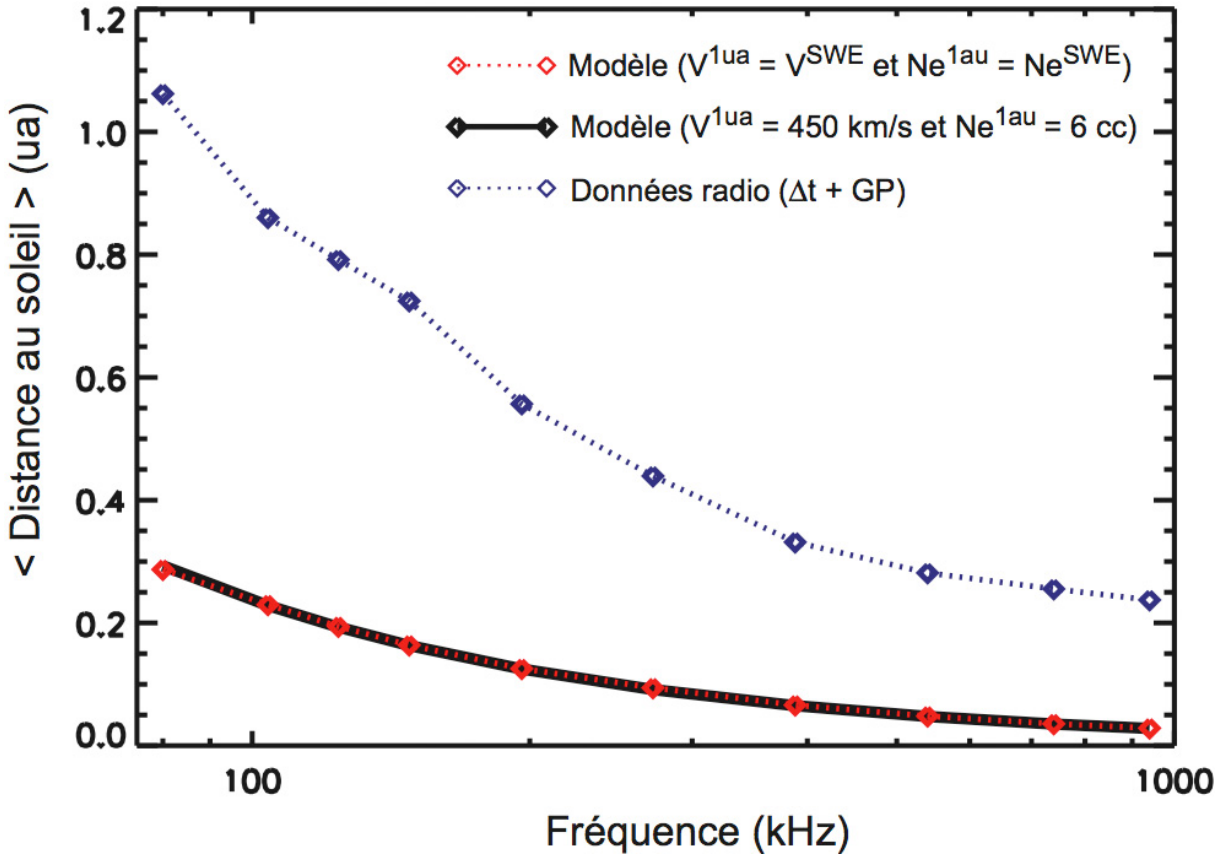


FIGURE 3.1 – *Distances moyennes de la source radio en fonction de la fréquence. Les distances sont tracées pour les deux méthodes, modèle moyen (courbe pointillée rouge) et mesures radio stéréoscopiques ,Δt et goniopolarimétrie (GP) (courbe pointillée bleue) ainsi que pour un modèle moyen avec des paramètres de vitesse et de densité de vent solaire fixe (trait plein noir). (Les barres d'incertitude ont été volontairement omises pour une meilleur lisibilité du graphe.)*

introduite par ce délai supplémentaire, on retrouve alors des distances moyennes de ~ 2 à ~ 5 plus élevées que les distances déduites d'un modèle de densité moyen, ce qui correspond aux valeurs mesurées par Steinberg et al. (1984).
Au final, ces écarts de distance entraînent des variations non négligeables dans le calcul des distances source-sondes. Et le calcul des angles entre la direction du champ magnétique locale et les deux directions source-sondes. A $80\,kHz$, les erreurs faites sur la distance et sur les angles mesurés sont respectivement de l'ordre $\sim 1\,UA$ et $\sim 40°$. Afin d'avoir une estimation la plus proche possible de la région réelle d'émission des sursauts, nous avons donc utilisé la première méthode (c-à-d. le modèle moyen)[3]. De manière générale, l'écart entre position réelle et position apparente entraîne ainsi une erreur systématique d'un facteur de 2 à 5 (Steinberg et al. 1984) sur la distance supposée de la source.

Repère de la source radio

La position des électrons énergétiques, et donc des sources radio, est complètement déterminée pour chaque fréquence d'observation et pour l'ensemble des sursauts. On va ainsi pouvoir comparer pour chaque sursaut observé par Wind et Ulysse, les intensités radio mesurées en fonction des directions source-sondes. Une fois la position des sursauts connue, il devient toutefois plus commode d'étudier la directivité des sursauts en se plaçant du point de vue de la source radio (ceci afin de se mettre dans une convention similaire à celle utilisée pour définir le diagramme dans la section 2.2.1). On va donc se placer dans un repère $\Re'$ centré sur la source et dont un des axes va être orienté dans la direction de propagation des électrons énergétiques (c.-à-d. la direction du champ magnétique local) ; cette axe servira de direction de référence pour le diagramme. La figure (3.2) illustre la géométrie de cette configuration.
Ce nouveau repère $\Re'$ (x'y'z') est centré sur la source et défini tel que : l'axe x' est tangent à la direction suivie par la ligne de champ magnétique (sens opposé à celle du soleil) ; l'axe z' est dans le plan défini par l'axe x' et la verticale au plan de l'écliptique, et est orienté vers le nord de l'écliptique ; enfin l'axe y' complète le repère orthonormé. Dans ce nouveau repère $\Re'$, on définit les nouvelles coordonnées de Wind et Ulysse par leur longitude $\varphi_i = \arctan(y'_i/x'_i)$ avec $\varphi_i \in (-180°E, +180°O)$, leur latitude $\theta_i = \arctan(\sqrt{x'^2_i + y'^2_i}/z'_i)$ avec $\theta_i \in (-90°S, +90°N)$, et leur distance à la source $d_i = \sqrt{x'^2_i + y'^2_i + z'^2_i}$, où (x'_i, y'_i, z'_i) sont les coordonnées cartésiennes de la sonde i ($i = U$ pour Ulysse, et $i = W$ pour Wind) dans $\Re'$. En particulier, les axes orientés y' et z' définissent respectivement les directions ouest et nord du repère $\Re'$.

3.2.2 Diagramme d'émission

L'énergie radio émise par la source des sursauts n'est pas directement accessible, c'est la densité de flux $S_i(t)(Wm^{-2}Hz^{-1})$ mesurée par les antennes électriques des

3. La première méthode offre par ailleurs une position qui reste stable en fréquence pour chaque sursaut. Contrairement aux mesures radio qui peuvent parfois fortement fluctuer d'une fréquence à l'autre.

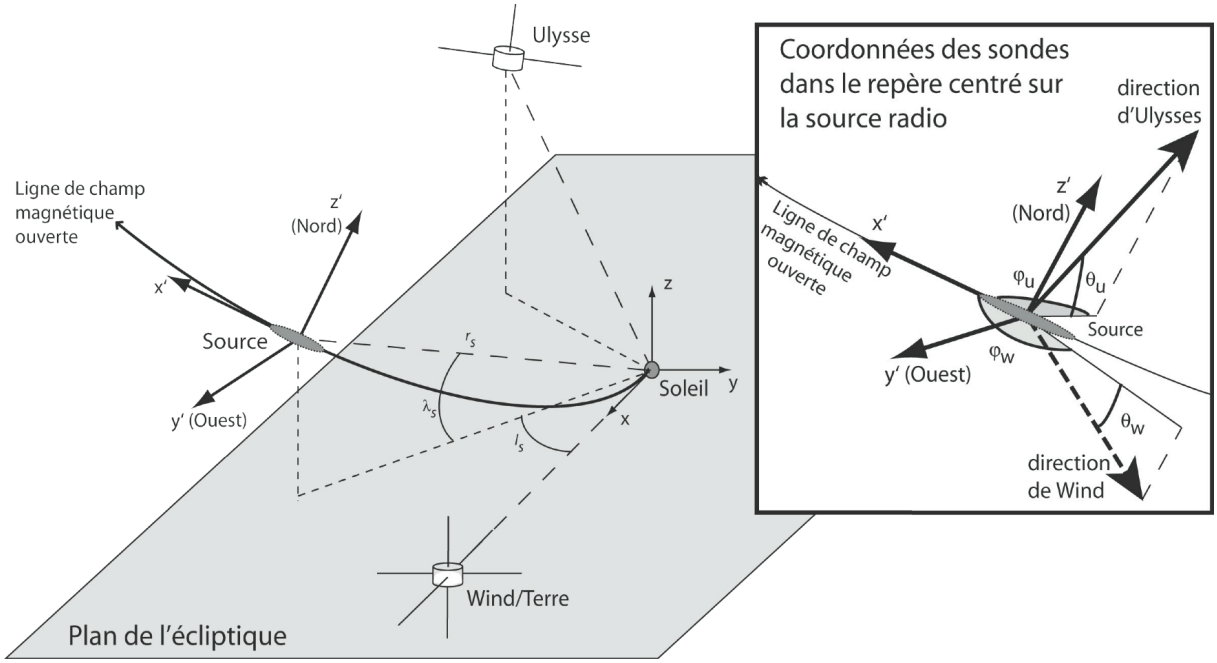


FIGURE 3.2 – *Géométrie des observations stéréoscopiques. L'encadré de gauche représente la source radio de type III située sur la ligne de champ magnétique ouverte et formant une spirale, ainsi que les positions respectives des sondes Wind et Ulysse dans le système de coordonnées HEEC (xyz). L'encadré de droite représente le nouveau repère $\Re'$ (x'y'z') centré sur la source : l'axe x' est tangent à la direction suivie par la ligne de champ magnétique (sens opposé à celle du soleil) ; l'axe z' est dans le plan défini par l'axe x' et la verticale au plan de l'écliptique, et est orienté vers le nord de l'écliptique ; enfin l'axe y' complète le repère orthonormé. Dans ce repère les nouvelles coordonnées de Wind et Ulysse sont définies par leur longitude φ, leur latitude θ, et leur distance d à la source.*

deux sondes qui va nous permettre de remonter à l'énergie émise par la source. Une valeur moyenne S_B du bruit de fond a toute d'abord été calculée pour chaque fréquence à partir de mesures réalisées pendant des périodes calmes précédant et suivant le sursaut. Une fois le bruit de fond correctement soustrait, les temps de début t_{debut} et de fin t_{fin} du sursaut correspondent aux points de mesure où le signal devient respectivement, supérieur et inférieur à une valeur limite fixée à $2\sigma_B$, où σ_B est la valeur moyenne des fluctuations du bruit de fond.

Il est à présent possible de relier la densité de flux $S_i(t)$ mesurée par la sonde $i = [W, U]$, avec la densité spectrale d'énergie radio par unité d'angle solide $E_i(JHz^{-1})$ émise à la fréquence f par la source, pendant l'intervalle de temps compris entre t_{debut} et t_{fin}, dans la direction de la sonde (φ_i, θ_i), et à la distance d_i définie dans le repère $\Re'$,

$$E_i(f, \varphi_i, \theta_i) = \int_{t_{debut}}^{t_{fin}} S_i(t, f, \varphi_i, \theta_i) d_i^2 dt. \tag{3.6}$$

Par ailleurs la densité spectrale d'énergie radio E_i émise par la source peut être définie par :

$$E_i(f, \varphi_i, \theta_i) = D(f, \varphi_i, \theta_i) E_{max}(f), \tag{3.7}$$

où $D(f, \varphi_i, \theta_i)$ est le diagramme d'émission de la source à la fréquence f normalisée à 1 dans la direction du maximum d'émission, et $E_{max}(f)$ est la densité spectrale d'énergie radio intrinsèque dans la direction du maximum d'émission à la fréquence f.

On remarquera que les valeurs prises par $E_{max}(f)$ peuvent fortement varier d'un sursaut à l'autre, l'équation (3.7) montre alors bien la difficulté à extraire le diagramme d'émission à partir de mesures réalisées depuis un seul point d'observation. Afin de déterminer le diagramme $D(f, \varphi_i, \theta_i)$, il faut donc pouvoir éliminer le terme $E_{max}(f)$, ce que nous permet l'observation stéréoscopique d'un même sursaut. Pour cela on va considérer les rapports d'énergie mesurés entre Ulysse et Wind pour un même sursaut à la fréquence f tels que :

$$\begin{aligned} R_W(f) &= \frac{E_W(f, \varphi_W, \theta_W)}{E_U(f, \varphi_U, \theta_U)} = \frac{E_{max}(f) D(f, \varphi_W, \theta_W)}{E_{max}(f) D(f, \varphi_U, \theta_U)} \\ &= \frac{D(f, \varphi_W, \theta_W)}{D(f, \varphi_U, \theta_U)}, \end{aligned} \tag{3.8}$$

$$\begin{aligned} R_U(f) &= \frac{1}{R_W(f)} = \frac{E_U(f, \varphi_U, \theta_U)}{E_W(f, \varphi_W, \theta_W)} = \frac{E_{max}(f) D(f, \varphi_U, \theta_U)}{E_{max}(f) D(f, \varphi_W, \theta_W)} \\ &= \frac{D(f, \varphi_U, \theta_U)}{D(f, \varphi_W, \theta_W)}, \end{aligned} \tag{3.9}$$

Les deux rapports R_W et R_U ainsi définis permettent de se soustraire de l'énergie $E_{max}(f)$, et ne dépendent plus que du rapport du même diagramme vu par les deux sondes depuis leur direction respective (φ_W, θ_W) et (φ_U, θ_U).

3.3 Résultats

3.3.1 Rapport d'énergies en fonction de la direction d'observation

Avant de déterminer le diagramme, on s'intéresse aux variations des rapports d'énergies mesurés $R = R_i$ en fonction des directions d'observations (φ, θ) (on omettra la variable f par la suite par mesure de simplicité). Les figures (3.3(a)) et (3.3(b)) représentent les données R_W (cercles) et R_U (triangles) en fonction de la longitude φ et de la latitude θ pour l'ensemble des fréquences sélectionnées entre 940 et 80 kHz sur la période $1995 - 2005$. Plus particulièrement, la figure (3.3(a)) donne la mesure de R_W en fonction de φ_W, et la mesure de R_U en fonction de φ_U (échelle logarithmique). Afin de faire également apparaître la dépendance en latitude, un gradient de couleur donne la valeur absolue de la latitude correspondante θ_W et θ_U pour chacun des rapports R_W et R_U. De la même façon, la figure (3.3(b)) indique les rapports R_W en fonction de θ_W et R_U en fonction de θ_U (échelle logarithmique), avec un gradient de couleur correspondant respectivement aux valeurs absolues de φ_W et φ_U. La dépendance en longitude et en latitude de chaque rapport est de cette manière distinguable. Enfin, afin de mieux visualiser l'évolution générale des deux courbes, les points noirs pleins indiquent les valeurs moyennes des rapports sur des segments de 20° de largeur.

La figure (3.3(a)) indique une dépendance importante des rapports d'énergies R avec la longitude φ. La courbe moyenne présente un maximum aux alentours de $\varphi \sim -30^\circ$ puis décroît d'un facteur 25 vers les grandes longitudes. De plus la répartition en latitude correspondante est uniformément distribuée sur toute la gamme de longitude (indiquée par la distribution homogène de couleur), dès lors on peut considérer que les variations de R avec φ d'une part, et de R avec θ d'autre part, sont indépendantes.

Comme on peut le constater sur la figure (3.3(b)), les rapports d'énergies présentent une légère variation en moyenne avec la latitude θ ; ne dépassant guère un facteur 2 dans la gamme de latitude $[-50^\circ, +50^\circ]$, et atteignant péniblement un facteur 6 sur l'ensemble des latitudes disponibles. De plus, si l'on regarde la répartition des longitudes correspondantes, en particuliers pour les grandes latitudes, on constate généralement que les rapports les plus faibles coïncident avec un angle important en longitude (représenté sur la figure par des couleurs sombres bleues-violettes). Dès lors les variations en latitude observées sont probablement dues en grande partie aux variations plus conséquentes observées en longitude.

3.3.2 Diagramme d'émission en fonction de la longitude

Aux vues des conclusions préliminaires obtenues à l'aide des figures (3.3(a)) et (3.3(b)), on considère dans un premier temps que le diagramme $D(\varphi, \theta)$ est isotrope

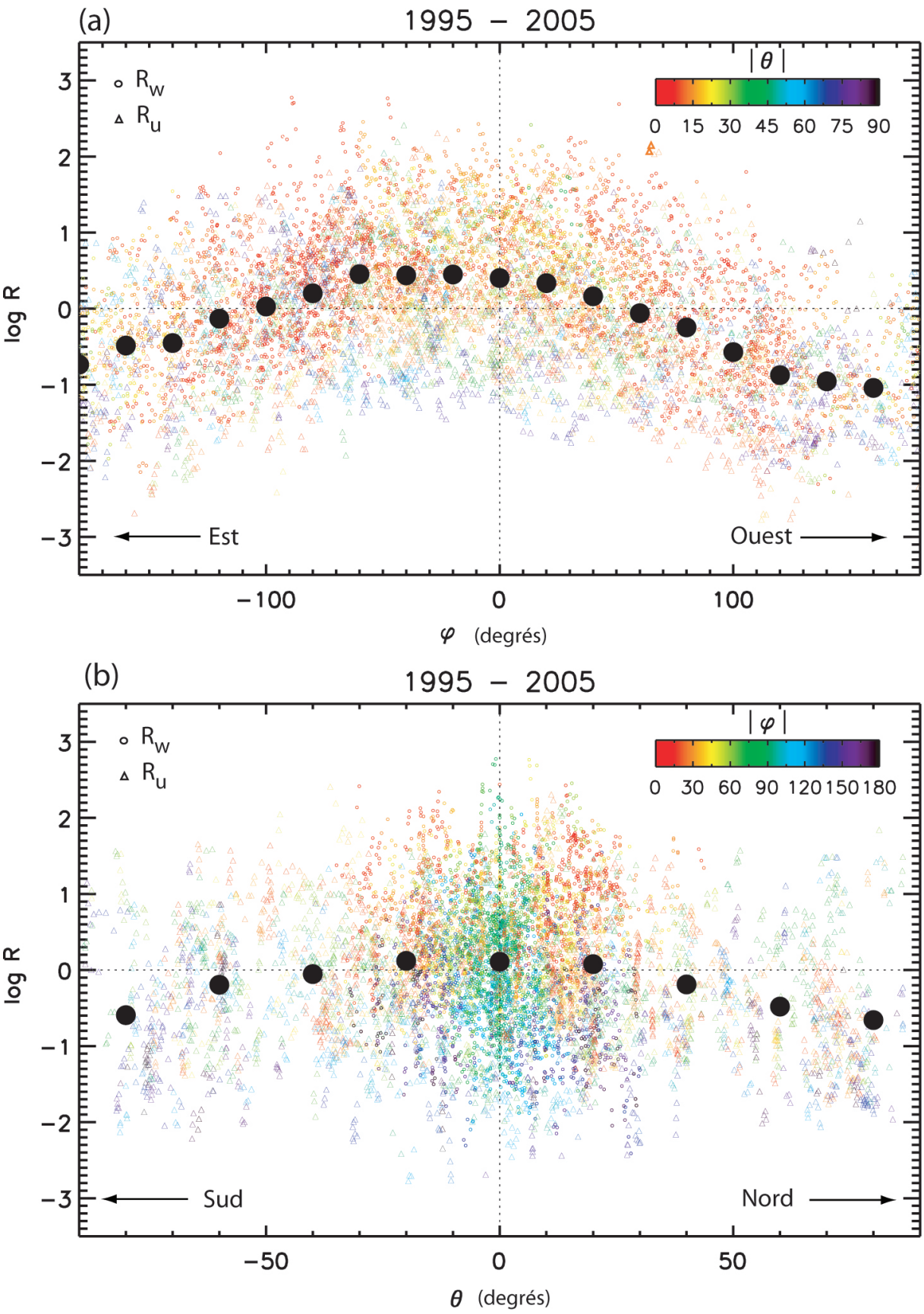


FIGURE 3.3 – *Rapport d'énergies en fonction de la direction d'observation. Les figures (3.3(a)) et (3.3(b)) représentent les données R_W (cercles) et R_U (triangles) en fonction de la longitude φ et de la latitude θ pour l'ensemble des fréquences sélectionnées entre* 940 *et* 80 *kHz sur la période* 1995 – 2005.

avec la latitude θ, et ne dépend donc que de la seule longitude φ. Ceci va nous permettre de simplifier le problème.
Les rapports R_W et R_U ne nous permettent pas de déterminer directement le diagramme d'émission. On peut toutefois en estimer la forme moyenne à partir d'un ajustement des données du rapport d'énergies R par une fonction $\Re$ construite à partir d'un modèle empirique D du diagramme d'émission. Pour ce faire, il faut donc en premier lieu se donner une fonction empirique $D(\varphi)$ de la forme du diagramme. Cette fonction n'est *a priori* pas connue (et pour cause puisque c'est justement elle que l'on veut déterminer) toutefois comme nous l'avons vu dans la section (2.2.2) les effets de propagation modifient fortement le diagramme primaire et lissent sa forme structurée. La forme du diagramme résultant doit donc posséder une forme plus simple. La figure (3.3(a)) semble le confirmer : un diagramme fortement structuré donnerait une distribution en rapport d'énergie avec la longitude beaucoup plus perturbée [4]
Nous avons finalement choisi une fonction proche de celle employée par Hoang et al. (1997), et définie par [5] :

$$D(\varphi) = 10^{a[\cos(\varphi-\varphi_0)-1]}, \tag{3.10}$$

Cette fonction normalisée à 1 ne dépend que de la variable φ et de deux paramètres a et φ_0 correspondant respectivement à l'amplitude et au décalage du maximum par rapport à l'origine de la fonction cosinus. L'amplitude a est directement reliée à la largeur angulaire du diagramme $\Delta\varphi_n$ mesurée à la fraction $1/n$ du maximum [6], et définie par :

$$\frac{1}{n} = 10^{a[\cos(\Delta\varphi_n/2)-1]}, \tag{3.11}$$

ou de manière équivalente,

$$\Delta\varphi_n = 2\arccos(1 - Log_{10}n/a). \tag{3.12}$$

Le paramètre φ_0 donne, quant à lui, le décalage de l'axe du diagramme (c.-à-d. le maximum d'émission) par rapport à la direction du champ magnétique local $\varphi = 0$. Ce paramètre va ainsi permettre de vérifier si cette axe subit effectivement une déviation vers l'est ou non.

Une fois la fonction D choisie, on construit la fonction $\Re$ telle que :

$$\Re = \frac{D(\varphi_i)}{D(\varphi_j)}, \tag{3.13}$$

4. Afin de vérifier cet argument, nous avons reproduit les variations de la fonction $\Re$ avec la longitude pour différentes fonctions D plus ou moins complexes.

5. C'est en effet cette fonction qui a donné, *a posteriori*, le meilleur ajustement parmi une sélection de plusieurs fonctions. En particulier, nous n'avons pas obtenu d'ajustement correcte avec une fonction présentant deux maxima.

6. En particulier, $n = 2$ correspond à la largeur à mi-maximum du diagramme, ou ouverture angulaire du diagramme.

où $\Re$ ne dépend que des variables φ_i et φ_j $(i \neq j)$ et des deux paramètres a et φ_0.

Nous pouvons à présent ajuster les paramètres a et φ_0 de la fonction $\Re$ avec les mesures de R_W et R_U, respectivement fonctions des variables (φ_W, φ_U) et (φ_U, φ_W). Cette ajustement a été réalisé par la méthode des moindres carrés non-linéaire de Levenberg-Marquardt (Press et al. 1992). Les résultats de cette ajustement sont présentés sur la figure (3.4) pour cinq groupes de 2 fréquences :(a) 940-740, (b) 540-388, (c) 272-196, (d) 148-124, et (e) 104-80 kHz. Le diagramme $D(\varphi)$ (équation (3.10)) ainsi obtenu est tracé en trait continu noire (échelle logarithmique) et l'expression correspondante est par ailleurs indiquée dans le coin supérieur droit avec les valeurs ajustées des paramètres a et φ_0. Bien que nous n'ayons pas de mesure directe du diagramme, on peut toutefois comparer la courbe ajustée de $D(\varphi)$ tracée, avec une estimation du diagramme réel. Pour cela on corrige les mesures des rapports d'énergie à l'aide de cette même fonction $D(\varphi)$ de telle manière que : $D_W(\varphi_W) = R_W \times D(\varphi_U)$ et $D_U(\varphi_U) = R_U \times D(\varphi_W)$. Les points ainsi construits sont également représentés sur la figure (3.4), en moyennant sur 20°, par les cercles noirs affectés des incertitudes statistiques.
Les différents graphes représentés sur la figure (3.4) indiquent une évolution claire des paramètres a et φ_0 avec la fréquence. Alors que l'amplitude a diminue d'un facteur ~ 2 lorsque la fréquence diminue, le décalage φ_0 prend dans le même temps des valeurs de plus en plus négatives traduisant un décalage vers l'est de l'axe du diagramme. Ces résultats sont résumés dans le tableau (3.1).

TABLE 3.1 – *Caractéristiques du diagramme d'émission.*

Fréquences (kHz)	Points de mesure	φ_0 (deg)	a	$\Delta\varphi_2$ (deg)	$\Delta\varphi_{10}$ (deg)
940 - 740	2020	-23 ± 1	0.92 ± 0.08	96 ± 2	190 ± 4
540 - 388	1900	-27 ± 1	0.87 ± 0.09	98 ± 2	196 ± 4
272 - 196	822	-29 ± 2	0.78 ± 0.11	104 ± 4	212 ± 8
148 - 124	344	-35 ± 5	0.77 ± 0.13	106 ± 4	216 ± 14
104 - 80	212	-55 ± 6	0.50 ± 0.20	124 ± 12	352 ± 16

3.3.3 Diagramme d'émission en fonction de la latitude

Nous allons à présent examiner la dépendance du diagramme avec la latitude, et vérifier l'hypothèse faite à la section précédente (c.-à-d. diagramme quasi-isotrope en latitude). Pour cela écrivons les expressions (3.8) et (3.9) des rapports d'énergies telles que :

$$R_W = \frac{D(\varphi_W)}{D(\varphi_U)} \frac{D(\theta_W)}{D(\theta_U)}, \tag{3.14}$$

$$R_U = \frac{D(\varphi_U)}{D(\varphi_W)} \frac{D(\theta_U)}{D(\theta_W)}, \tag{3.15}$$

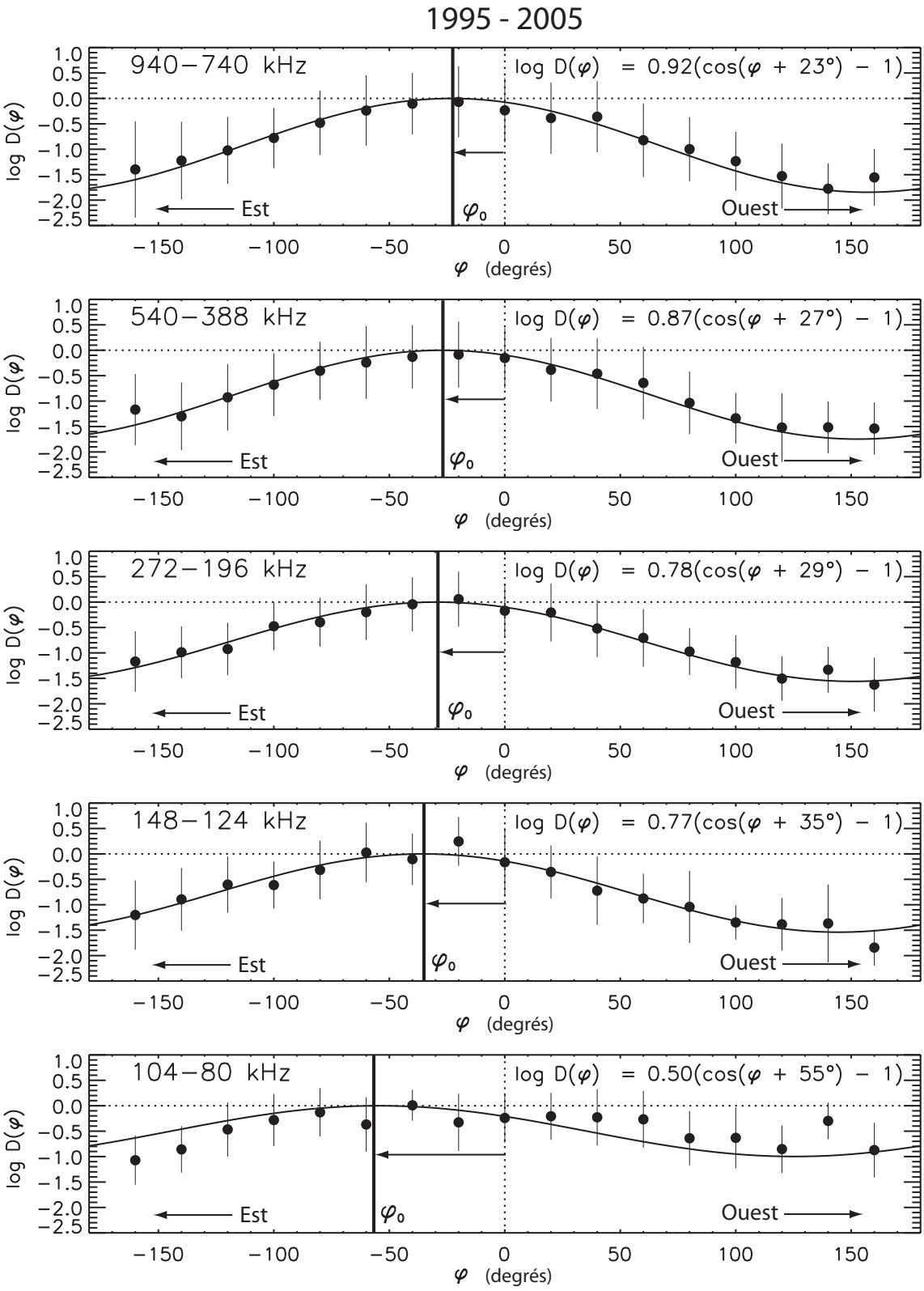


FIGURE 3.4 – *Diagramme d'émission des sursauts radio solaires de type III en fonction de la longitude φ dans le repère centré sur la source radio pour différentes fréquences. La courbe continue noire correspond à la fonction logarithme du diagramme $log(D)$; indiquée explicitement dans le coin supérieur droit du graphe, et définie par les paramètres a et φ_0 dont la valeur est obtenue par ajustement des données. Les données $D_W(\varphi_W)$ et $D_U(\varphi_U)$ moyennes (sur 20°) sont également représentées par les points noirs affectés de leur incertitude statistique. Lorsque la fréquence diminue, le décalage vers l'est de la direction du maximum d'émission φ_0 par rapport à la direction locale $\varphi = 0$ du champ magnétique augmente, et l'amplitude a du diagramme diminue.*

où le diagramme d'émission $D(\phi, \theta)$ se décompose en deux fonctions indépendantes $D(\theta)$ et $D(\varphi)$ définies par l'équation (3.10). Par ailleurs, on connaît maintenant les variations de $D(\varphi)$, dès lors les rapports d'énergies R_W et R_U peuvent être corrigés des effets du diagramme avec la longitude φ tels que :

$$R_W^\theta = R_W \frac{D(\varphi_U)}{D(\varphi_W)} = \frac{D(\theta_W)}{D(\theta_U)}, \tag{3.16}$$

$$R_U^\theta = \frac{1}{R_W^\theta} = \frac{D(\theta_U)}{D(\theta_W)}, \tag{3.17}$$

où les nouveaux rapports d'énergies R_W^θ et R_U^θ ne dépendent plus que de la latitude θ. On va alors procéder de la même manière que pour la détermination du diagramme en longitude. On construit une fonction empirique du rapport d'énergies telle que :

$$\Re^\theta = \frac{D(\theta_i)}{D(\theta_j)}, \tag{3.18}$$

où la fonction $D(\theta)$ est définie par

$$D(\theta) = 10^{b[\cos(\theta - \theta_0) - 1]}, \tag{3.19}$$

où b et θ_0 sont respectivement l'amplitude et la latitude au maximum (normalisée à 1) du cosinus.

On ajuste ensuite la fonction $\Re^\theta$ avec les mesures de R_W^θ et R_U^θ respectivement fonctions des variables (θ_W, θ_U) et (θ_U, θ_W). Les résultats de cette ajustement sont présentés sur la figure (3.5) pour cinq groupes de 2 fréquences :(a) 940-740, (b) 540-388, (c) 272-196, (d) 148-124, et (e) 104-80 kHz. Le diagramme $D(\theta)$ (équation (3.19)) ainsi obtenu est tracé en trait continu noir (échelle logarithmique) et l'expression correspondante est par ailleurs indiquée dans le coin supérieur droit avec les valeurs ajustées des paramètres b et θ_0. Comme pour la longitude, bien que nous n'ayons pas de mesure directe du diagramme, on peut comparer la courbe empirique de $D(\theta)$ tracée avec une estimation du diagramme réel. Pour cela on corrige de la même manière les mesures des rapports d'énergie à l'aide de cette même fonction $D(\theta)$ de telle façon que : $D_W(\theta_W) = R_W^\theta \times D(\theta_U)$ and $D_U(\theta_U) = R_U^\theta \times D(\theta_W)$. Les points ainsi construits sont également représentés sur la figure 3.5, en moyennant sur 20°, par les cercles noirs affectés des incertitudes statistiques.
Le diagramme ne présente pas de décalage significatif de la direction θ_0 de son axe avec la latitude comme c'est la cas pour la longitude. De plus l'amplitude b est bien plus faible et décroît rapidement vers les basses fréquences.

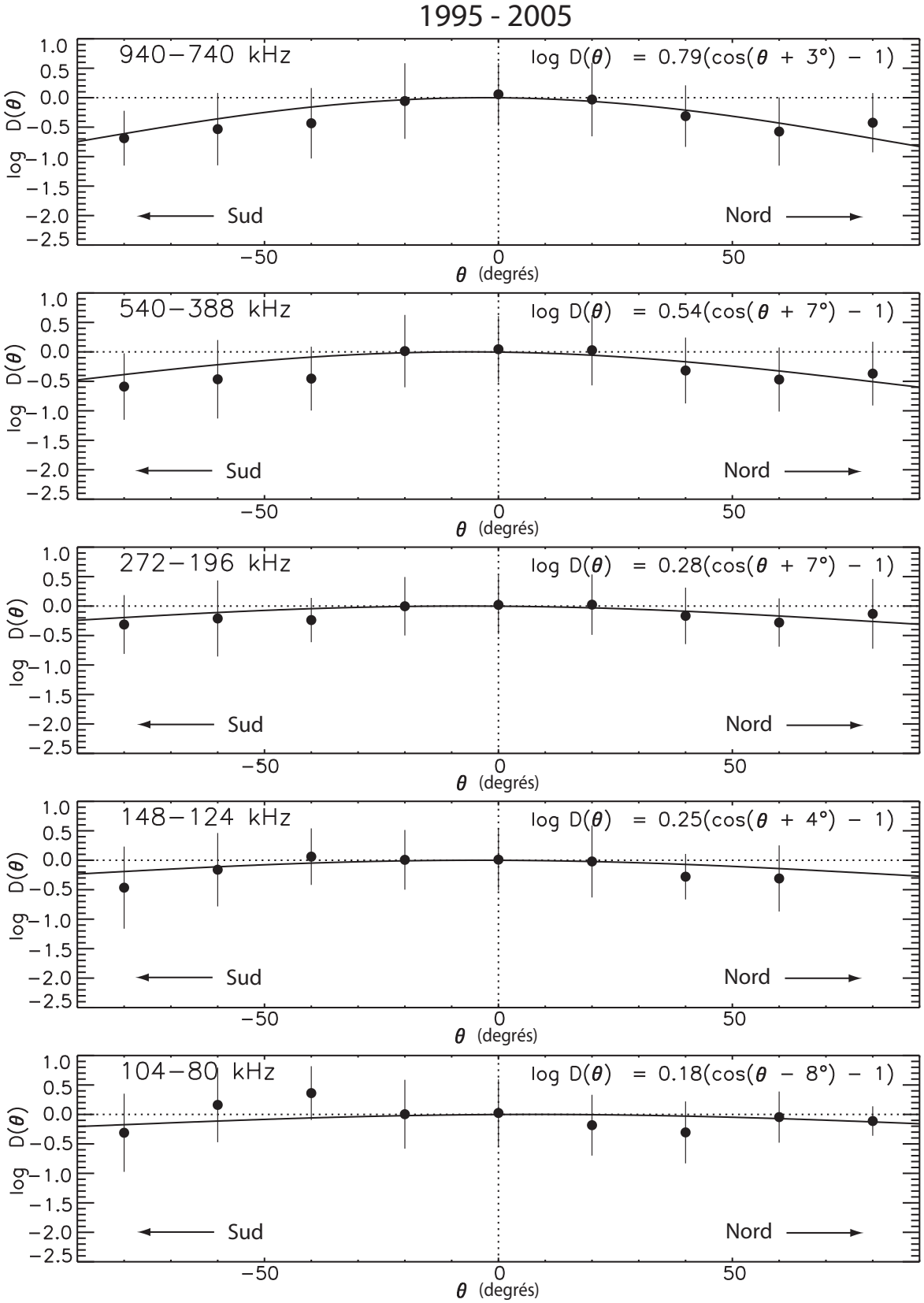


FIGURE 3.5 – *Diagramme d'émission des sursauts radio solaires de type III en fonction de la latitude θ dans le repère centré sur la source radio pour différentes fréquences. La courbe continue noire correspond à la fonction logarithme du diagramme $log(D)$; indiquée explicitement dans le coin supérieur droit du graphe, et définie par les paramètres b et θ_0 dont la valeur est obtenue par ajustement des données. Les données $D_W(\theta_W)$ et $D_U(\theta_U)$ moyennes (sur 20°) sont également représentées par les points noirs affectés de leur incertitude statistique. Le diagramme ne présente pas de déviation significative de son axe avec la latitude ($\theta_0 \sim 0$) qui reste donc le plan longitudinal. De plus l'amplitude b reste faible (comparée à l'amplitude a du diagramme en longitude, supérieures d'un ordre de grandeur pour les plus hautes fréquences) et tend rapidement vers un diagramme isotrope vers les basses fréquences.*

3.4 Discussion

Nous allons maintenant formuler quelques remarques et discuter les résultats obtenus.

3.4.1 Effets de propagation

Comme on l'a vu au chapitre précédent, les effets de propagation jouent un rôle important sur la directivité des sursauts de type III. Si la réfraction par le gradient de densité local tend à focaliser le rayonnement radio, la diffusion par les fluctuations de densité dans le vent solaire tend bien au contraire à élargir le cône de visibilité du diagramme (Steinberg et al. 1971). Dans un étude récente, Thejappa et al. (2007) ont estimé la directivité des types III à partir de simulations numériques Monte-Carlo de tracé de rayons dans le milieu interplanétaire (la source est supposée ponctuelle, isotrope, et placée à $f_p = 120\,kHz$). Les résultats obtenus montrent que la visibilité des sursauts augmente de manière conséquente avec les fluctuations de densité. En particulier, le cône de réfraction limite est en grande partie détruit, ce que nos observations semblent confirmer. De plus, les simulations numériques indiquent également que l'observation de sursauts à grands angles ($> 90°$) ne peut être compatible qu'avec un diagramme primaire ayant une ouverture importante. Nos mesures du diagramme indiquent que les sursauts sont visibles sur près de 4π (avec des écarts de près de 2 ordres de grandeur tout de même à hautes fréquences). Ceci est en bon accord avec un diagramme primaire très ouvert. On notera cependant que les simulations numériques ne permettent pas d'expliquer à l'heure actuelle l'intensité des sursauts observés à $180°$ de l'axe du diagramme.
Enfin les pertes d'énergie dues à l'amortissement des ondes radio par collision avec les électrons du plasma ambiant peuvent êtres considérées comme négligeables. Dès lors, il devient possible d'estimer l'énergie radio intrinsèque émise par la source. Nous reviendrons dans le chapitre 4 sur ce point.

3.4.2 Variation avec le cycle solaire

La sélection des sursauts de type III couvre une grande partie du cycle solaire 23 entre 1995 et 2005. Période passant d'un minimum d'activité vers 1996 à un maximum vers 2001. On a ainsi pu vérifier que la directivité des sursauts de type III ne présentait pas de variations importantes en fonction du cycle solaire. Pour cela nous avons réalisé la même analyse des propriétés du diagramme en longitude et en latitude sur deux sous-échantillons de sursauts observés autour du maximum et du minimum d'activité (soit entre 1998 et 2002 d'une part, et entre 1995 et 1997 et 2003 et 2005 d'autre part.) Les résultats obtenus n'indiquent aucune variation significative du diagramme d'émission entre les deux phases du cycle.

3.4.3 Décalage vers l'est du diagramme d'émission

Interprétation

Les diagrammes en longitude tracés sur la figure (3.4) indiquent clairement un décalage vers l'est de l'axe du diagramme par rapport à la direction du champ magnétique local. D'après les résultats obtenus, l'axe du diagramme moyen est dévié de $\sim 23^\circ$ à $\sim 800\,kHz$. Cette fréquence correspond à une altitude de l'ordre de $\sim 10\,R_\odot$. Altitude à laquelle le champ magnétique local n'est dévié par corotation que de $\alpha \sim 2^\circ$ par rapport à la radiale. Ce résultat est en contradiction avec les observations à basses fréquences présentant un diagramme centré dans le direction du champ magnétique local. Pour faire coïncider la valeur de φ_0 avec α, il faudrait en effet que l'altitude de la source soit $\sim$ 13 fois plus élevée. Facteur peu probable même en tenant compte d'un écart possible entre altitude observée et altitude réelle d'émission (comme on l'a vu à la section 3.2.1). En conséquence, ces nouveaux résultats apportent des nouvelles preuves à l'interprétation proposée par Poquérusse et al. (1996) et Hoang et al. (1997), et illustrée par la figure (3.6). Les faisceaux d'électrons produisant les types III voyagent dans la couronne le long de lignes de champ magnétique ouvertes à travers des structures de champ fermé dans l'environnement des régions actives. Le long des ces tubes de flux magnétique ouverts, le vent solaire peut s'échapper plus rapidement que dans les régions environnantes, tels des "mini-trous coronaux". A plus haute altitude, lorsque les lignes de champ ouvertes s'écartent de quelques degrés de la radiale, le vent solaire plus rapide dans lequel se propagent les électrons des types III, rattrape le vent solaire ambiant en aval en produisant une région de compression. Région qui est à l'origine de la formation d'un gradient de densité transverse $\bigtriangledown n_e$ dirigé vers l'ouest par rapport à la direction du champ magnétique local. La formation de ce gradient de densité engendre alors un gradient d'indice de réfraction $\bigtriangledown \mu = - \bigtriangledown n_e$ orienté dans le sens opposé transverse, déviant ainsi la trajectoire du rayonnement radio des sources de type III vers l'est.

De telles régions doivent présenter de ce fait de fortes similitudes avec les régions d'interactions en corotation (CIRs) observées dans le vent solaire, et résultant de l'interaction à grande échelle entre vent solaire lent et rapide (Schwenn et Marsch 1990, Lacombe et al. 2000). En particulier, plusieurs études ont montré que dans le cas des CIRs, la compression du plasma à l'interface entre les deux régimes de vent solaire augmente avec la distance au Soleil (Hundhausen 1973, Pizzo 1994). En effet l'inclinaison de la spirale de Parker augmente plus rapidement avec la distance pour le vent lent en aval, que pour le vent rapide en amont. Ceci se traduit par une augmentation de la surdensité, et donc du gradient d'indice avec la distance. Dans le cas des mini-trous coronaux associés aux types III, ceci pourrait donc expliquer pourquoi la déviation de l'axe du diagramme augmente avec la distance. De plus des observations de CIRs réalisées à partir des sondes Helios ont montré que ces structures étaient déjà formées à des distances de l'ordre de $\sim 0.29\,UA$ du soleil (Balogh et al. 1999), et n'évoluaient significativement qu'à partir de $\sim 0.5\,UA$ lorsque l'inclinaison de la spirale de Parker devenait suffisante. Il n'est donc pas exclu que dans la région d'émission des types III, le gradient de densité, et donc la déviation, apparaissent à basse altitude comme observé.

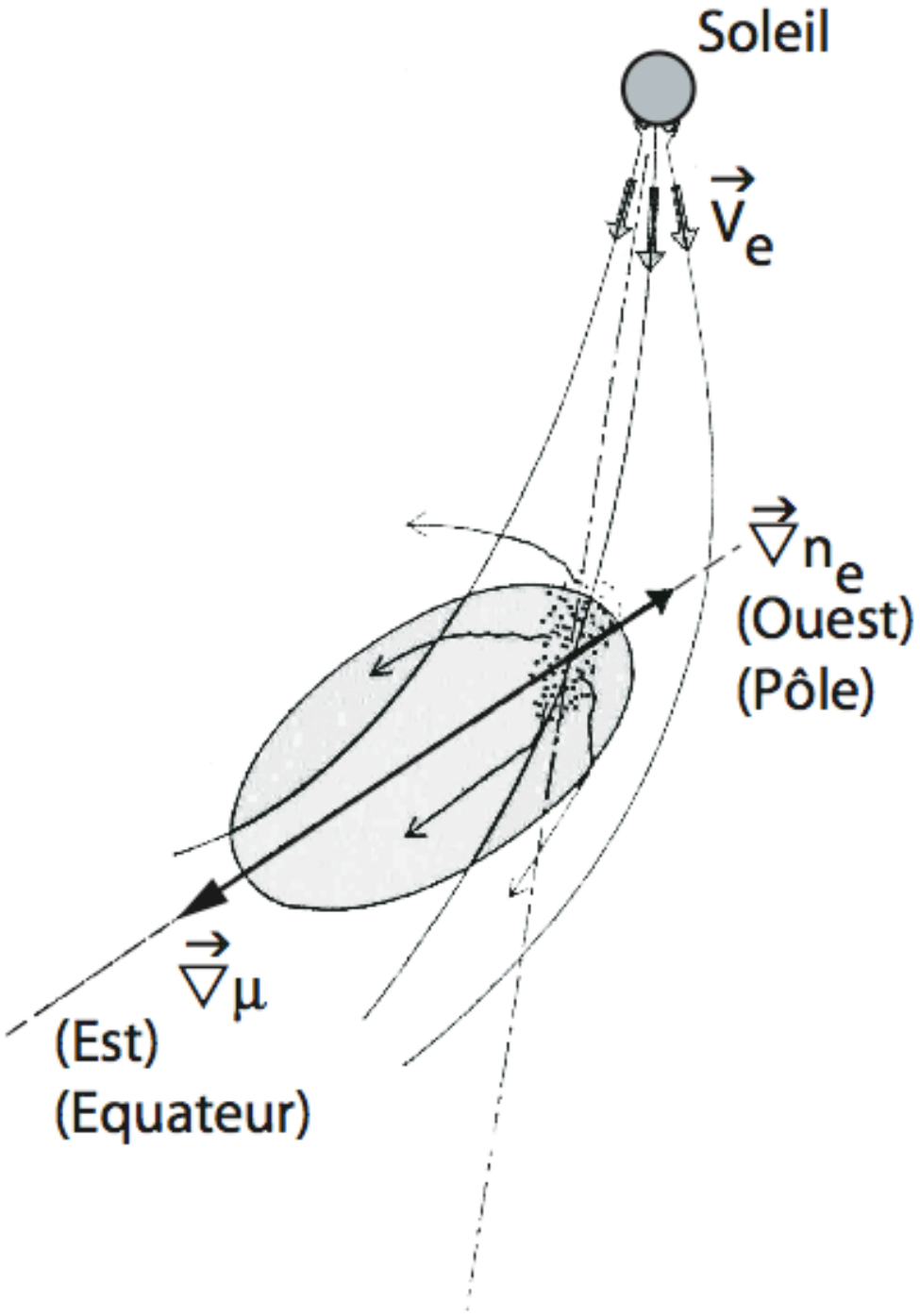


FIGURE 3.6 – *Gradient de densité au voisinage de la source radio. La présence d'une région surdense engendrée par l'interaction de deux zones de vents de vitesses légèrement différentes en corotation au voisinage de la source radio des types III, provoque une déviation vers l'est de l'axe principale du diagramme dans la direction du gradient d'indice, opposée à celle du gradient de densité, et transverse à la direction du champ magnétique local.*

Existence des régions surdenses

Nous avons cherché à savoir si des recherches antérieurs mentionnaient la présence de telles régions. Plusieurs études font effectivement état de l'existence de canaux de propagation permettant aux particules énergétiques de se propager à grande distance du soleil (Anderson et al. 1982, Buttighoffer et al. 1995). En particulier, Buttighoffer et al. (1995) ont reporté l'observation d'une de ces structures dans le vent solaire en bonne corrélation avec un sursaut de type III. Leurs mesures indiquent que le temps d'observation des ondes de Langmuir associées au sursaut coïncide avec un plateau en densité, vitesse, et champ magnétique très stable dans le vent solaire. Ce plateau correspond toutefois ici à une diminution d'un facteur ~ 2 de la densité et de la vitesse tangentielle (au champ magnétique) des protons dans le vent solaire. Et la structure atteint près de $\sim 8^\circ$ en longitude. Il est donc fort probable que les deux types de structures ne soient pas associés.

A partir d'un premier échantillon de douze sursauts de type III observés par Wind, nous avons tenté d'identifier la présence des régions surdenses au voisinage des sources radio des types III. Pour ce faire, les douze événements sélectionnés présentent la particularité d'êtres associés avec des ondes de Langmuir visibles sur les données radio de la sonde. Dans ces cas très particuliers, la trajectoire des types III intercepte donc la sonde, et permet d'étudier les propriétés du plasma lors du passage de la source radio. Nous avons ainsi pu vérifier les mesures de densité, de vitesse, et de vitesse thermique des protons du vent solaire réalisées par l'instrument SWE dans les heures précédant et suivant l'observation de chaque sursaut. Ces mesures sont représentées sur la figure (3.7) pour deux de ces sursauts. Le temps t_L d'observation des ondes de Langmuir est représenté par la ligne pointillée rouge au centre de chaque graphique. Les structures du vent solaire se déplacent d'est en ouest par rapport à la sonde du fait de la rotation du Soleil. Dès lors les régions situées à l'ouest de la sonde au temps t_L, correspondent sur la figure aux abscisses $t < t_L$. Et les régions à l'est (qui ne sont pas encore traversées par la sonde) aux abscisses $t > t_L$. Ainsi à l'ouest de la sonde, on peut identifier pour chaque événement une région surdense précédant la source de type III. Ces dernières sont indiquées par les flèches bleues sur les figures (3.7a) et (3.7e). Cette surdensité s'étend sur environ $\Delta t/\omega_\odot \approx 2^\circ$ de longitude, et vaut ~ 2 fois la densité locale. Comme le montrent les figures (3.7b) et (3.7f), les temps d'apparition de ces surdensités (indiqués par les trait verticaux bleus) coïncident dans les deux cas avec une faible mais rapide augmentation de la vitesse des protons dans le vent solaire. Celle-ci s'élève d'environ $\sim 50 km.s^{-1}$ pour former un "plateau" autour de la région d'émission des sursauts. La vitesse thermique, connue pour augmenter localement dans les CIRs, ne présente pas ici de variations corrélées significatives (figures (3.7c) et (3.7g)).

Sur les douze sursauts sélectionnés, six présentent de telles structures. Cependant l'association de ces structures avec les mini-trous coronaux reste délicate compte-tenu des fluctuations importantes du vent solaire aux échelles étudiées. L'ensemble des surdensités observées possède malgré tout des caractéristiques proches (à savoir une augmentation d'un facteur ~ 1 de la densité locale sur $\sim 2^\circ$ juste à l'ouest de la source radio) qui sont susceptibles de fournir un premier ordre de grandeur de la

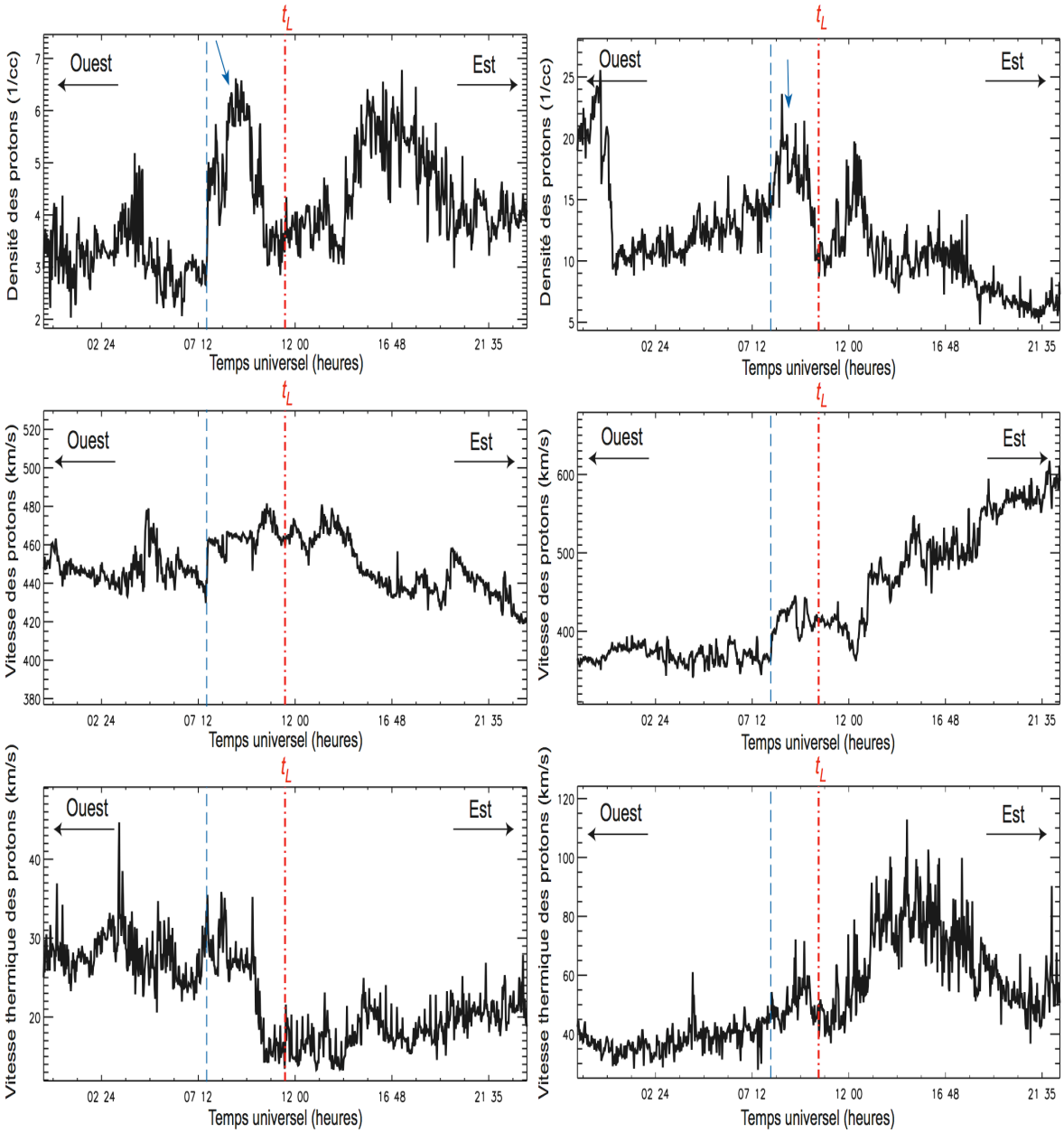


FIGURE 3.7 – *Mesures du vent solaire au voisinage de la source radio. Le temps t_L d'observation des ondes de Langmuir est représenté par la ligne pointillée rouge au centre de chaque graphique. Les structures du vent solaire se déplacent d'est en ouest par rapport à la sonde du fait de la rotation du Soleil. Dès lors les régions situées à l'ouest de la sonde au temps t_L, correspondent sur la figure à la zone où $t < t_L$. Et les régions à l'est (qui ne sont pas encore traversées par la sonde) à la zone où $t > t_L$.*

taille de ces régions.

3.4.4 Variation en latitude

Le diagramme en latitude (figure (3.5)) présente une amplitude beaucoup plus faible que le diagramme en longitude, amplitude qui décroît fortement avec la fréquence à cause des effets de diffusion. Le diagramme devient ainsi quasiment isotrope pour $f \lesssim 300\,kHz$. Une légère anisotropie semble toutefois apparaître aux hautes fréquences proches de $f \sim 1\,MHz$; l'émission au maximum perdant environ un sixième de sa valeur vers les grandes latitudes. Ce résultat est en bon accord avec les observations de Reiner et al. (1995) et Hoang et al. (1997). Malgré tout il apparaît en contradiction avec les mesures de densité de plasma effectuées à hautes latitudes dans l'héliosphère (Issautier et al. 1997). En effet, les observations indiquent une répartition anisotrope en latitude du plasma interplanétaire qui se concentre préférentiellement autour du plan équatorial solaire. La composante latitudinale du gradient de densité d'une telle distribution se trouve donc orientée vers le plan équatorial solaire, et devrait de ce fait orienter le rayonnement radio dans le sens opposé ; soit vers les hautes latitudes. De même que pour les effets observés en longitude, l'existence d'une composante latitudinale du gradient de densité local $\bigtriangledown n_e$ orientée vers les pôles pourrait expliquer le comportement observé.

3.4.5 Mode d'émission

Effets visibles

Les observations stéréoscopiques semblent suggérer que les deux composantes d'émission F et H peuvent être présentes à basse fréquence. La composante H possède un cône d'émission beaucoup plus large lui permettant d'être visible sur une gamme d'angles plus importante (voir section 2.1.5). En conséquence, le diagramme mesuré à chaque fréquence d'observation doit constituer un mélange des diagrammes respectifs des modes F et H : proche de l'axe du diagramme, les deux modes sont présents et le mode F, plus directif, contribue à augmenter l'amplitude du diagramme. Loin de l'axe, seul le mode H est présent et contribue donc à élargir l'ouverture angulaire du diagramme. Afin de vérifier cet effet nous avons restreint l'analyse du diagramme aux directions situées près de l'axe du diagramme φ_0 (soit pour $-80^\circ \leq \varphi \leq 60^\circ$). On a ainsi pu constater que le diagramme obtenu était plus étroit, avec un paramètre a plus grand, et donc une largeur à mi-maximum $\Delta\varphi_2$ plus petite, caractéristique de l'émission F.
Par ailleurs, d'après Dulk et al. (1984), la phase montante du profil d'intensité des sursauts à basse fréquence correspond plutôt à l'émission F, suivie de l'émission H qui correspond à la phase descendante. Nous avons donc cherché à identifier de possibles effets sur la directivité des sursauts permettant d'identifier cette propriété. Pour ce faire, nous avons réalisé la même étude en intégrant uniquement la densité de flux sur la phase montante (c-à-d. entre t_{debut} et t_{max}), puis en ne conservant que les événements observés sous un angle φ inférieur à $75.^\circ$ où le mode F est susceptible d'être

observé. Nous avons ensuite fait de même avec la phase décroissante (c-à-d. intégration entre t_{max} et t_{fin}), mais en plaçant l'origine du repère des sources à la position supposée de l'émission H (soit donc à $2r$ au lieu de r). Le premier échantillon (phase montante) n'a révélé aucune variation significative du décalage vers l'est, ni de l'ouverture angulaire du diagramme par rapport aux valeurs trouvées précédemment. Le second échantillon (phase descendante) présente par contre une variation plus importante des deux paramètres φ_0 et $\Delta\varphi_2$. φ_0 passe ainsi de $\sim -15°$ à $\sim 800\,kHz$, à $\sim -55°$ à $\sim 100\,kHz$. Et $\Delta\varphi_2$ passe de $\sim 95°$ à $\sim 800\,kHz$, à $\sim 150°$ à $\sim 100\,kHz$. L'émission harmonique étant moins soumise à l'effet de focalisation du à la réfraction, elle doit avoir un cône d'émission plus large, et être moins déviée vers l'est que l'émission fondamentale[7]. Cependant si l'on suppose que la surdensité augmente avec la distance, l'émission harmonique, qui est émise à $2r \approx 2/(f = 2f_p)$, doit également subir la déviation vers l'est. Le comportement observé peut donc être interprété par la présence du mode d'émission harmonique. Compte-tenu des incertitudes persistantes concernant l'identification du mode d'émission à basse fréquence, il nous paraît toutefois prématuré d'associer ces valeurs au diagramme harmonique.

Simulations numériques

Afin d'estimer qualitativement le comportement des émissions fondamentale et harmonique au voisinage de la région surdense, nous avons réalisé une première série de simulations numériques simples à 2 dimensions de tracé de rayons dans le milieu interplanétaire, supposé purement réfractant. Le code utilise une méthode de tracé de rayons décrite par Sharma et al. (1982). Il est par ailleurs très similaire à celui développé par Thejappa et al. (2007) pour étudier les effets de propagation dans le milieu interplanétaire. Toutefois, nous avons ici cherché à introduire une région surdense à l'ouest de la source d'émission radio supposée ponctuelle et isotrope. Si l'on peut supposer dans une premier temps que les mesures *in situ* (présentées à la section 3.4.3) fournissent les paramètres de cette région à $1\,UA$, on n'a en revanche aucune information sur la variation des propriétés de la surdensité avec la distance. Et seule la déviation vers l'est nous fournit *a posteriori* une contrainte sur l'évolution de cette région. On a donc dans un premier temps adapté les résultats obtenus par les simulations numériques des régions d'interaction en corotation (Hundhausen 1973, Pizzo 1994).

La densité $n_e(r, l)$ dans le milieu interplanétaire est ainsi définie par,

$$n_e(r, l) = n_e(r)(1 + \Delta n_e(r, l)/n_e(r)), \tag{3.20}$$

où r et l correspondent à la distance au soleil (en UA), et à la longitude (en radian) dans le système HEEC. $n_e(r)$ est la composante purement radiale de la densité dé-

7. Si l'on admet toutefois que la diagramme primaire de l'émission harmonique possède une ouverture suffisamment importante.

croissant en $\propto 1/r^2$. Le second terme dans la parenthèse correspond à la surdensité $\Delta n_e(r,l)/n_e(r)$ définie par,

$$\Delta n_e(r,l)/n_e(r) = C(r)e^{-\left(\frac{l-l_s(r)}{\sqrt{2}\Delta l_s}\right)^2}, \tag{3.21}$$

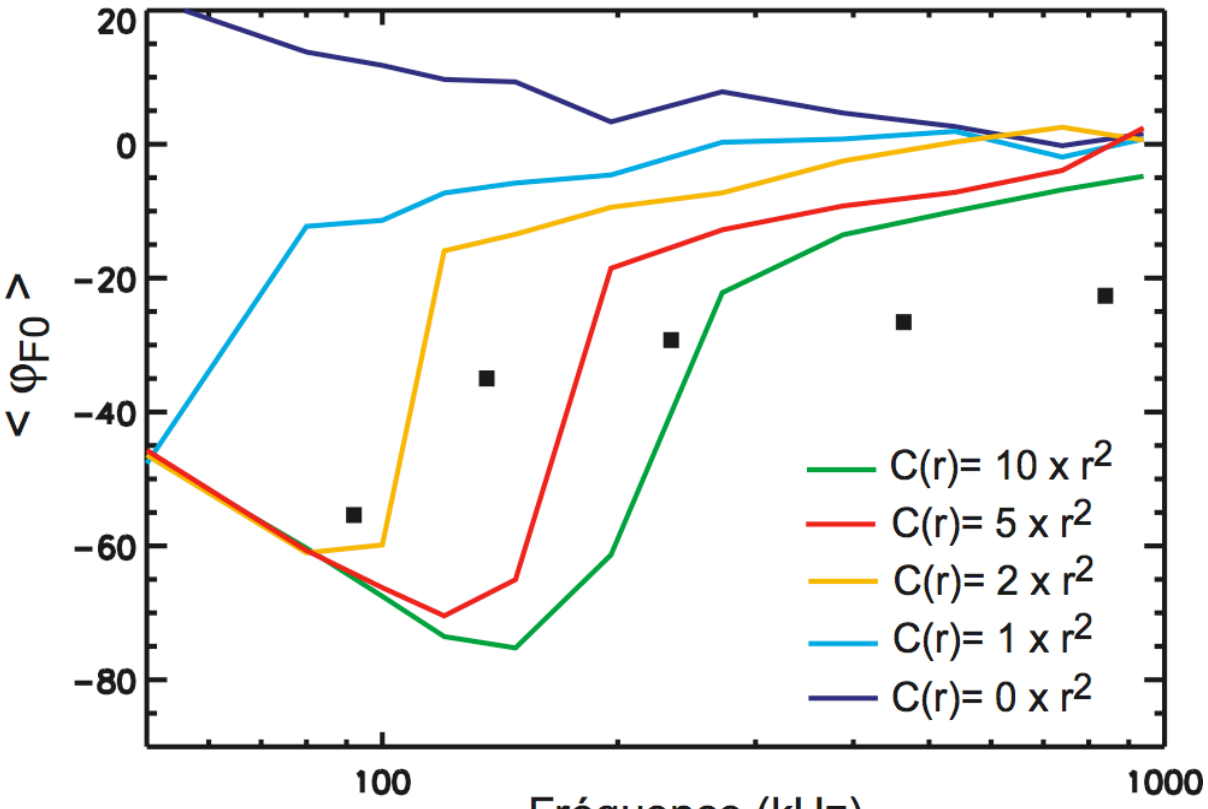
où $C(r)$ correspond au facteur de croissance de la surdensité qui décrit l'évolution de cette dernière avec la distance. La modélisation exacte de ce paramètre est complexe, car elle fait intervenir de nombreuses grandeurs physiques. Dans un premier temps, nous avons donc supposé que $C(r) = C_0 r^2$ en accord avec les résultats de plusieurs simulations numériques à trois dimensions des CIRs (Pizzo 1978; 1994). $l_s(r)$ et Δl_s correspondent à la longitude et la largeur à 1-sigma de la surdensité supposée gaussienne à r constante. La longitude de la surdensité suit la spirale de Parker définie par,

$$l_s(r) = l_{s0} + \omega_\odot / v_{sw}(R_\odot - r), \tag{3.22}$$

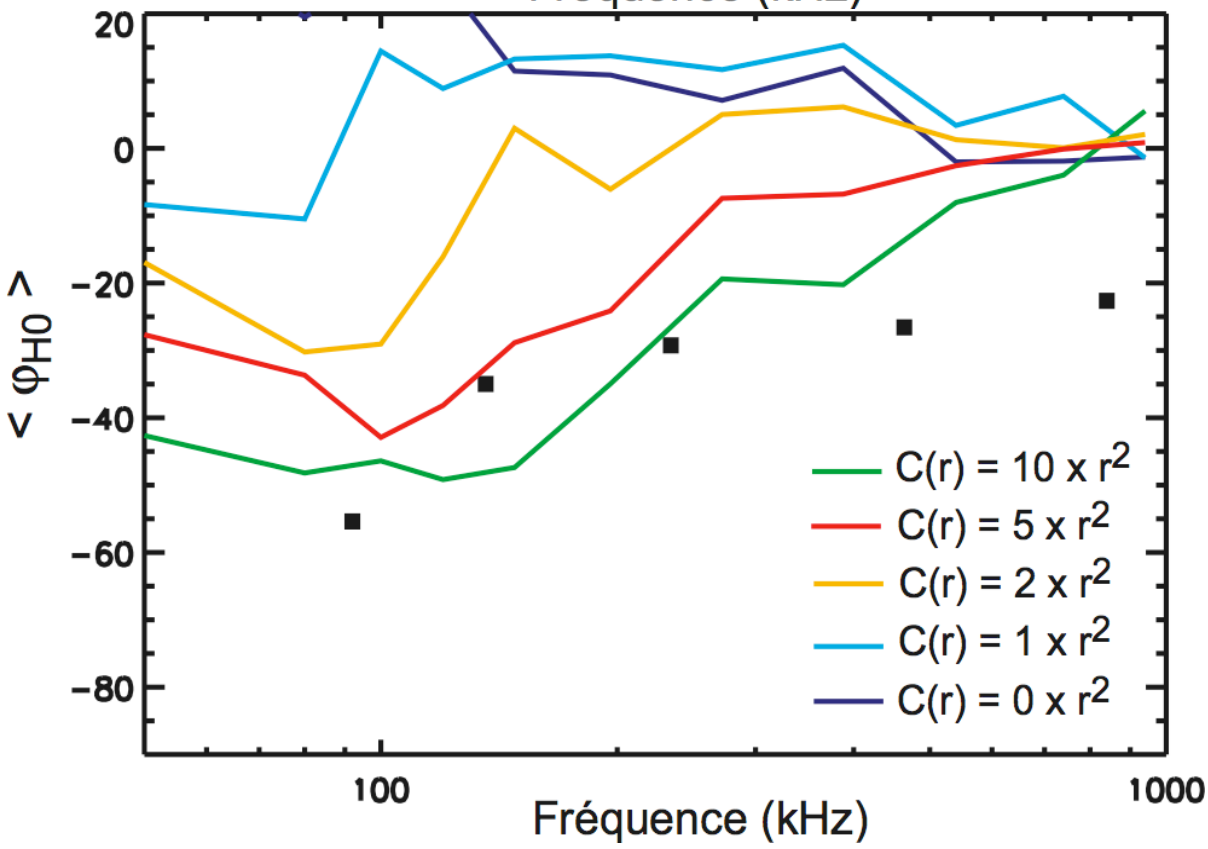
avec l_{s0} longitude de la spirale à $r = R_\odot$, $\omega_\odot$ période de rotation du soleil ($\omega_\odot \approx 13.3^\circ/jour$), et $v_{sw} \approx 450\,km.s^{-1}$. Par ailleurs nous avons pris $\Delta l_s \sim 1^\circ$; qui correspond à la valeur moyenne déduite des mesures *in situ* sur SWE (voir section 3.4.3). De la même façon, nous avons placé la surdensité à environ $\sim 2.5^\circ$ à l'ouest de la source d'émission (qui suit également une trajectoire spirale.) Nous avons ainsi réalisé plusieurs simulations en prenant $f = 1.05 f_p$ et $f = 2 f_p$ avec $f = [940, 740, 540, 388, 272, 196, 148, 124, 104, 80\,kHz]$.

La figure (3.8) présente les résultats obtenus pour l'angle φ_0 à partir de deux séries de simulations [8]. La figure (3.8a) montre plus spécifiquement l'angle moyen par rapport à la direction du champ magnétique local, du rayonnement émis à $f = 1.05 f_p$, tel qu'observé à $1\,UA$. Les différentes couleurs des courbes tracées se rapportent aux différentes valeurs de C_0 utilisées pour chaque simulation. Les carrés noirs indiquent les valeurs de φ_0 obtenues à partir des données Wind-Ulysse (voir tableau 3.1). En l'absence de surdensité ($C_0 = 0$; courbe bleue foncée) le rayonnement radio forme un cône d'émission orienté dans la direction opposée au gradient de densité (dirigé vers le soleil). Du fait de la forme spirale de la ligne de champ magnétique, le cône d'émission s'oriente donc de plus en plus vers l'ouest par rapport à la direction du champ magnétique local quand la distance augmente/la fréquence diminue. Lorsque la surdensité est présente et double la valeur de la densité à $1\,UA$ ($C_0 = 1$; courbe bleue turquoise), on observe bien une déviation vers l'est du cône d'émission. Celle-ci devient toutefois significative (c.-à-d. $\lesssim -10^\circ$) pour des fréquences $f \lesssim 100\,kHz$. Pour des valeurs de surdensité plus élevées ($C_0 = 2$; courbe orange ; $C_0 = 5$; courbe rouge ; $C_0 = 10$; courbe verte) la déviation apparaît à plus haute fréquence sans toutefois excéder les $\sim -10^\circ$ au dessus de $\sim 500\,kHz$. Par ailleurs, la saturation observée à basse fréquence en dessous de $\sim 100\,kHz$ pour ces trois valeurs, correspond au guidage du rayonnement le long de la surdensité ; surdensité dont l'intensité devient suffisamment importante à grande distance pour bloquer le rayonnement. Ce dernier s'aligne alors de nouveau avec le champ magnétique local.

8. Pour information, chaque simulation utilise 1000 rayons.



a.



b.

FIGURE 3.8 – *Direction de l'axe du diagramme d'émission par rapport à la direction du champ magnétique local, en fonction de la fréquence d'émission. Valeurs obtenues à partir de simulations numériques de tracé de rayons dans le milieu interplanétaire, incorporant une région surdense situé à 2° à l'ouest de la source. La figure* ***a*** *présente les résultats des simulations numérique obtenues avec une source émettant à la fréquence* $f = 1.05 f_p$*, où* f_p *est la fréquence plasma locale. La couleur des différentes courbes correspond à l'intensité de la surdensité utilisée. La figure* ***b*** *présente des résultats similaires, mais en prenant* $f = 2 f_p$*. Les points noirs sur les deux graphes correspondent aux mesures obtenues à partir des données radio de Wind et Ulysse.*

La figure (3.8b) présente les mêmes courbes obtenues pour $f = 2f_p$. Les fréquences indiquées correspondent donc à une altitude de la source deux fois plus élevées. Les carrés noirs indiquent également les valeurs de φ_0 obtenues à partir des données Wind-Ulysse. Comme dans le cas $f = 1.05f_p$ précédent, on constate une déviation vers l'ouest du cône d'émission en l'absence de surdensité ($C_0 = 0$; courbe bleue foncée). Pour une intensité de surdensité plus élevée ($C_0 = 1$; courbe bleue turquoise ; $C_0 = 2$; courbe orange ; $C_0 = 5$; courbe rouge ; $C_0 = 10$; courbe verte) la déviation vers l'est ne dépasse pas $\sim -40^\circ$. La saturation, moins importante, est également présente pour les 4 courbes.

Dans les deux cas, $f = 1.05f_p$ (figure (3.8a)) et $f = 2f_p$ (figure (3.8b)), on constate que les valeurs obtenues à l'aide des simulations numériques présentent bien une déviation vers l'est du diagramme en présence d'une surdensité. Cette déviation disparaît cependant à basses fréquences pour des valeurs de $C_0 > 1$ suffisantes. Les mesures du diagramme ne présentent pas un tel comportement : le décalage vers l'est tend au contraire à s'accentuer, et il est très peu probable qu'un phénomène de saturation apparaisse à grandes distances. Ceci laisse donc supposer que la surdensité ne dépasse pas, en moyenne, la densité locale d'un facteur ~ 1. Les variations en fréquence très similaires, de φ_0 mesurées d'une part, et de φ_0 simulées d'autre part, semblent conforter ce point. De plus, ce facteur ~ 1 est en bon accord avec les mesures *in situ* (figure (3.7)). On remarque en particulier que ces mesures indiquent des variations de l'ordre de 10% entre les vitesses des deux régions de vent solaire en interaction. L'extrapolation des résultats obtenus par Pizzo (1978) fournit un facteur de croissance de l'ordre de $C(r = 1\,UA) \approx 1$ pour $\Delta V/V \approx 10\%$ en bon accord avec les observations. On notera toutefois un écart important de près de $\sim 20^\circ$ entre les valeurs mesurées et simulées, et les valeurs de φ_0 résultant de simulations incorporant à la fois l'émission fondamentale ($f = 1.05f_p$) et harmonique ($f = 2f_p$), ne permet pas de modifier par significativement cet écart. Deux raisons peuvent *a priori* expliquer cette différence : d'une part le modèle développé pour décrire la source radio ainsi que la région d'émission est trop simple, en particulier ce dernier ne tient pas compte de la taille de la source ainsi que de la forme du diagramme primaire [9]. D'autre part, la modélisation de la région surdense nécessite également une investigation plus poussée, en particulier les conditions dans lesquelles ces régions se forment et évoluent restent floues. De plus le modèle utilisé ne tient pas compte de l'accélération du vent solaire qui s'effectue avant $\sim 20\ R_\odot$; la prise en compte de cet effet peut probablement modifier l'évolution du facteur de croissance $C(r)$. Compte-tenu de l'importante déviation déjà observée vers 1000 kHz, on peut ainsi s'attendre à observer une première augmentation rapide de ce facteur aux fréquences plus élevées.

9. Bien que sur ce dernier point, les résultats de nos simulations numériques montrent que la déviation vers l'est reste identique quelque soit la forme du diagramme primaire (dans la mesure où celui-ci présente une symétrie par rapport à la direction du champ magnétique local.)

Chapitre 4

Etude du spectre radio en dessous de 10 MHz

Sommaire

4.1 Mission STEREO 71
4.1.1 Présentation 71
4.1.2 L'expérience S/Waves 71
4.2 Etude de la directivité des sursauts de type III sur S/Waves 72
4.2.1 Observations et analyse des données 72
4.2.2 Méthode 74
4.2.3 Résultats 75
4.3 Spectre d'émission radio à basse fréquence 79
4.3.1 Puissance rayonnée 79
4.3.2 Vitesse des faisceaux d'électrons 80
4.4 Discussion 83
4.4.1 Diagramme d'émission 83
4.4.2 Spectre radio 85

Avec le lancement des deux sondes STEREO à la fin d'octobre 2006, l'étude des sursauts radio a assurément gagné en contraintes observationnelles. L'utilisation conjointe des données radio du récepteur STEREO/Waves, et des récepteurs Wind/Waves et Ulysse/URAP, a offert pour la première fois l'opportunité d'étudier les sursauts depuis quatre positions différentes, et sur une large gamme de fréquences. Il aura toutefois fallu près d'un an supplémentaire pour que les sondes STEREO soient suffisamment éloignées l'une de l'autre, et ceci afin de mesurer des variations de flux significatives. Par ailleurs, à la fin de l'année 2007, l'instrument radio URAP de la mission Ulysse a été mis hors tension après près de 18 ans de bons et loyaux services (la mission Ulysse est officiellement terminée depuis juin 2008). Les observations réalisées par les sondes Wind et STEREO, nous ont néanmoins permis d'effectuer une première étude des sursauts de type III dans la gamme de fréquences $[0.01 - 10\,MHz]$. Nous présentons dans ce dernier chapitre, les résultats de cette étude.

4.1 Mission STEREO

4.1.1 Présentation

STEREO (Solar TErrestrial RElationship Obsevatory) est la troisième mission du programme de la NASA [1] des sondes spatiales dédiées à l'étude des relations Soleil-Terre. Comme son nom l'indique, elle est plus spécifiquement conçue pour l'étude stéréoscopique multi-longueurs d'onde de l'activité solaire, et de ses conséquences sur l'environnement terrestre. A cet effet, elle est constituée de deux sondes nommées 'Ahead' (A) et 'Behind' (B), construites de manière quasi-similaires, et embarquant quatre expériences scientifiques : SECCHI [2], IMPACT [3], PLASTIC [4], et STEREO/Waves (S/Waves).

Après un lancement réussi le 26 octobre 2006 depuis Cap Canaveral en Floride, les deux sondes ont été correctement placées sur leur orbite respective en utilisant l'assistance gravitationnelle de la lune. Les deux sondes occupent des orbites proches de $1\,UA$ autour du Soleil. Cependant les sondes A et B sont respectivement, légèrement plus proche et plus éloignée du Soleil que la Terre. De cette manière la sonde A, plus rapide, précède la Terre sur son orbite, alors que la sonde B, plus lente, la suit. Et l'angle Terre-Soleil-sonde A/B augmente ainsi à raison de 22° par an. Cette configuration offre pour la première fois la possibilité de reconstituer la structure à 3 dimensions des phénomènes observés, ainsi que de suivre la progression dans l'héliosphère des manifestations éruptives (éjection de masse coronale, faisceaux de particules énergétiques.) En particulier, elle permet également d'étudier la directivité des sursauts radio solaires dans des conditions optimales.

4.1.2 L'expérience S/Waves

L'expérience S/Waves a pour objectif l'étude des ondes radio et plasma à basse fréquence. Elle regroupe pour cela plusieurs instruments permettant de mesurer les trois composantes du champ électrique d'ondes électrostatiques et électromagnétiques à des fréquences de l'ordre de la fraction de Hz jusqu'à environ $16\,MHz$ (plus deux canaux de fréquences fixes autour de $30\,MHz$). Les instruments radio ont été développés au LESIA, qui fournit également les données radio étalonnées à la communauté scientifique, par l'intermédiaire du Centre National de la Physique des Plasmas (CDPP). Nous ne présenterons pas ici les différents instruments qui sont décrits en détail dans l'article de Bougeret et al. 2008 disponible en annexe.

1. National Aeronautics and Space Administration.
2. Sun Earth Connection Coronal and Heliospheric Investigation.
3. In-situ Measurements of Particles and CME Transients.
4. PLAsma and SupraThermal Ion Composition.

4.2 Etude de la directivité des sursauts de type III sur S/Waves

L'étude présentée dans le chapitre 3 nous a permis de déterminer le diagramme d'émission moyen des types III en dessous de $\sim 1\,MHz$, à partir des observations radio des sondes Wind et Ulysse. Les résultats obtenus nous laissent raisonnablement penser que le décalage vers l'est devrait en tout logique tendre vers une valeur asymptotique proche de 0° lorsque la distance au Soleil diminue. De même, l'ouverture angulaire du diagramme devrait diminuer lorsque la distance au Soleil diminue. L'utilisation conjointe des données radio des sondes STEREO, ainsi que de la sonde Wind nous offre à présent l'opportunité de vérifier ces variations hypothétiques à plus haute fréquence. Nous avons donc réalisé une première estimation du diagramme d'émission sur la gamme de fréquences $[\sim 0.2 - 10\,MHz]$ en appliquant la méthode décrite dans le chapitre 3.

4.2.1 Observations et analyse des données

Données radio

Les données radio utilisées sur STEREO sont fournies par le récepteur haute fréquence (HFR) de S/Waves qui opère sur une bande de fréquences de $[0.125 - 16.025\,MHz]$ comportant 319 canaux linéairement espacés. L'étalonnage effectué au préalable nous permet d'obtenir le flux total radio en $W/m^2/Hz$ reçu par les 3 antennes électriques de $6\,m$ de longueur disposées en tétraèdre à l'arrière de chaque sonde (l'étalonnage en flux de ce récepteur est décrit en détail à l'annexe B).
Les deux récepteurs RAD1 et RAD2 de l'expérience Waves embarquée à bord de la sonde Wind couvrent, quant à eux, la gamme de fréquence $[0.02 - 13.825\,MHz]$. En particulier, le récepteur hautes fréquences RAD2 balaye une liste de 256 canaux répartis sur la bande de fréquences $[1.075 - 13.825\,MHz]$, et communs au récepteur HFR. Ces deux récepteurs sont correctement étalonnés.

Observations

La sélection des sursauts de type III couvre la période comprise entre janvier 2007 et avril 2008 qui correspond à la période de transition du Soleil du cycle solaire 23 au cycle solaire 24. L'activité solaire est minimale durant cette phase, et le nombre des sursauts solaires observé l'est également. Cependant paradoxalement, le faible nombre de régions actives observées en minimum d'activité est un avantage. Il facilite en effet l'identification des sites d'accélération des faisceaux d'électrons des types III, indispensable pour déterminer la trajectoire de la source radio (comme vu dans le chapitre 3). Ainsi, sur les $\sim$ 200 sursauts de type III observés simultanément par les sondes STEREO-A, STEREO-B, et Wind durant cette période, la quasi-totalité a pu être associée avec une région active visible sur le Soleil. Le traitement des données (soustraction du bruit, détermination des temps de début et de fin pour chaque fréquence, etc.) a ensuite été réalisé de la même manière que pour les données radio de Wind et Ulysse (voir chapitre 3) ; nous ne reviendrons pas sur ce point.

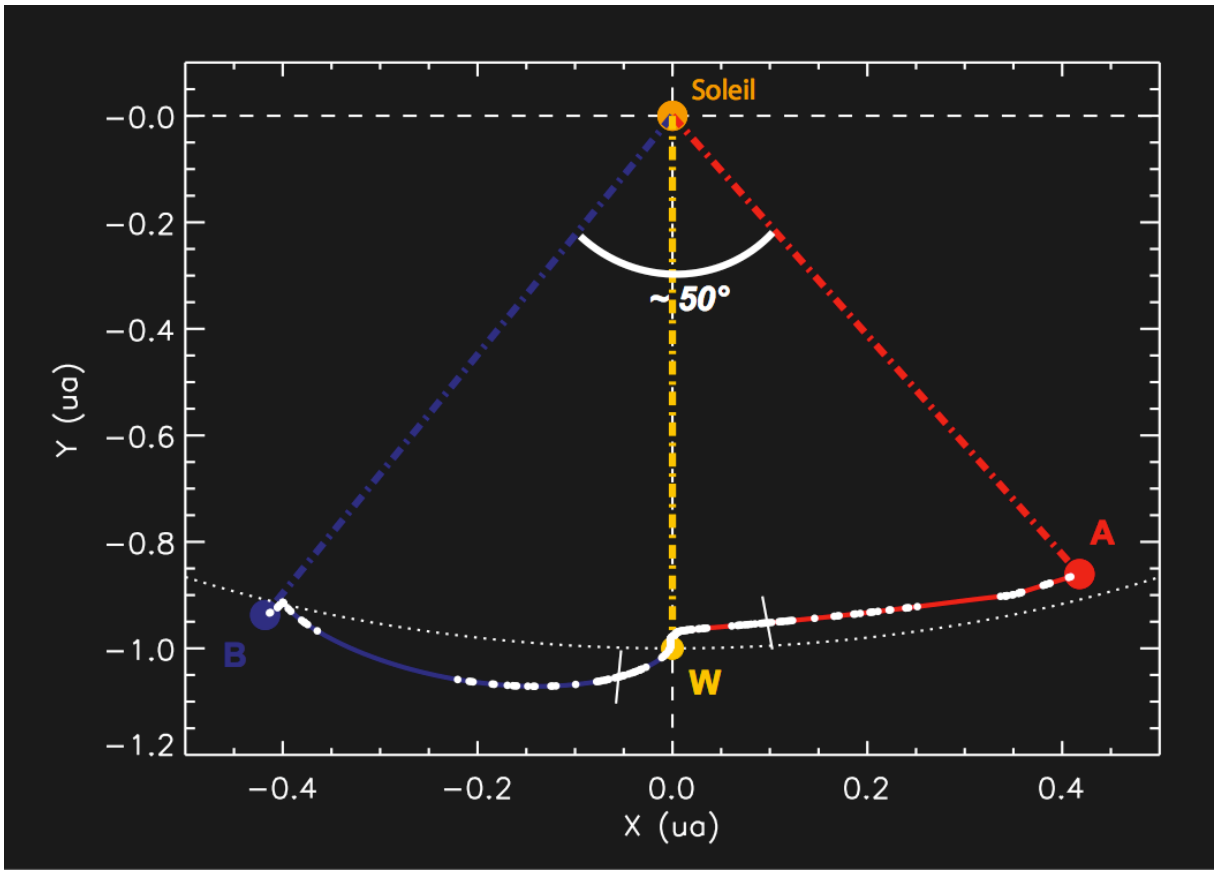


FIGURE 4.1 – *Trajectoires dans le plan de l'écliptique des sondes A (trait continu rouge) et B (trait continu bleu) de la mission STEREO entre le 1er janvier 2007 et le 1er mai 2008. Les positions des sondes à la date du 1er mai 2008 sont indiquées par les points rouges et bleus. La position de la sonde Wind (W) en orbite autour de la Terre est également indiquée par le point jaune. Les points blancs, représentés le long de ces trajectoires, correspondent aux observations des sursauts de type III (un même sursaut correspond à un point sur chacune des trajectoires.) Les deux traits blancs le long de ces trajectoires indiquent la position des sondes lorsque la moitié du nombre total de sursauts observés est atteinte (valeur médiane). La séparation angulaire entre les deux sondes A et B à la date du 1er mai 2008 est de l'ordre de* $\sim 50°$.

L'exploitation des données présente toutefois quelques différences. La figure (4.1) donne la position dans le plan de l'écliptique, des sondes A (point rouge) et B (point bleu) par rapport à l'axe Soleil-Terre (trait pointillé jaune) à la date du 1^{er} mai 2008. La position de Wind, qui coïncide avec celle de la Terre à cette échelle, est également indiquée (point jaune). La séparation angulaire entre les deux sondes A et B à cette date est de l'ordre de $\sim 50°$. Les traits pleins rouges et bleus retracent respectivement les trajectoires suivies par les sondes A et B entre le 1^{er} janvier 2007 et le 1^{er} mai 2008. Les points blancs, représentés le long de ces trajectoires, correspondent aux observations des sursauts de type III (un même sursaut correspond à un point sur chacune des trajectoires.) Les deux traits blancs le long de ces trajectoires indiquent la position des sondes lorsque la moitié du nombre total de sursauts observés est atteinte (valeur médiane). On constate que la plupart de sursauts observés se concentrent au début de la mission, puis après décembre 2007. En particulier on n'observe aucun sursaut entre août 2007 et décembre 2007.
Les faibles séparations angulaires entre les sondes dans la première moitié de l'année 2007 ($\lesssim 15°$) ne permettent pas d'observer des variations sensibles de flux entre les différentes sondes induites par la directivité des sursauts. Les observations réalisées dans les premiers mois de l'année 2007 ont malgré tout été très utiles, car elles nous ont servi à vérifier l'étalonnage en flux absolu des données radio du récepteur HFR de l'expérience S/Waves. Durant cette période les distances entre les deux sondes et la sonde Wind étaient en effet proches les unes des autres. On a pu ainsi comparer les flux radio de sursauts de type III mesurés sur chacune des sondes, et corriger le léger écart observé ($\sim 4\,dB$) (voir l'annexe B pour plus de détails). Ces sursauts ont également été utilisés pour tracer le spectre radio moyen comme nous le verrons à la section 4.3. Au final, seules les observations réalisées par les trois sondes lorsque la séparation angulaire est suffisante (angle stereo $\gtrsim 10°$), fournissent une information exploitable sur la directivité des types III (soient ~ 50 sursauts.)

4.2.2 Méthode

La méthode de détermination du diagramme d'émission présentée dans le chapitre 3 est également applicable aux observations réalisées conjointement par STEREO A et B, mais également par Wind. Celle-ci nécessite toutefois de réaliser un ajustement de courbe sur un nombre statistiquement significatif de points de mesure. L'utilisation des trois jeux de données radio va donc permettre de tenter de compenser la faible statistique (comparée au millier de sursauts observés sur Wind et Ulysse entre 1995 et 2005.) De plus le nombre important de canaux de fréquences disponibles va également être utilisé afin de diminuer les erreurs statistiques. Pour ce faire, on regroupe les canaux par intervalles de fréquence suffisamment larges pour atteindre un nombre de points statistiquement conséquent.
La position des sources a également été estimée à partir d'un modèle moyen. On a toutefois ici utilisé un profil radial de densité tenant mieux compte de la décroissance

en $\approx r^{-6}$ mesurée à basse altitude dans la couronne (c.-à-d. $r \lesssim 6R_\odot$ pour $f \gtrsim 1\,MHz$). Ce profil est défini par (Leblanc et al. 1998),

$$N_e\,(cm^{-3}) = \frac{N_e^{1UA}}{7.2} 7.2 r^{-2} + 1.95 \times 10^{-3} r^{-4} + 8.1 \times r^{-6} \tag{4.1}$$

où r est la distance en UA, et N_e^{1UA} est la densité électronique mesurée à $1\,UA$ par SWE sur Wind (voir section 3.2.1). La distance r s'obtient par inversion de l'équation (4.1) en prenant $f = 9\sqrt{N_e}$. Ce modèle reste valable pour $r = [\sim 1.8 - 215R_\odot]/215$, et se trouve être en bon accord avec des mesures de densité réalisées indépendamment dans la couronne. Cette modification n'est toutefois pas indispensable pour mesurer le diagramme d'émission (correction négligeable par rapport aux distances sondes-source) mais sera utile pour étudier le spectre radio (section 4.3). Les coordonnées $(\varphi_i, \theta_i, d_i)$ $(i = [W, A, B])$ de chaque sonde dans le repère de la source ont ensuite été calculées pour chaque fréquence. A partir des mesures de l'énergie spectrale par unité d'angle solide $E_i(t, f)$, on ainsi pu construire 3 rapports d'énergies tels que,

$$\begin{aligned}
R_{AB} &= E_A(\varphi_A)/E_B(\varphi_B) = D_A(\varphi_A)/D_B(\varphi_B), && (4.2)\\
R_{BW} &= E_B(\varphi_B)/E_W(\varphi_W) = D_B(\varphi_B)/D_W(\varphi_W), && (4.3)\\
R_{AW} &= E_A(\varphi_A)/E_W(\varphi_W) = D_A(\varphi_A)/D_W(\varphi_W), && (4.4)\\
& && (4.5)
\end{aligned}$$

où D_i est définie par l'équation (3.10) dépendante des deux paramètres a et φ_0. Par ailleurs, on suppose ces rapports indépendants de la latitude. La trajectoire dans le plan de l'écliptique des sondes ne nous permet pas en effet d'étudier la dépendance en latitude du diagramme. Toutefois les résultats obtenus à partir des observations hors-écliptique de la sonde Ulysse (chapitre 3), indique une directivité faible des sursauts en latitude. On va donc supposer le diagramme isotrope dans le plan latitudinal.
Les rapports d'énergies sont ensuite ajustés sur chaque intervalle de fréquences avec une fonction $\Re$ telle que décrite par l'équation (3.13) en utilisant la méthode des moindres carrés non-linéaire de Levenberg-Marquardt.

4.2.3 Résultats

Paramètres du diagramme

La figure (4.2) représente les valeurs obtenues pour les paramètres du diagramme en fonction de la fréquence après ajustement. La figure (4.2a) montre plus spécifiquement l'évolution du décalage φ_0 résultant des observations réalisées par STEREO-A, STEREO-B, et Wind (losanges et courbe rouge). Pour comparaison, les croix noires et la courbe bleue présentent les valeurs de φ_0 issues de l'étude réalisée en dessous de $1\,MHz$ par Wind et Ulysse (chapitre 3). L'évolution suivie par la courbe rouge indique clairement un décalage vers l'est de l'axe du diagramme. Ce dernier s'écarte significativement de la direction du champ magnétique local ($\varphi = 0°$) pour $f \lesssim 2000 - 3000\,kHz$. Au dessus de ces fréquences, il s'aligne à peu près avec cette

même direction. D'un point de vue qualitatif, ces nouvelles observations sont donc en bon accord avec les résultats obtenus avec Wind et Ulysse. On constate cependant une différence de l'ordre de $\sim 10^\circ$ entre les valeurs trouvées par les deux études. Nous reviendrons sur ce point à la section 4.4.

La figure (4.2b) montre l'évolution en fonction de la fréquence, de l'ouverture angulaire $\Delta\varphi_2$ du diagramme, calculée à l'aide de l'équation (3.12) à partir des valeurs de l'amplitude du cosinus a. Les losanges et la courbe rouge correspondent aux valeurs de $\Delta\varphi_2$ obtenues par ajustement avec les données STEREO-A, STEREO-B, et Wind. Les croix noires et la courbe bleue indiquent les valeurs de $\Delta\varphi_2$ issues de l'ajustement des données Wind et Ulysse (chapitre 3). On observe une légère diminution de l'ouverture du diagramme vers les hautes fréquences. De plus contrairement au paramètre φ_0, l'évolution des valeurs prises par $\Delta\varphi_2$ concorde bien entre les deux études. Cette observation témoigne très probablement de la stabilité de l'ouverture du diagramme d'un sursaut à l'autre.

Ajustement des paramètres

Malgré les différences importantes entre les deux échantillons de données, nous avons cherché à estimer les variations en loi de puissance des paramètres du diagramme sur la gamme de fréquences $[0.01 - 10\,MHz]$. Ces estimations vont nous permettre par la suite de calculer le spectre radio moyen pour l'ensemble des fréquences accessibles. Pour cela nous avons ajusté les paramètres φ_0, $\Delta\varphi_2$, ainsi que l'angle solide Ω du rayonnement radio (déduit du diagramme à l'aide de l'équation (2.8) décrite à la section 2.2.1) avec des fonctions empiriques définies par,

$$\varphi(f) = af^{\alpha}, \tag{4.6}$$

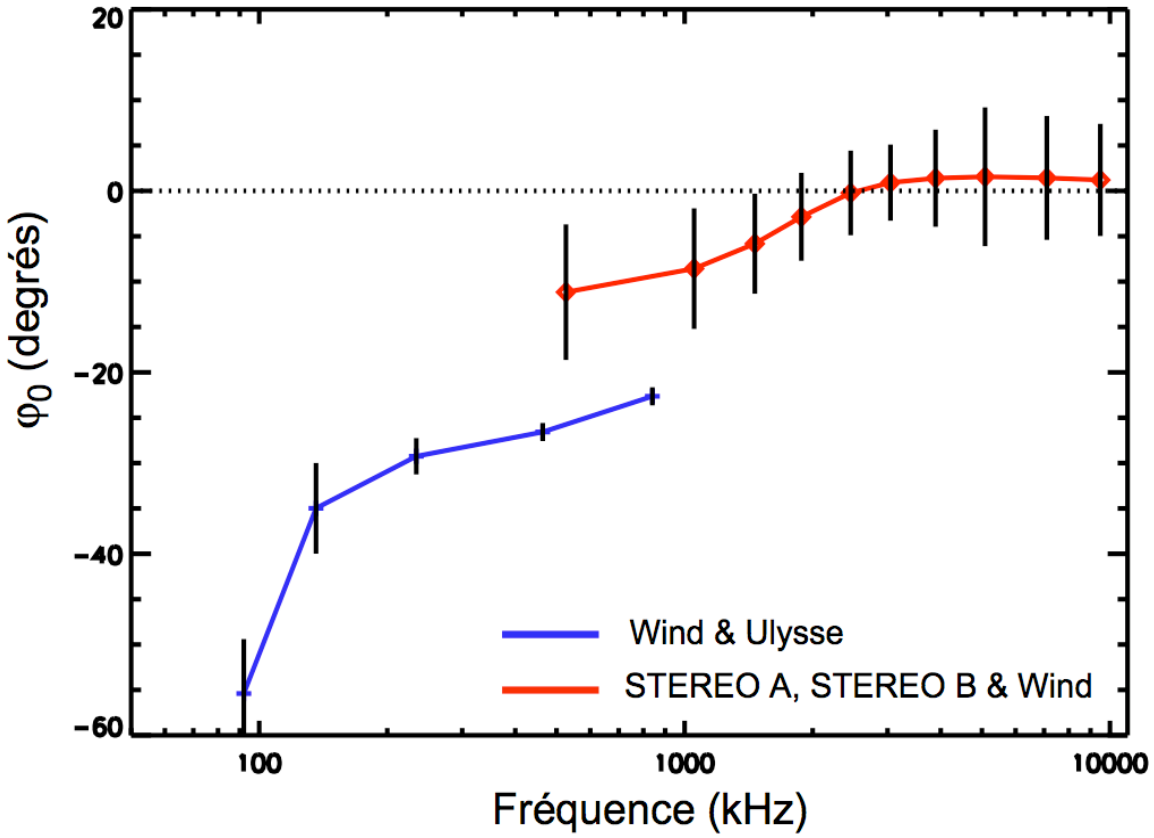
$$\Delta\varphi_2(f) = bf^{\beta}, \tag{4.7}$$

$$\Omega(f) = cf^{\gamma}. \tag{4.8}$$

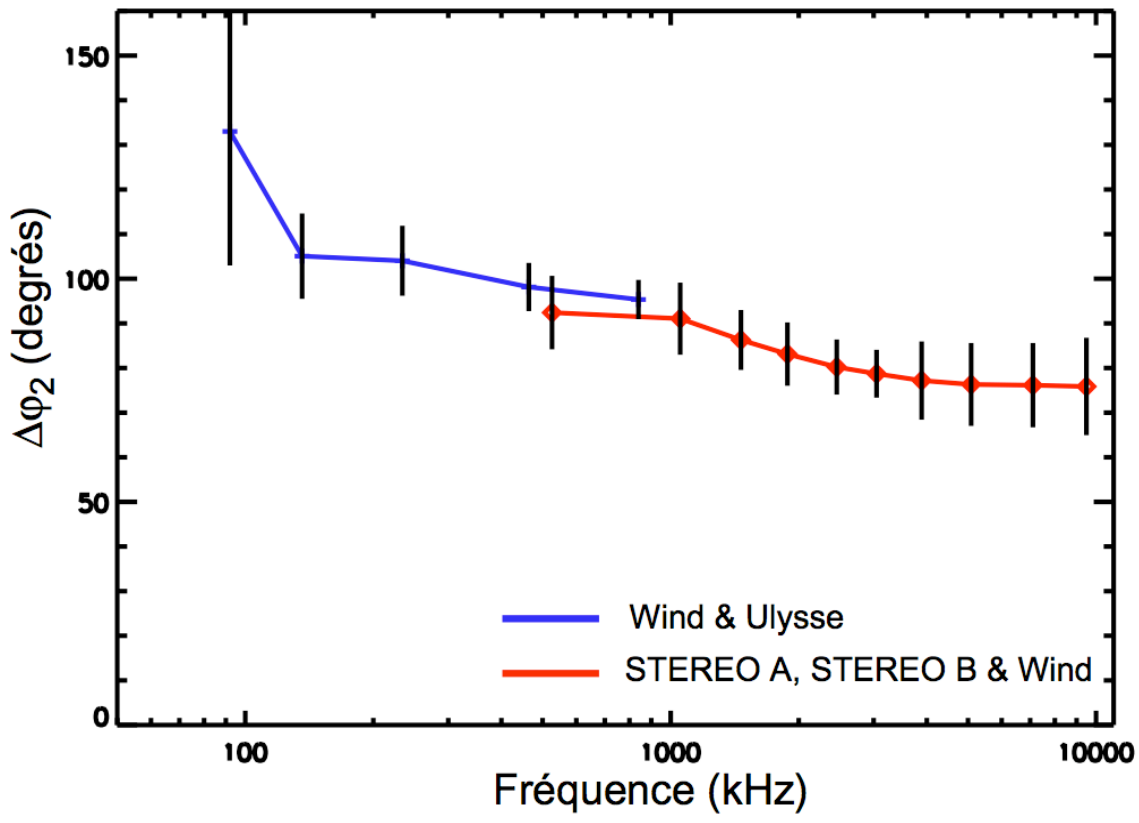
La figure (4.3a) montre le résultat de l'ajustement en fréquence des données de φ_0. Les points bleues et rouges correspondent respectivement aux valeurs de φ_0 obtenues à partir des données de Wind et Ulysse d'une part, et STEREO-A, STEREO-B, et Wind d'autre part. La fonction (4.6), dont les valeurs de a et α ajustées sont indiquées dans le coin inférieure droit du graphe, est représentée par la courbe pointillée noire. Les figure (4.3b) et (4.3c) présentent les mêmes ajustements respectivement réalisés sur les mesures de l'ouverture angulaire $\Delta\varphi_2$, et de l'angle solide Ω avec les fonctions (4.7) et (4.8).

L'ajustement de φ_0 (figure (4.3a)) présente une déviation de l'axe du diagramme qui décroît approximativement en $\propto f^{-1}$ lorsque la fréquence diminue. On constate toutefois un écart maximal de près de $\sim 10^\circ$ autour de $\sim 600\,kHz$ entre la courbe

FIGURE 4.2 – *Paramètres φ_0 (**a**) et $\Delta\varphi_2$ (**b**) en fonction de la fréquence. Les losanges et la courbe rouge correspondent aux valeurs obtenues par ajustement avec les données STEREO-A, STEREO-B, et Wind. Pour comparaison, les croix noires et la courbe bleue présentent les valeurs issues de l'étude réalisée en dessous de* 1 *MHz par Wind et Ulysse.*



a.



b.

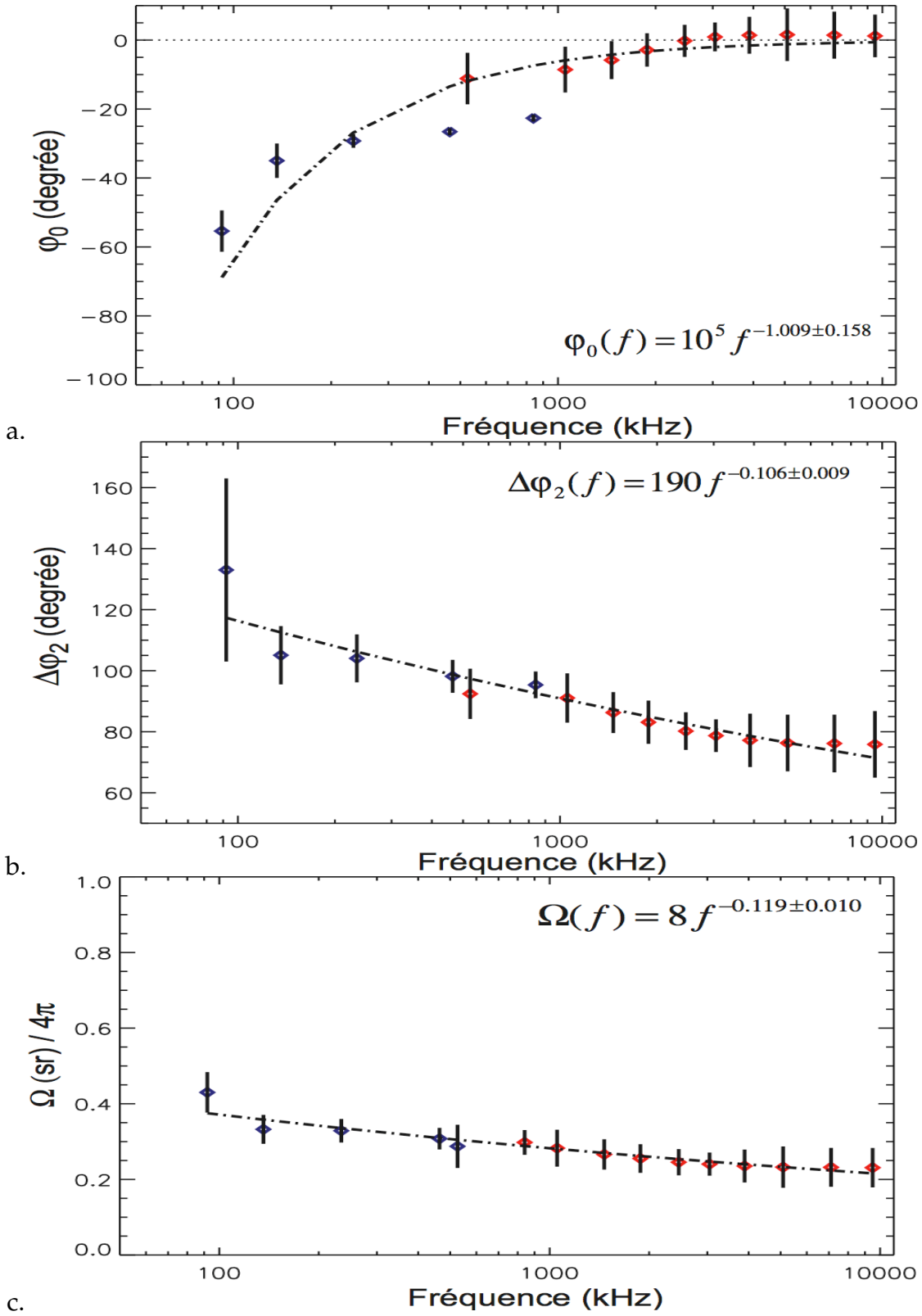


FIGURE 4.3 – *Les figures* ***a***, ***b***, *et* ***c***, *présentent respectivement l'ajustement de l'axe du diagramme* φ_0 *(degré), de l'ouverture angulaire du diagramme* $\Delta\varphi_2$ *(degré), et de l'angle solide* Ω *(stéradian) normalisé à* 4π *de la source, en fonction de la fréquence. Les points bleues et rouges correspondent respectivement aux paramètres obtenus à partir des Wind et Ulysse d'une part, et STEREO-A, STEREO-B, et Wind d'autre part. Les courbes pointillées noires sur chaque graphe représentent les fonctions (4.6), (4.7), et (4.8) après ajustement ; fonctions qui sont également indiquées avec les valeurs ajustées.*

ajustée et les points de mesures. Ce mauvais ajustement provient de la différence observée sur la figure (4.2a) entre les deux jeux de données. Cependant si cet écart est non négligeable pour contraindre correctement la région surdense (voir section 3.4.3) la directivité des sursauts est suffisamment faible pour que l'erreur faite sur le flux radio corrigé soit négligeable. L'ouverture angulaire $\Delta\varphi_2$ (figure (4.3b)), et l'angle solide Ω du rayonnement radio (figure (4.3c)) présentent une décroissance faible en $\propto f^{-0.1}$ lorsque la fréquence diminue. L'ouverture angulaire passe ainsi de $\Delta\varphi_2 \sim 70^\circ$ à $f \sim 10000\,kHz$ à $\Delta\varphi_2 \sim 120^\circ$ à $f \sim 50\,kHz$. Ce qui correspond à une variation de l'angle solide de $\Omega \sim 2\,sr$ à $\Omega \sim 6\,sr$ entre ces deux fréquences.

4.3 Spectre d'émission radio à basse fréquence

Nous allons dans cette partie, nous intéresser au spectre d'émission radio sur la gamme de fréquence $[0.01 - 10\,MHz]$. Nous possédons en effet un nombre de sursauts suffisamment important pour avoir effectuer une étude statistique significative. De plus, nous pouvons à présent correctement soustraire les effets de distance et de directivité. Si la directivité des sursauts peut entraîner une variation d'intensité supérieure à 2 ordres de grandeur pour un sursaut observé depuis une direction éloignée de celle du maximum d'émission, on a toutefois pu constater qu'au final, cette propriété ne modifie pas significativement le spectre radio moyen : si l'on soustrait les effets de directivité, la puissance radio moyenne mesurée n'est réduite que d'un facteur 5 (moyenne sur l'ensemble des sursauts et pour toutes les fréquences). Ce résultat n'est toutefois pas surprenant aux vues des propriétés du diagramme obtenues. On notera également que l'amortissement des ondes radio par collision dans le plasma interplanétaire est faible (Evans et al. 1973). On peut donc raisonnablement considérer que l'énergie émise par la source se conserve le long de la trajectoire [5].

4.3.1 Puissance rayonnée

On peut définir la puissance totale $P(t,f)\,(W)$ rayonnée par la source radio à l'instant t et à la fréquence f dans la bande de fréquence Δf par,

$$P(t,f) = \frac{S(t,f,\varphi)\Delta f d^2}{D(f,\varphi)}\Omega, \tag{4.9}$$

où $S(t,f,\varphi)$ est la densité de flux en $W.m^{-2}.Hz^{-1}$ mesurée à la distance d (ici exprimée en mètre) et dans la direction φ par rapport à la source. $D(f,\varphi)$ est le diagramme d'émission, et Ω est l'angle solide d'émission de la source radio définie par l'équation (2.8) (voir section 2.2.1.)

La figure (4.4) montre la puissance $P(t,f)\,(W)$ (échelle logarithmique) en fonction de la fréquence mesurée au maximum d'émission (c.-à-d. pour $S(t = t_{max}, f, \varphi) = max(S(t,f,\varphi))$). L'ensemble des sursauts observés par Wind et Ulysse d'une part

5. Le calcul ne tient toutefois pas compte des processus de réabsorption de l'émission fondamental au voisinage de la source.

(points bleus), et par STEREO-A, STEREO-B, et Wind d'autre part (points rouges) sont représentés. L'écart observé entre les valeurs limites inférieures de la puissance pour les deux jeux de données, provient du choix du seuil de détection limite fixé à $5\,dB$ au dessus des fluctuations moyennes du bruit de fond (qui dépendent des propriétés des récepteurs). On observe malgré tout une bonne continuité des valeurs entre les deux échantillons. En particulier, la puissance rayonnée par la source présente un maximum autours de $\sim 1000\,kHz$. Au dessus de cette fréquence, la puissance décroît approximativement en $\sim f^{-0.28}$, et en dessous elle croît en $\sim f^{0.56}$. En terme de distance au soleil, cela correspond à $P \sim r^{+0.53}$ pour $r \lesssim 6.\,R_\odot$, et $P \sim r^{-0.59}$ pour $r \gtrsim 6\,R_\odot$.

Pour mieux illustrer ce maximum, la figure (4.5) présente l'histogramme (normalisé à la valeur maximum) des valeurs prises par la fréquence au maximum d'émission pour chaque sursaut. Les données Wind-Ulysse (tracé bleu) donnent un maximum autour de $\sim 1000\,kHz$, pour près de ~ 1000 sursauts. Les données STEREO-A, STEREO-B, et Wind (tracé rouge) donnent un maximum autour de $\sim 800\,kHz$, pour environ ~ 200 sursauts.

Comme pour le diagramme, nous avons voulu savoir si l'utilisation des seules observations mesurées aux grands angles (correspondant à l'émission harmonique) entraînait une modification significative des valeurs mesurées. Il n'en est rien : le maximum reste visible quelque soit la direction d'observation, en variant toutefois d'un ordre de grandeur entre l'émission supposée harmonique et fondamentale. Le pic à $\sim 1000\,kHz$ ne semble donc pas dépendre du mode d'émission observé.

4.3.2 Vitesse des faisceaux d'électrons

Nos observations nous permettent également de mesurer la vitesse des électrons des types III sur la même gamme de fréquences correspondant à une gamme de distances $[\sim 2 - 100\,R_\odot]$. Afin de chercher une possible corrélation entre les variations observées pour la puissance et la vitesse de propagation des faisceaux d'électrons, nous avons estimé cette vitesse à partir de l'ensemble des données disponibles. Pour ce faire, nous avons déterminé pour chaque sursaut la dérive en fréquence df/dt de l'émission calculée à partir de la mesure du temps au maximum d'intensité $t_{max}(f)$ à fréquence fixe. La vitesse moyenne v du faisceau peut alors se définir par,

$$v = \frac{1}{cos(\psi)} \frac{dr}{df} \frac{df}{dt} \tag{4.10}$$

où ψ est l'angle entre la radiale passant par la source et la direction du champ magnétique locale, dr/df est la dérivée de la distance par rapport à la fréquence qui s'obtient à partir de l'équation (4.1). Les valeurs obtenues sur l'ensemble des sursauts observés sont indiquées sur la figure (4.6). La vitesse (normalisée à c, la vitesse de la lumière) y est représentée cette fois-ci en fonction de la distance au soleil (distance en UA normalisée par $R_\odot$). Les points bleus représentent les mesures issues de l'analyse des données Wind et Ulysse (1995-2005). Les points rouges correspondent aux mesures issues de l'analyse des données STEREO-A, STEREO-B, et Wind (2007-2008). Les traits horizontaux jaunes indiquent le pourcentage des points de mesures dont la valeur est

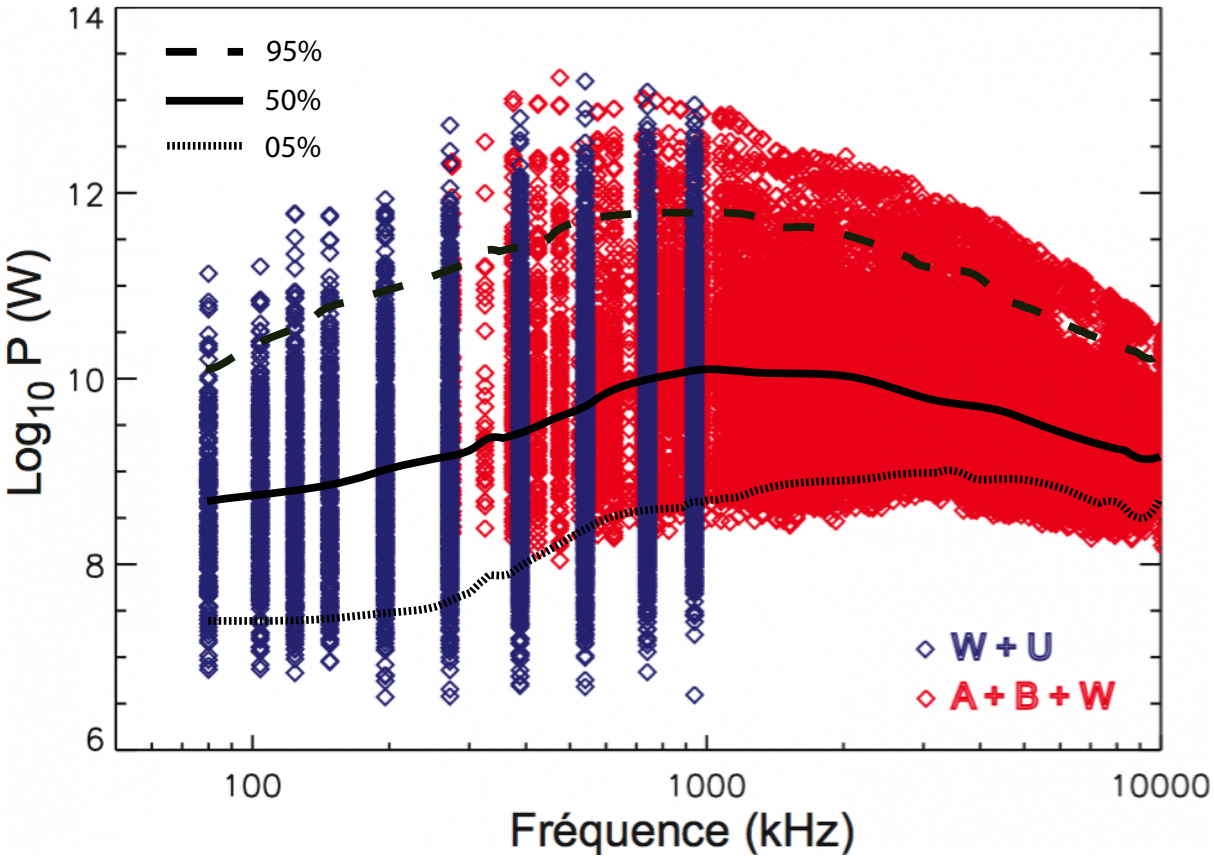


FIGURE 4.4 – *Puissance P (W) mesurée au maximum d'émission en fonction de la fréquence. Les points bleus représentent les mesures issues de l'analyse des données Wind et Ulysse (1995-2005). Les points rouges correspondent aux mesures issues de l'analyse des données STEREO-A, STEREO-B, et Wind (2007-2008). Les trois courbes noires indiquent la valeur des quantiles à 5%, 50% (médiane), et 95% des points pour chaque fréquence.*

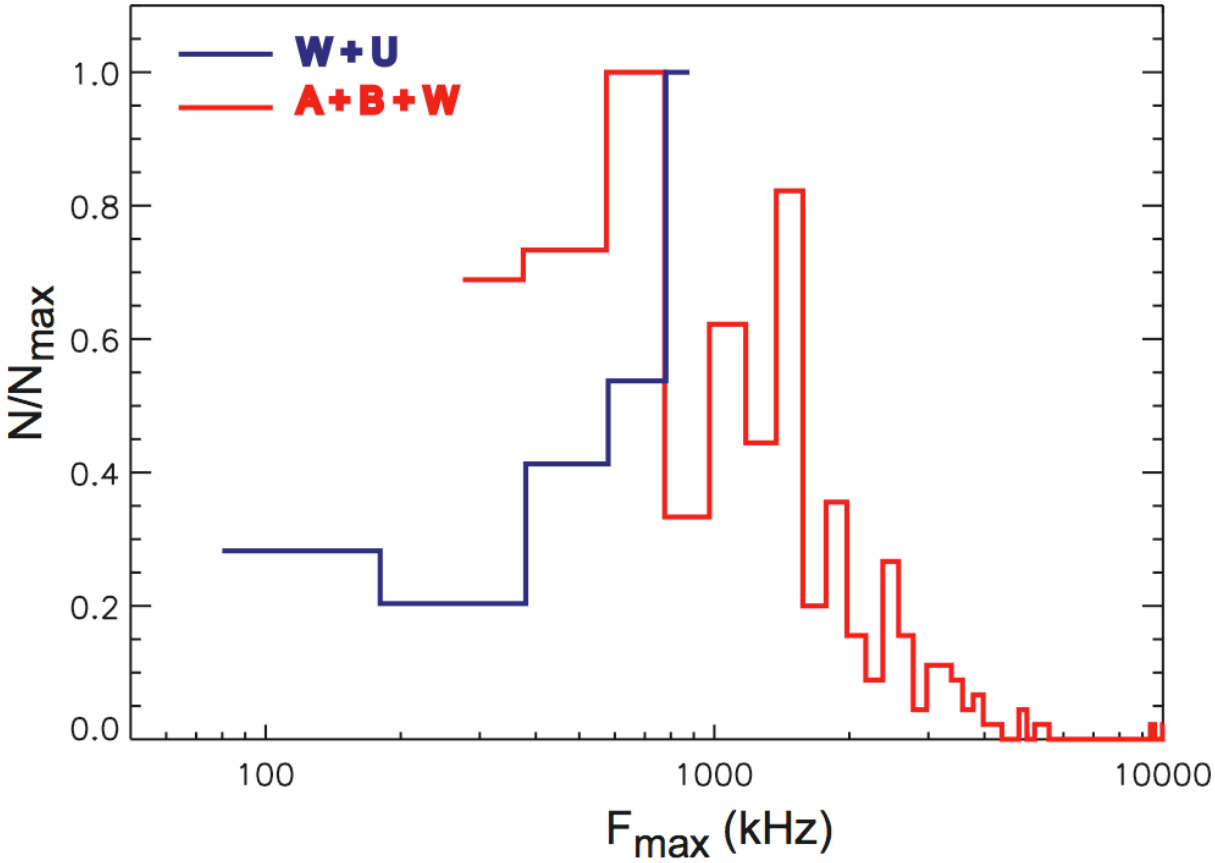


FIGURE 4.5 – *Histogramme des fréquences au maximum d'émission (normalisé à la valeur maximum d'occurrence) pour l'ensemble des sursauts sélectionnés. Le tracé bleu correspond aux mesures issues de l'analyse des données Wind et Ulysse (1995-2005). Et le tracé rouge correspond aux mesures issues de l'analyse des données STEREO-A, STEREO-B, et Wind (2007-2008).*

supérieure à la vitesse indiquée en jaune à droite du graphe. Les points noirs correspondent aux valeurs moyennes de la vitesse calculée pour chaque fréquence, et les traits pointillés noirs indiquent les droites obtenues après ajustement des points de mesures avec une fonction en loi puissance $V = V_0 r^{\alpha}$ pour $r > 6\,R_\odot$, et $r < 6\,R_\odot$.

On constate qu'un faible nombre de points de mesure ($\lesssim 1\%$) ont des valeurs supérieures à c. L'utilisation d'un modèle moyen couplé à une valeur approximative des densités et des vitesses mesurées localement, peut en effet entraîner un écart important par rapport à la vitesse réelle mesurée. Cependant, l'erreur commise n'est pas systématique, et ces fluctuations importantes sont compensées par le grand nombre d'événements ($\gtrsim 1000$). Ces points n'ont finalement pas été pris en compte dans l'ajustement des mesures. A l'inverse, on ne mesure quasiment aucun faisceau se propageant à des vitesses inférieures à $\sim 0.01c$. Cette limite inférieure correspond assez bien à la vitesse en deçà de laquelle, les électrons sont rapidement thermalisés par collision sur les ions, et les ondes de plasma sont amorties par effet Landau. On observe un décrochage de la courbe moyenne de vitesse (points noirs) aux alentours de $r \sim [3 - 8\,R_\odot]$. Pour $r \gtrsim 6\,R_\odot$, on mesure une très légère décroissance de la vitesse en $r^{-0.06\pm0.02}$, avec une vitesse moyenne de l'ordre de $\sim 0.09c$. Ces valeurs sont en bon accord avec les résultats de Hoang et al. (1994), Poquérusse et al. (1996), Robinson (1992), Robinson et Cairns (1998c). Pour $r \lesssim 6\,R_\odot$, la vitesse des électrons décroît plus rapidement en $r^{-0.71\pm0.06}$, avec une vitesse moyenne de l'ordre de $\sim 0.2c$. La décélération des électrons dans cette première région semble donc être plus rapide. Et l'ensemble des points de mesure donne une valeur moyenne de la vitesse de l'ordre de $\sim 0.14c$, en bon accord avec les valeurs trouvées par Dulk et al. (1987).

4.4 Discussion

Nous allons maintenant discuter les résultats obtenus dans ce chapitre.

4.4.1 Diagramme d'émission

A partir des observations des sondes STEREO-A , STEREO-B, et Wind nous avons prolongé l'étude du diagramme pour des fréquences d'observations supérieures à $\sim 1000\,kHz$. Le diagramme obtenu confirme l'évolution de la déviation vers l'est qui tend vers $\sim 0°$ lorsque la fréquence augmente (figure (4.2a)). On observe en revanche un écart de l'ordre de $\sim 10°$ à $\sim 1000\,kHz$ entre les deux jeux de données. Cette écart peut probablement en partie s'expliquer par le fait que la surdensité n'est pas toujours présente au voisinage de la source radio (voir section 3.4.3). En conséquence, la valeur de φ_0 peut varier de manière importante d'un sursaut à l'autre. Pour effectuer une comparaison quantitative fiable des valeurs issues des deux études, il faudrait disposer d'un plus grand nombre de sursauts observés sur STEREO-A, STEREO-B, et Wind, ce qui n'est pas le cas pour le moment. Par ailleurs, ceci peut probablement expliquer pourquoi les observations de Reiner et al. (2007) ne fournissent aucune indication d'un décalage vers l'est du diagramme. Cette première mesure permet tout de même de se faire une idée assez précise des variations de l'axe du diagramme sur

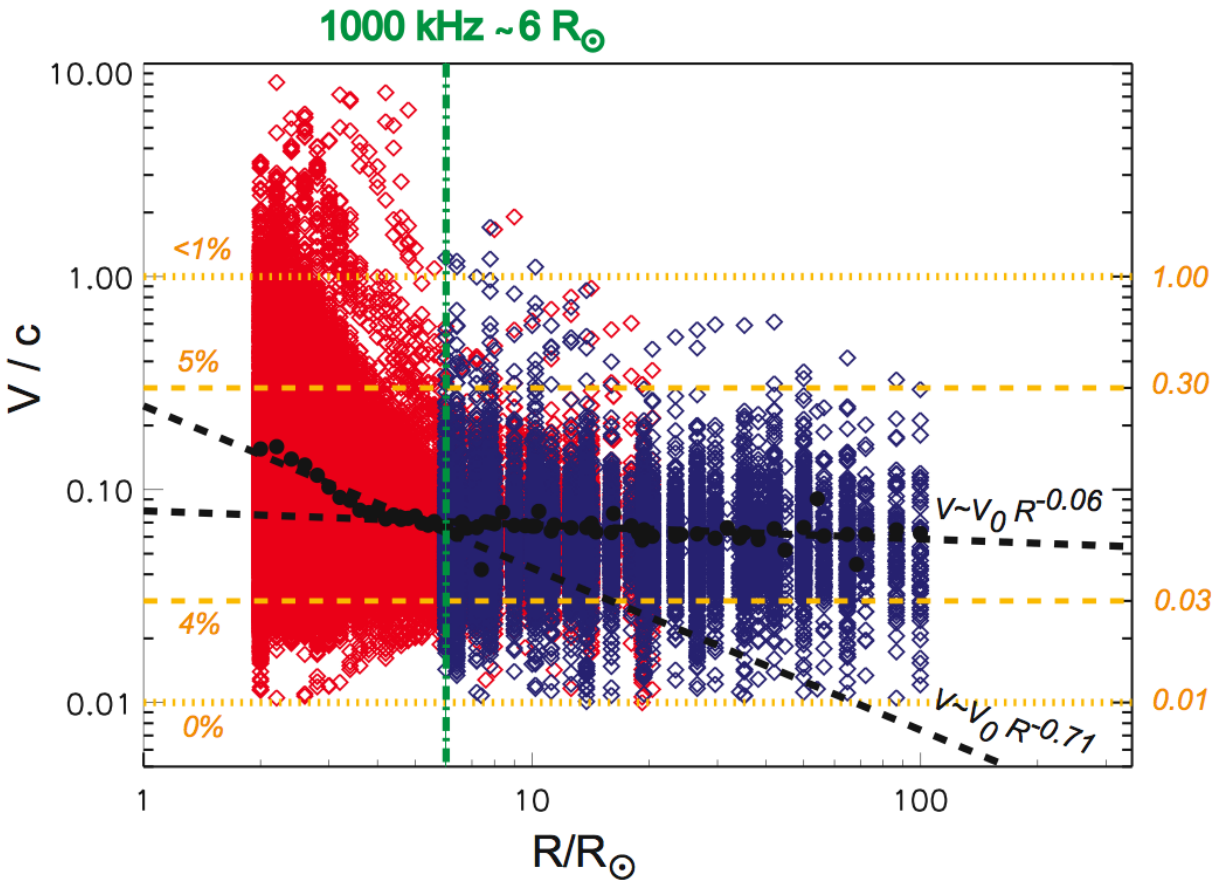


FIGURE 4.6 – *Vitesse des faisceaux d'électrons normalisée à la vitesse de la lumière c, mesurée à partir de la dérive en fréquence au maximum d'émission en fonction de la distance au soleil. Les points bleus représentent les mesures issues de l'analyse des données Wind et Ulysse (1995-2005). Les points rouges correspondent aux mesures issues de l'analyse des données STEREO-A, STEREO-B, et Wind (2007-2008). Les traits horizontaux jaunes indiquent le pourcentage des points de mesures dont la valeur est supérieure à la vitesse indiquée en jaune à droite du graphe. Les points noirs correspondent aux valeurs moyennes de la vitesse calculée pour chaque fréquence, et les traits pointillés noirs indiquent les droites obtenues après ajustement des points de mesures avec une fonction en loi de puissance* $V = V_0 r^{\alpha}$ *pour* $r > 6\,R_\odot$, *et* $r < 6\,R_\odot$.

la gamme de fréquences $[0.01 - 10\,MHz]$.
Pour comparer les modèles aux observations, il est courant d'utiliser $\Omega_F \approx 2\,sr$, et $\Omega_H \approx 2\pi\,sr$, où Ω_F et Ω_H sont les angles solides des émissions fondamentale et harmonique. Ces valeurs, supposées constantes, proviennent d'estimations antérieures déduites d'observations (Dulk et Suzuki 1980, Dulk et al. 1984, Steinberg et al. 1984, Melrose et Dulk 1988). Nous possédons maintenant la forme du diagramme moyen qui nous permet d'obtenir les variations d'angle solide. L'ouverture angulaire tend de manière quasi-continue de $> 120°$ à $f < 100\,kHz$ vers $\sim 70°$ au dessus de $f > 8000\,kHz$. Cette tendance correspond à une variation d'un facteur ~ 3 de l'angle solide Ω , qui passe de $\sim 6\,sr$ à $\sim 2\,sr$ avec les fréquences croissantes. Les estimations précédentes s'inscrivent donc bien dans l'intervalle d'angles solides fourni par nos observations.

4.4.2 Spectre radio

Maximum du spectre

Plusieurs études portant sur le flux radio des types III reportent un maximum d'émission autours de $\sim 1\,MHz$ (Weber 1978, Dulk et al. 2001). L'origine de ce maximum n'est pas établie de manière sûre, et plusieurs interprétations sont encore à l'heure actuelle permises. Selon une étude de (Weber 1978), la décélération des électrons énergétiques, couplée aux effets de distance et de directivité, est susceptible de provoquer une diminution du flux en dessous de $\sim 1\,MHz$. Selon une autre interprétation, le pic d'émission coïnciderait avec la fusion de sursauts radio issus de plusieurs faisceaux d'électrons autour de $\sim 10\,R_\odot$ (voir figure 3 de Dulk et al. 1998 et Poquérusse et al. 1996). A plus haute altitude, la dispersion en vitesse réduirait la densité électronique du faisceau (plus rapidement que la densité locale), ce qui entraînerait la décroissance du flux radio observé. La mesure du spectre radio soustrait des effets de directivité et de distance laisse apparaître un maximum d'émission aux alentour de $f_c \sim 1\,MHz$, ce qui correspond à une altitude de $r_c \sim 6\,R_\odot$ (voir figure (4.5)). On peut donc d'ores et déjà écarter toute implication de la directivité dans l'apparition de ce pic. En revanche, la couronne et le milieu interplanétaire présentent des caractéristiques différentes qui sont susceptibles de modifier les conditions physiques d'émission des sursauts de type III. Le maximum observé peut donc coïncider avec des variations des processus d'émission. La bonne corrélation entre la fréquence du maximum d'émission et l'altitude du coude où s'effectue le changement de pente de la vitesse des électrons semble conforter cette interprétation.

Décélérations des électrons

Poquérusse et al. (1996) rapportent également une décélération des électrons des types III entre les vitesses de faisceaux mesurées dans le milieu interplanétaire à partir des données radio d'Ulysse ($[\sim 0.01 - 1\,MHz] \approx [10 - 200\,R_\odot]$), et les vitesses mesurées dans la couronne à partir des données radio d'ARTEMIS ($[\sim 100 - 500\,MHz] \approx [0.1 - 0.5\,R_\odot]$). Les auteurs mesurent en effet des vitesses de faisceaux de l'ordre de $\sim c/3$ dans la couronne, contre $\sim c/10$ dans le milieu interplanétaire ; avec une décélération importante se produisant avant $\sim 0.1\,UA \approx 21.5\,R_\odot$. Ils montrent ainsi que

l'énergie du faisceau décroît d'un facteur ≈ 10 avant $\sim 0.03\,AU \approx 6.5\,R_\odot$. Ils ne remarquent par ailleurs aucune corrélation significative entre vitesse initiale et vitesse finale. Ce qui laisse supposer que ce sont les propriétés du milieu, et non la vitesse initiale, qui détermine cette vitesse finale. Ils font également remarquer que cette dernière propriété est en bon accord avec les prédictions de la SGT.
Les nouvelles mesures de vitesse des électrons confirment les résultats de Poquérusse et al. (1996), et donnent une estimation de la région de décélération qui se situe vers $r \lesssim 6\,R_\odot$. On constate par ailleurs que cette région de décélération coïncide à peu près bien avec la région où la puissance commence à décroître. Ces résultats renforcent l'hypothèse de l'existence d'une variation des processus d'émission engendrée par des modifications des propriétés du milieu dans cette gamme d'altitudes/fréquences.
De manière générale, la décélération des électrons semble forcément passer par une augmentation du taux de croissance Γ des ondes de Langmuir. En effet, si l'on appelle respectivement $< F >$ et $< W >$ les densités d'énergies moyennes du faisceau d'électrons et des ondes de Langmuir lorsque l'état de stabilité marginale est localement atteint, alors par conservation d'énergie on peut écrire (Robinson 1996),

$$\frac{\partial < W >}{\partial t} = (\Gamma - \gamma) < W > - P_{NL}(< W >) \tag{4.11}$$

$$\frac{\partial < F >}{\partial t} = A - \Gamma < W > \tag{4.12}$$

où γ correspond au taux d'amortissement des ondes de Langmuir par les fluctuations de densité, $P_{NL}(< W >)$ correspond au terme de dissipation regroupant les processus non linéaires (dont le processus d'émission des ondes électromagnétiques), A correspond au terme d'advection qui permet au faisceau de se propager sur des grandes distances (voir section2.1.2). Par ailleurs, le terme $\Gamma < W >$ est commun aux équations (4.11) et (4.12) car l'énergie perdue par les électrons est comparable à l'énergie gagnée par les ondes de Langmuir.
Comme $< F > \propto v^2$, la décroissance de v observée implique,

$$\frac{\partial < F >}{\partial t} < 0, \tag{4.13}$$

soit donc,

$$A < \Gamma < W > . \tag{4.14}$$

De plus on doit avoir,

$$\frac{\partial < W >}{\partial t} \approx 0, \tag{4.15}$$

d'où

$$P_{NL}(< W >) \approx (\Gamma - \gamma) < W > . \tag{4.16}$$

Du point de vue purement énergétique, les échanges d'énergie s'effectuent donc en faveur d'un accroissement des ondes de Langmuir au dépend de l'énergie du faisceau,

dans la région $r \lesssim 6\,R_\odot$ où l'inégalité (4.13) est plus importante. Une augmentation du taux de croissance pourrait donc permettre d'expliquer une augmentation de la puissance rayonnée par la source radio (à travers l'accroissement du terme non linéaire $P_{NL}(< W >)$). Il reste à comprendre pourquoi et comment le taux de croissance des ondes de Langmuir s'amplifie à basses altitudes. Une partie de la réponse pourrait résider dans l'évolution radiale suivie par les fluctuations de densité dans la couronne ; fluctuations qui, d'après la théorie de croissance stochastique, gouverne la dynamique des ondes de Langmuir. En particulier, les mesures de scintillation réalisées dans la couronne, et qui dépendent des effets de turbulence du plasma, présentent une variation avec la distance très similaire, avec un changement de pente aux alentours de $\sim 3 - 6\,R_\odot$ (voir, par exemple, figure (2.21) de Schwenn et Marsch 1990.) Un amortissement Landau plus important des ondes de Langmuir dans la couronne pourrait également favoriser un transfert d'énergie des électrons aux ondes de Langmuir. Une étude plus détaillée des modèles de sursauts de type III dans la couronne devrait permettre à l'avenir de trancher.

Chapitre 5

Conclusion générale

Sommaire

5.1 Résumé des résultats obtenus 91
5.2 Perspectives 93
5.2.1 Paires F-H 93
5.2.2 Processus d'émission à basses altitudes 93
5.2.3 Effets de propagation 94

De grands progrès ont été réalisés concernant notre compréhension des mécanismes d'émission des sursauts radio solaires de type III. Il reste aujourd'hui à concrétiser ces avancées théoriques en donnant une vision nette du phénomène réellement observé. Trop d'incertitudes persistent aussi bien sur les propriétés du faisceau (densité, vitesse, dimension, fonction de distribution, etc.) que sur les conditions physiques d'émission (état du plasma, champ magnétique, etc.). Améliorer la précision des mesures et apporter de nouvelles contraintes observationnelles restent donc une priorité. Au cours de ce travail de thèse, nous nous sommes intéressés à une caractéristique observationnelle essentielle de l'émission radio des types III : leur directivité. L'étude de cette propriété est directement ancrée dans la problématique que pose aujourd'hui ces sursauts : forme du diagramme primaire (information sur la dynamique des couplages onde-onde s'opérant dans la source), impact des effets de propagation (information sur les propriétés du milieu ambiant), spectre radio (information sur l'énergie rayonnée.) Les résultats obtenus ont apporté des contraintes observationnelles fortes qui doivent permettre de répondre à chacune de ces questions. Nous allons maintenant résumer ces résultats, et présenter les principaux axes de recherche à envisager dans la continuité de ce travail.

5.1 Résumé des résultats obtenus

L'étude de la directivité des sursauts de type III dans la haute couronne et dans milieu interplanétaire a avant tout permis de contraindre, pour la première fois, les propriétés moyennes du diagramme d'émission apparent à partir d'un large échantillon d'événements. La mise en place d'une base de données conséquentes de sursauts à partir de l'exploitation de plus de dix années d'observations radio faisant appel à quatre sondes différentes, a ainsi rendu possible une étude statistique significative du diagramme en tirant parti au maximum des méthodes stéréoscopiques disponibles. Les résultats obtenus ont permis de lever certaines contradictions issues des études antérieures réalisées en dessous de 1 MHz, mais également d'étendre l'étude du diagramme à plus haute fréquence aux alentours de 10 MHz.

Un premier résultat important a été de montrer que le diagramme apparent présente autour de 1 MHz un maximum d'émission dévié de $\sim 20^\circ$ vers l'est par rapport à la direction du champ magnétique locale. On a constaté une augmentation de la déviation lorsque la fréquence diminue, et à l'inverse, une diminution lorsque la fréquence augmente. Cette déviation avait déjà été relevée en dessous de 1 MHz par Poquérusse et al. (1996), Hoang et al. (1997) à partir d'un nombre plus restreint d'événements et en utilisant deux récepteurs opérant dans des gammes de fréquences très différentes. Nos observations ont donc finalement donné raison à ces auteurs. L'hypothèse selon laquelle cette déviation serait causée par la présence d'une région surdense au voisinage de la source radio a également été étudiée. A partir d'un premier échantillon de sursauts associés avec des ondes de Langmuir observées sur Wind, on a ainsi pu identifier pour la première fois ces régions et en donner les principales caractéristiques à 1 ua. Cette étude a par ailleurs révélé que la présence de telles structures n'était pas systématique et dépendait probablement des conditions initiales de formation dans la couronne solaire. De telles régions pourraient présenter des similitudes importantes avec les régions d'interactions en corotation, créées à l'interface entre deux régions voisines de vent solaire évoluant à une même latitude mais à des vitesses différentes. Au final, à l'aide de simulations numériques de tracé de rayons, nous avons pu montré que de tels gradients pouvaient effectivement reproduire qualitativement la déviation de l'axe du diagramme. Un développement plus réaliste de ces simulations doit permettre de reproduire quantitativement le comportement observé. Nous avons également constaté une focalisation vers l'équateur du diagramme en latitude. Ce comportement, contraire aux effets du gradient de densité latitudinal mesuré dans l'héliosphère (Issautier et al. 1998), relève probablement aussi de la présence d'un gradient de densité local. La question de l'existence de ce gradient nécessite toutefois un traitement complexe à trois dimensions qui n'a pas été abordé au cours de ces trois années de thèse.
Nous avons également mesuré de manière précise l'ouverture angulaire du diagramme. La connaissance de cette caractéristique du diagramme est une étape indispensable pour espérer découpler les effets de propagation des effets du diagramme primaire. En particulier, elle est d'une grande aide pour mieux comprendre l'impact de ces mêmes effets de propagation sur le rayonnement radio. Nos résultats ont ainsi montré que les sursauts de type III pouvaient êtres visibles sur 4π sr, avec un facteur

d'atténuation de près de 2 ordres de grandeur à $\sim 1\ MHz$ en longitude pour les sursauts observés à près de 180° de l'axe du diagramme. Cette large visibilité permet de rendre compte des observations réalisées alors que sonde et sursaut peuvent se trouver de part et d'autre du Soleil (MacDowall 1982, Dulk et al. 1985, Lecacheux et al. 1989). Très probablement sous les effets de la diffusion du rayonnement radio par la turbulence du milieu, l'amplitude du diagramme tend à devenir isotrope vers les basses fréquences. A l'inverse, l'amplitude diminue lorsque la fréquence augmente ; le facteur d'atténuation pouvant atteindre les 3 ordres de grandeurs à $\sim 10\ MHz$ pour les sursauts observés à près de 180° de l'axe du diagramme. En latitude, la mesure de l'ouverture du diagramme en dessous de $\sim 1\ MHz$ a révélé un comportement quasi-isotrope (comparé aux variations longitudinales) avec un facteur d'atténuation ne dépassant pas 5 à $\sim 1\ MHz$.
Une fois le diagramme moyen connu, nous nous sommes également intéressés à l'étude du spectre radio des sursauts de type III sur la gamme de fréquences $[\sim 0.1 - 10\ MHz$. Si les effets de directivité peuvent modifier la puissance radio d'un sursaut d'un facteur de 1 à 1000, on a toutefois montré que la soustraction des effets du diagramme ne modifiait pas significativement le spectre radio moyen des types III. Ces effets ne permettent donc pas d'expliquer la présence d'un maximum de puissance autour de $\sim 1\,MHz$. La mesure du profil moyen des vitesses des électrons énergétiques, à partir de l'ensemble des observations de sursauts et d'un modèle moyen de densité, a révélé l'existence d'une région commune où la décélération des électrons diminuait rapidement. On pu de ce fait constaté que la région de croissance de la puissance (c.-à-d. $f \gtrsim 1\,MHz$) observée sur le spectre coïncidait bien avec la région où la décélération des électrons était plus importante. Si l'obtention tardive de ces observations ne nous a pas permis d'établir à ce jour le lien supposé entre ces deux mesures, on peut espérer que ces résultats préliminaires apporteront des contraintes fortes aux modèles théoriques actuelles, en particulier dans la couronne où les mesures *in situ* restent inaccessibles.

Au cours de ces trois années de thèse, l'étude statistique des sursauts de type III m'a également amené à créer une véritable base de données de plus de ~ 2000 sursauts de type III observés par les sondes Wind, Ulysse, Cassini, STEREO-A, et STEREO-B. L'exploitation de cette base de données est loin d'être achevée, et doit permettre d'établir plusieurs grandes caractéristiques des sursauts de type III avec une statistique significative ; comme ce fût le cas pour le diagramme d'émission. De plus, la création de cette base de données a nécessité le développement d'un certain nombre d'outils de diagnostic. Ainsi, même si la sélection des sursauts sur les spectres dynamiques reste encore manuelle [1], le traitement massif mais néanmoins rigoureux d'une importante quantité de données radio a donné naissance à une bibliothèque de logiciels permettant une analyse semi-automatique rapide et efficace des sursauts. Moyennant la mise en place d'une interface graphique plus conviviale, on peut espérer voir à l'avenir cette bibliothèque diffusée à l'ensemble de la communauté scientifique.
Enfin, l'étalonnage effectué sur les données radio HFR de S/Waves fournit des infor-

1. Le traitement totalement automatisé de détection des sursauts à l'aide de réseaux de neurones a fait l'objet d'un premier stage de trois mois co-encadré par Milan Maksimovic et moi-même.

mations essentielles sur les caractéristiques des antennes et des récepteurs radio. En particulier, une connaissance précise de ces caractéristiques s'avère indispensable au développement d'une méthode de goniopolarimétrie sur STEREO.

5.2 Perspectives

5.2.1 Paires F-H

L'incertitude qui persiste sur l'identification du mode d'émission observée à basses fréquences reste un point faible qui peut être lourd de conséquence sur l'interprétation des observations. L'identification incorrecte de ce mode peut entraîner en premier lieu une erreur importante sur la détermination de la position de la source. En particulier, la mesure de la différence des temps d'arrivée aux deux sondes a révélé un écart pouvant dépasser les 500 s par rapport aux délais estimés géométriquement (voir chapitre 2). Des observations ont montré que cet écart pourrait être du au fait que les deux sondes n'observent pas le même mode d'émission, plus qu'une conséquence des effets de propagation (Hoang et Bonnin, article en préparation).
L'étude de la directivité des sursauts ne nous a malheureusement pas permis de distinguer de manière sûre les deux modes d'émission. La distinction des diagrammes d'émission des deux modes doit permettre de mieux contraindre les effets du milieu ambiant sur le rayonnement, mais également faciliter la comparaison des formes obtenues avec les diagrammes primaires déduits des modèles théoriques (en particulier pour le mode harmonique moins soumis aux effets de propagation.) De nombreux indices semblent malgré tout confirmer la présence de l'émission fondamentale proche de l'axe, et de l'harmonique loin de l'axe.
Cependant, la seule méthode de sélection consistant à séparer sursauts observés près de l'axe et loin de l'axe, reste, selon nous, bien trop ambiguë et qualitative pour apporter des résultats convainquant. A l'heure actuelle, seuls les trop rares cas de sursauts associés avec des ondes de Langmuir mesurées par une sonde spatiale, permettent d'identifier de manière sûre le mode d'émission observé à basses fréquences durant la phase montante (Dulk et al. 1984). Une étude statistique permettant de séparer un certain nombre de caractéristiques propres aux deux modes d'émission devrait permettre de franchir une première étape nécessaire vers la mise en place d'une méthode d'identification fiable et automatique à basse fréquence. Dans ce contexte, l'utilisation de notre base de données devrait également s'avérer utile.

5.2.2 Processus d'émission à basses altitudes

La mesure du spectre radio ainsi que de la vitesse moyenne des électrons de type III, a révélé deux régions présentant des variations d'émission distinctes. Ces premiers résultats ont permis de fournir une première estimation de l'altitude/fréquence de transition, ainsi qu'une contrainte observationnelle forte pour les modèles actuelles. L'obtention tardif de ces mesures ne nous a toutefois pas permis de développer plus en détails l'interprétation théoriques de ces résultats. Il s'agit donc à présent de réaliser une analyse détaillée des propriétés de la couronne dans cette zone de transition.

Une étude théorique approfondie des mécanismes d'émission est également nécessaire afin de confronter les observations avec les prédictions théoriques. Enfin, il est également possible d'envisager une étude similaire portant sur le spectre radio des sursauts radio solaires de type II. En effet, bien que d'origines différentes, ces sursauts sont très probablement produits par les mêmes mécanismes d'émission que les sursauts de type III. En particulier, la théorie de croissance stochastique semble également pouvoir s'appliquer aux émissions de type II. Le spectre radio de ces sursauts doit donc dans ce cas présenter des similitudes avec celui des types III, et si notre interprétation est correcte, laisser apparaître un maximum d'émission autour de $\sim 1\,MHz$.

5.2.3 Effets de propagation

Comme nous avons pu le constater, la présence des effets de propagation fausse considérablement les données du problème. L'étude des effets de propagation est donc toujours d'actualité. Comme dans beaucoup d'autres domaines scientifiques, l'utilisation des simulations numériques est ici un outil incontournable pour reconstituer les propriétés du rayonnement radio à travers l'héliosphère. Les simulations numériques ont déjà été utilisées à plusieurs reprises pour étudier le comportement des sursauts radio (Steinberg et al. 1971, Thejappa et al. 2007, Li et al. 2008a;b). Et nous avons présenté dans ce manuscrit les premiers résultats obtenus à partir de simulations numériques de tracé de rayons dans l'héliosphère, tenant compte de la région surdense. L'amélioration de ce code passe maintenant par une meilleure connaissance des propriétés du milieu au voisinage de la source radio. En particulier les fluctuations de densité, et l'évolution des structures à grande échelle (jets de matière, régions de surdensité) sont mal connues dans le milieu interplanétaire. On pourra alors remonter à des valeurs quantitatives plus réalistes, et comparables avec les mesures du diagramme apparent. En particulier, l'étude de la déviation du diagramme offre une nouvelle voie possible dans l'étude de la formation et l'évolution des régions d'interaction en corotation.

Les mesures goniopolarimétriques peuvent également permettre d'améliorer nos connaissances sur les propriétés du milieu, et en même temps, accroître la précision des mesures radio de la position des sursauts solaires. Nous avons pu constater que la méthode goniopolarimétrique développée par Cecconi (2004), et utilisée initialement sur les données radio de l'expérience RPWS à bord de la sonde Cassini, pouvait être tout à fait adaptée à l'étude des sursauts radio solaires (Cecconi et al. 2008). Le développement de cette méthode sur l'instrument radio STEREO/Waves est en cours. Son application devrait permettre une comparaison des méthodes de calcul de la position des sursauts par triangulation. Une étude en parallèle sur les sursauts de type II peut également ici fournir des renseignements intéressants. En effet, ces sursauts qui sont généralement produits par l'onde de choc générée par le déplacement des éjections de masse coronale, ont une composante visible. Cette composante est observable par l'instrument LASCO à bord de la sonde SOHO, mais également par l'instrument SECCHI à bord des deux sondes STEREO. Ce dernier présente l'énorme avantage d'être bien plus sensible, et d'avoir un champ de vue bien plus large (de l'ordre

de $1\,UA$). On pourrait ainsi suivre la trajectoire de ces ondes de choc, et obtenir de précieuses informations à partir de l'étude comparative entre la position radio et la position visible mesurées (émission visible qui n'est pas affectée par les effets de propagation).

Compte-tenu de ces perspectives, l'exploitation des données de la mission STEREO n'en est qu'à ses débuts. En effet, avec la fin de la mission Ulysse survenue en 2008 après près de 18 ans de bons et loyaux services, on ne peut que souhaiter un prolongement de cette mission entièrement dédiée à l'étude stéréoscopique de l'activité solaire en général, et des sursauts radio en particulier [2]. Les premiers résultats STEREO obtenus tardivement dans ce travail de thèse, loin d'être définitifs, incitent au contraire à poursuivre l'étude des sursauts radio solaires de type III. En particulier, la configuration offerte par les trois missions STEREO A, STEREO B, et Wind offre un contexte très favorable à l'observation des sursauts radio dont il faut maintenant tirer pleinement parti. Le lancement des sondes STEREO, survenu en période de minimum solaire, devrait également inciter à une extension de la mission vers une période plus active, où la fréquence des événements éruptifs, et donc des sursauts, tend à augmenter.
De manière générale, cette recherche ne doit pas aujourd'hui se restreindre à un seul domaine de fréquences. Les moyens actuels au sol et dans l'espace couvrent une large gamme quasi-continue de fréquences qui permettent de suivre ces sursauts depuis la basse couronne jusqu'au delà de l'orbite terrestre. L'étude des sursauts de type III, encore trop souvent segmentée, aurait probablement beaucoup a gagné de ce rapprochement entre hautes et basses fréquences. Il paraît en effet plus que jamais indispensable d'appréhender la physique des sursauts de type III dans sa globalité si l'on veut espérer à l'avenir en faire enfin un outil fiable d'étude du soleil.

2. La mission STEREO prévue initialement pour durer 2 ans, devrait être prolongée dans les mois qui viennent.

Remerciements

Mes premiers remerciements s'adressent tout naturellement à mes deux directeurs de thèse, Jean-Louis Bougeret et Milan Maksimovic, qui m'ont encadré durant ces trois années passées au pôle plasma du LESIA : Jean-Louis, merci d'avoir accepté d'encadrer cette thèse alors que tes fonctions de directeur ne t'en laissaient pas vraiment le loisir. Milan, merci pour ta gentillesse, ta générosité, et ton optimisme qui m'ont été bien salutaires dans les moments de tâtonnement et de doute ; surtout ne change pas !
Je voudrais également remercier Robert MacDowall et Thierry Dudok de Wit d'avoir bien voulu consacrer un peu de leur précieux temps afin de rapporter mon travail de thèse ; leurs commentaires et suggestions m'ont été d'une grande aide pour parachever ce rapport. Merci également à Ondrej Santolik pour m'avoir fait l'honneur d'être examinateur dans mon jury, ainsi qu'à Marcello Fulchignoni pour l'avoir présidé et pour m'avoir initié à l'astrophysique à l'université ; ma passion pour cette discipline ne s'est jamais démentie depuis.

Je tenais à remercier les membres du pôle plasma que j'ai côtoyés avec un grand plaisir pendant ces trois années : Philippe, Catherine, Karine, Carine, Renée, Nicole (M), Filipo, Michel (M), André, Michel (P), Aurélie, Souda, Nicole (L), Moustapha, Stephane, Pierre-Luc, Cécile et plus particulièrement Sang qui fût, à son insu, un troisième directeur de thèse pour moi. Je remercie également l'équipe américaine de l'instrument S/Waves pour son accueil et sa disponibilité.

Il m'est impossible de passer sous silence l'existence des Forces Précaires Libres (FPL) qui, plus qu'un obscur corpuscule pseudo-comico-autoritaire-à-but-pas-du-tout-lucratif-se-réunissant-préférentiellement-à-l'heure-du-thé, est devenu pour moi une véritable bande d'amis. Avec par ordre de grade peu à pas décroissant du tout : Laurent, Sébastien, Baptiste, Quynh-Nyu, Arnaud B., Jean-Mathias, Cillia, Nesibe, Lorenzo, Stepan, Sonja, Magda, Pierre, Gaétan, Olga, Yannis, Arnaud Z. Avec une mention toute particulière au grand sachem du rez-de-chaussé que j'ai dû supporter avec bonheur durant ces trois années de thèse, ainsi qu'à Lorenzo, Magda, et le tchèque en bois qui ont eu l'immense privilège de partager, pour de trop brèves périodes, notre bureau. Bien sûr une reconnaissance éternelle à Mr Bois : où que tu sois saches que ton enseignement n'a pas été vain ! Merci à Jacqueline Plancy à qui j'aurais dû rendre visite plus souvent ! Merci également à Denis Rakotoarijimy qui m'ouvrit pour la première fois les portes de l'observatoire de Paris.

Un grand merci à tous ceux qui ont contribué par leur présence et leur amitié à l'indispensable-bon-équilibre-psychologique-du-thésard : les fidèles vétérans du lycée Rodin, la fine équipe des anciens du magistère de physique de Paris 7, les joyeux drills du Master d'astronomie de Meudon, les attachants fanfarons des vacances au

ski, et les braves camarades du groupe de capoeira Sul da Bahia. Je voudrais remercier tout particulièrement Fabio avec qui j'ai partagé au lycée l'idée un peu saugrenue de devenir un jour astrophysicien, et qui en ce moment même écrit également ses remerciements. Ainsi qu'à Vincent qui, sous ses airs caustiques d'anti-scientifique, m'a toujours soutenu lorsque j'en avais besoin.

Bien sûr, je n'oublie pas ma petite famille composée de : ma mère, sans qui (c'est bien connu) je ne serai pas ici aujourd'hui, mon beau-père qui, à travers son vaste réseau de contacts, m'a permis de rencontrer Denis (cf. paragraphe 3 pour ceux qui ne suivent pas !) Egalement mes grands-mères, et mon oncle et ma tante, et ma marraine, et mon père, et ma belle mère, ainsi que ma soeur et mon beau-frère, et mon neveu, le petit dernier de la famille qui a eu la bonne idée de naître suffisamment tôt pour venir assister à ma soutenance : A tous mille mercis ! Egalement merci à ma (quasi) belle famille qui a toujours montré de l'intérêt à l'égard de mon travail (ce qui au vu de mon sujet de thèse est courageux de leur part !)

Enfin c'est à Marie que vont mes ultimes remerciements ; elle qui m'accompagne et me supporte (dans tous les sens du terme) depuis tout ce temps, et qui, je l'espère, aura la patience nécessaire pour persévérer à partager, pour mon plus grand bonheur, ma vie.

Meudon, le 17 décembre 2008.

Annexe A

Publications

Sommaire

A.1 Bougeret et al., 2008 101
A.2 Cecconi et al., 2008 125
A.3 Bonnin et al., 2008 135

A.1 Bougeret et al., 2008

Article paru en Avril 2008 dans la revue *Space Science Review*.

Liste des auteurs

J.L. Bougeret, K. Goetz, M.L. Kaiser, S.D. Bale, P.J. Kellog, M. Maksimovic, N. Monge, S.J. Monson, P.L. Astier, S. Davy, M. Dekkali, J.J. Hinze, R.E. Manning, E. Aguilar-Rodriguez, **X. Bonnin**, C. Briand, I.H. Cairns, C.A. Cattel, B. Cecconi, J. Eastwood, R.E. Ergun, J. Fainberg, S. Hoang, K.E.J Huttunen, S. Krucker, A. Lecacheux, R.J. MacDowall, W. Macher, A. Mangeney, C.A. Meetre, X. Moussas, Q.N. Nguyen, T.H. Oswald, M. Pulupa, M.J. Reiner, P.A. Robinson, H. Rucker, C. Salem, O. Santolik, J.M. Silvis, R. Ullrich, P. Zarka, et I. Zouganelis.

Référence : Space Science Reviews, Volume 136, Issue 1-4, pp. 487-528.

Space Sci Rev
DOI 10.1007/s11214-007-9298-8

S/WAVES: The Radio and Plasma Wave Investigation on the STEREO Mission

J.L. Bougeret · K. Goetz · M.L. Kaiser · S.D. Bale · P.J. Kellogg · M. Maksimovic · N. Monge · S.J. Monson · P.L. Astier · S. Davy · M. Dekkali · J.J. Hinze · R.E. Manning · E. Aguilar-Rodriguez · X. Bonnin · C. Briand · I.H. Cairns · C.A. Cattell · B. Cecconi · J. Eastwood · R.E. Ergun · J. Fainberg · S. Hoang · K.E.J. Huttunen · S. Krucker · A. Lecacheux · R.J. MacDowall · W. Macher · A. Mangeney · C.A. Meetre · X. Moussas · Q.N. Nguyen · T.H. Oswald · M. Pulupa · M.J. Reiner · P.A. Robinson · H. Rucker · C. Salem · O. Santolik · J.M. Silvis · R. Ullrich · P. Zarka · I. Zouganelis

Received: 17 February 2007 / Accepted: 6 December 2007
© Springer Science+Business Media B.V. 2008

J.L. Bougeret · M. Maksimovic (✉) · N. Monge · P.L. Astier · S. Davy · M. Dekkali · R.E. Manning (deceased in 2002) · X. Bonnin · C. Briand · B. Cecconi · S. Hoang · A. Lecacheux · A. Mangeney · Q.N. Nguyen · P. Zarka · I. Zouganelis
LESIA, UMR CNRS 8109, Observatoire de Paris, 92195 Meudon, France
e-mail: milan.maksimovic@obspm.fr

K. Goetz · P.J. Kellogg · S.J. Monson · J.J. Hinze · C.A. Cattell · J.M. Silvis
School of Physics and Astronomy, University of Minnesota, Minneapolis, USA

M.L. Kaiser · J. Fainberg · R.J. MacDowall · C.A. Meetre · M.J. Reiner
NASA, Goddard Space Flight Center, Greenbelt, MD, USA

S.D. Bale · E. Aguilar-Rodriguez · J. Eastwood · K.E.J. Huttunen · S. Krucker · M. Pulupa · C. Salem · R. Ullrich
Space Sciences Laboratory, University of California, Berkeley, USA

S.D. Bale · M. Pulupa
Physics Department, University of California, Berkeley, USA

I.H. Cairns · P.A. Robinson
School of Physics, University of Sydney, Sydney, NSW 2006, Australia

R.E. Ergun
Laboratory for Atmospheric and Space Physics, University of Colorado, Boulder, USA

W. Macher · T.H. Oswald · H. Rucker
Space Research Institute, Austrian Academy of Sciences, Graz, Austria

X. Moussas
Section of Astrophysics, Astronomy and Mechanics, Department of Physics, University of Athens, Athens, Greece

M.J. Reiner
The Catholic University of America, Washington, DC, USA

Abstract This paper introduces and describes the radio and plasma wave investigation on the STEREO Mission: STEREO/WAVES or S/WAVES. The S/WAVES instrument includes a suite of state-of-the-art experiments that provide comprehensive measurements of the three components of the fluctuating electric field from a fraction of a hertz up to 16 MHz, plus a single frequency channel near 30 MHz. The instrument has a direction finding or goniopolarimetry capability to perform 3D localization and tracking of radio emissions associated with streams of energetic electrons and shock waves associated with Coronal Mass Ejections (CMEs). The scientific objectives include: (i) remote observation and measurement of radio waves excited by energetic particles throughout the 3D heliosphere that are associated with the CMEs and with solar flare phenomena, and (ii) in-situ measurement of the properties of CMEs and interplanetary shocks, such as their electron density and temperature and the associated plasma waves near 1 Astronomical Unit (AU). Two companion papers provide details on specific aspects of the S/WAVES instrument, namely the electric antenna system (Bale et al., Space Sci. Rev., 2007) and the direction finding technique (Cecconi et al., Space Sci. Rev., 2007).

Keywords Solar radioastronomy · Space instrumentation

1 Introduction

The measurement of fluctuating electric fields at a spacecraft in interplanetary space using simple monopole or dipole antenna systems gives access to both remotely produced electromagnetic waves (radio astronomy) as well as electromagnetic and electrostatic waves produced in the vicinity of the spacecraft.

Long wavelength radio astronomy covers the range of decametric, hectometric and kilometric wavelengths (or radio frequencies below roughly 30 MHz), which are usually not well detected from ground-based radio observatories without perturbations due to the reflection of radiation from Earth's ionosphere. At these wavelengths, a rich variety of radio bursts of solar origin are observed that trace particles produced by energetic phenomena through the solar corona and interplanetary medium. Since the late 1960's, these radio emissions have been observed and studied, primarily by numerous single spacecraft missions. These radio emissions are produced by non-thermal radiation mechanisms that are still incompletely understood. The STEREO mission will provide the first dedicated stereoscopic observations of remotely generated solar radio emissions to elucidate their origin.

In-situ observation of waves can yield valuable information on processes occurring throughout the heliosphere. Of special importance are processes which include the generation of radio waves, cascade of plasma turbulence, reconnection at flux-tube boundaries, etcetera.

The accurate measurement of the weak noise spectrum near the local plasma frequency (plasma line) can yield a robust measurement of the electron density and temperature, e.g., when a Coronal Mass Ejection (hereafter CME) crosses the spacecraft. This measurement

O. Santolik
Faculty of Mathematics and Physics, Charles University, Prague, Czech Republic

O. Santolik
IAP/CAS, Prague, Czech Republic

technique, called Quasi-thermal noise spectroscopy (Meyer-Vernet and Perche 1989), is independent of the spacecraft potential even when the spacecraft environment is disturbed by the passage of a CME.

Radio and plasma wave investigations are currently part of the payload of several spacecraft in the earth environment and of interplanetary or planetary probes. They provide unique information that is complementary to particle and other in-situ measurements. In particular, the Ulysses, WIND, and CASSINI spacecraft are carrying similar instruments, portions of which have been designed and built by the same institutions as S/WAVES (Stone et al. 1992; Bougeret et al. 1995; Gurnett et al. 2004). Both Ulysses and WIND are spinning spacecraft, while CASSINI and STEREO are three-axis stabilized. The instruments on the latter two spacecraft use similar techniques to determine source direction, though the S/WAVES measurement techniques are more sophisticated. These methods of analysis are described in more detail in a companion paper devoted to direction finding of radio sources from three-axis stabilized spacecraft, such as STEREO (Cecconi et al. 2007). The STEREO antenna system used for making these measurements is described in the companion paper by Bale et al. (2007). The implications of these radio and plasma wave measurements for theoretical studies and modeling are summarized in the paper by Aschwanden et al. (2006).

In Sect. 2, we summarize the S/WAVES scientific objectives and provide the scientific background relevant for the radio stereoscopic observations that will be made during the STEREO mission. In Sect. 3, we give a brief summary of the direction-finding method as well as the quasi-thermal noise spectroscopy method. The S/WAVES suite of instruments is described in detail in Sect. 4 and specific technical aspects, including Electro-Magnetic Cleanliness, inter-communication with other STEREO instruments and calibration, are presented in Sect. 5. Scientific operations are outlined in Sect. 6 and the Education and Public Outreach plan is summarized in Sect. 7. Finally, Sect. 8 provides an overall summary and conclusion.

2 Scientific Objectives

2.1 Summary of S/WAVES Science Objectivs

The primary S/WAVES science goals are to:

- Remotely track and probe CME-driven shocks and flare electrons at high frequency and time resolution from their genesis in the low corona to their interaction with the terrestrial magnetosphere, to establish the link between the EUV and coronagraph images and the in-situ CME and particle observations.
- Measure the spatial extent and structure of CME-driven shocks and flare- and CME-associated electron beams.
- Make remote and in-situ measurements of solar radio sources that may provide a deeper and more comprehensive understanding of the mechanisms that generate type II (CME) and type III (flare) radio bursts.
- Measure solar wind electron plasma density and temperature in regions of cold, dense plasma within CME-associated magnetic clouds using quasi-thermal noise techniques.
- Study the role of plasma microphysics in CME-driven shocks.

2.2 Remote Sensing of Type II (CME-Associated) and Type III (Flare-Associated) Solar Radio Emissions

CMEs, once ejected from the Sun (after, for example, large filament eruptions) propagate through the corona and interplanetary medium. When directed towards the Earth, they can affect the space weather environment in two ways: by accelerating solar energetic particles (SEPs) near the Sun and later by the direct encounter of the CME material and its associated driven shock with the Earth's magnetosphere. Since radio emissions are often generated at CME-driven shocks, these radio observations provide an important means of tracking CMEs through the corona and the interplanetary medium, a crucial capability for space weather forecasting, as discussed in Sect. 6.2 (Gopalswamy et al. 2001b; Schwenn et al. 2005).

Radio emissions associated with the propagation of a CME are called *type II radio bursts or emissions*. The mechanism responsible for the generation of these radio emissions at the fundamental and harmonic of the local plasma frequency and the relevant in-situ observations are described in Sects. 2.3 and 2.4. Because the interplanetary density decreases with increasing heliocentric distance, the type II emissions decrease in frequency as the CME/shock propagates through the corona and the interplanetary medium. An example of such frequency drift is shown on the dynamic spectrum of Fig. 1a.

Remote measurements of the frequency drift of these type II emissions provide a frequency-time track of the CME/shock through interplanetary space. In the example displayed in Fig. 1, which was an Earth-directed (halo) CME event, the diffuse radio emissions were continuously observed as the CME propagated from the solar corona to Earth. Once a heliospheric density model is assumed, this frequency-time track can be converted

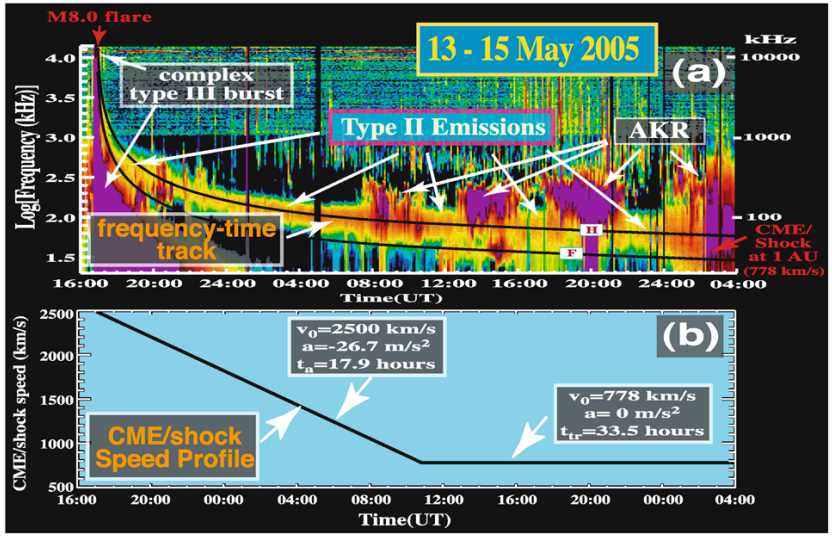


Fig. 1 (**a**) Dynamic spectrum from WIND/WAVES showing the frequency-drifting type II radio emissions generated by a halo CME as it propagated from the Sun to Earth between May 13 and 15, 2005. The *black curves* are the frequency–time tracks of the frequency-drifting type II radiation, generated at the fundamental and harmonic of the plasma frequency. (**b**) Speed profile of the corresponding CME derived from the frequency–time track in (**a**), assuming a $1/r^2$ falloff of the interplanetary plasma density

into a distance–time track that describes the spatial progress of the propagating CME. The CME/shock speed profile, such as shown in Fig. 1b, can then be derived directly from this distance-time track, showing that the CME initially decelerated at a rate of 27 m/s^2 in this particular case.

Until the recent advent of heliospheric imagers, this model-dependent approach has been the most efficient way for indirectly tracking CMEs. This method has been used to reconstruct the speed and distance-time profiles describing the spatial progress of CMEs through interplanetary space (Reiner et al. 1998a, 2001a, 2007b; Dulk et al. 1999). On STEREO, such remote radio observations will provide overlapping coverage with the SECCHI white-light images of CMEs, including in the critical spatial region between 60 and 100 solar radii (Rs) where significant changes in CME dynamics are expected as the CME moves from the solar corona to the interplanetary solar wind.

A shortcoming of remote frequency–time tracking is that the coronal and interplanetary density profiles, required to convert to spatial information, are dynamic and typically not known *a priori*. S/WAVES, however, can overcome this difficulty by exploiting the direction finding capabilities on both spacecraft. The 3D spatial location of a given radio source can be directly deduced using radio triangulation, i.e. from the intersection of the measured lines of sight from the two STEREO spacecraft, without any assumptions for the interplanetary density profile (see Sects. 3.3 and 3.4 for details). The two spacecraft triangulations, measured at a series of consecutive frequencies, allow direct spatial tracking of a given solar radio source and, in the case of a type II burst, of the associated CME/shock.

Comparison of the 3D locations of the radio sources with the corresponding white-light CME, provided by SECCHI on STEREO (Howard et al. 2008) and SOHO LASCO (Brueckner et al. 1995), will provide new information about the spatial relationship between the CME and its associated driven shock, and about conditions favorable to the generation of these radio emissions (Reiner et al. 1998b, 2005).

The S/WAVES radio observations will provide a better understanding of the complex features commonly observed for type II radio emissions. In addition to the more continuous and diffuse emissions shown in Fig. 1, type II radiation consisting of intermittent, narrow bands of emissions that can often be nearly as intense as the radiation from solar type III emissions, have often been reported. Some of the intense, complex type II emission features represent signatures of interactions between two propagating CMEs (Gopalswamy et al. 2001a; Reiner et al. 2001b). An example of enhanced radio emissions resulting from such interactions is shown in Fig. 2. The ability of S/WAVES to view these emissions from two vantage points and to triangulate the actual radio source spatial locations, which can then be directly compared with the stereo views of the associated white-light CME, will provide a better understanding of the origin and nature of these unusual type II radiation features. Analysis of the STEREO observations will also provide important new information on the beaming patterns of the type II emissions and on the propagation characteristics of radiation through the interplanetary plasma. The analysis and interpretation of these observations will be greatly facilitated by complementary modeling efforts (Knock and Cairns 2005; Aschwanden et al. 2006). Finally, these STEREO observations of the type II radio signatures may provide new insights into the origin and nature of solar energetic particles (SEPs) (Gopalswamy et al. 2002, 2005).

Although the same plasma emission mechanism that generates type II radio emissions also generates type III radio bursts, the origin of these latter bursts is quite different. Type III radio bursts are produced by streams of suprathermal electrons ejected onto open magnetic field lines during solar flares. These electrons, due to their small gyroradii, are constrained to follow the Parker spiral magnetic field lines through interplanetary space, generating intense

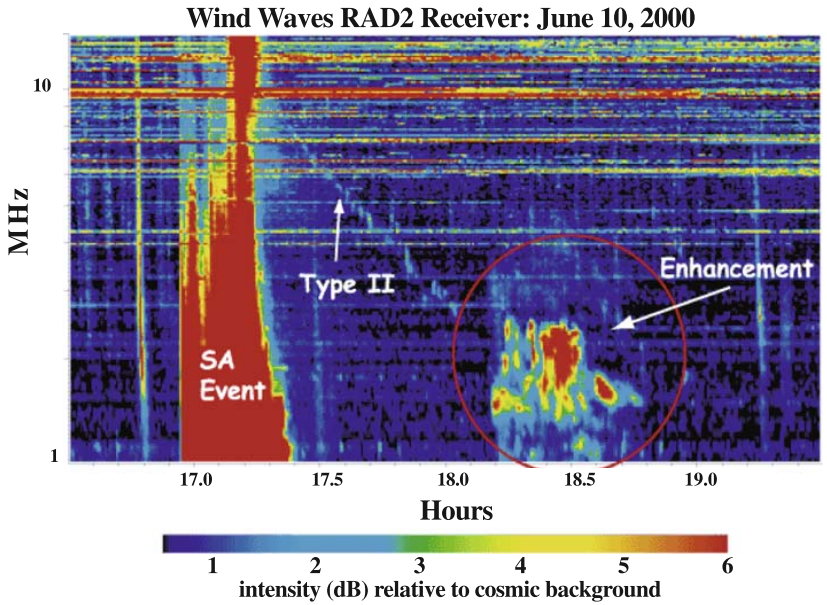


Fig. 2 Enhanced type II radiation due to the interactions between two CMEs

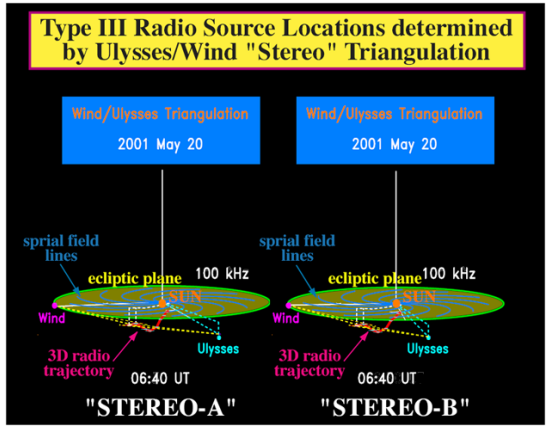


Fig. 3 (Color online) Stereo image of a type III burst trajectory deduced by triangulation from the WIND and Ulysses spacecraft for a solar type III event observed on May 20, 2001 at about 06:40 UT. The *yellow dashed lines* are the lines of sight to the radio source from the Ulysses and WIND spacecraft, whose intersection gives the 3D location of the radio source at each observing frequency. (To view the 3D stereo image, relax the eyes (by focusing at a distant object through the page) and allow the two images to merge into a third image at the center of the page, which will be seen in 3D)

radio emissions with their passage. The locations of the radio sources for the type III bursts at different frequencies, therefore, trace the global structure of the interplanetary magnetic field. An example of a 3D trajectory obtained from two spacecraft triangulation for a type III radio burst is shown in Fig. 3.

The orbital geometry of STEREO is ideal for routinely performing such triangulation measurements. The triangulation is expected to work best when the angular separation of the STEREO spacecraft is between about 40 and 60 degrees. The stereo views, as shown in Fig. 3, provide an opportunity to measure the beaming patterns of the type III radiation, to deduce the intrinsic characteristics of the type III radio sources and to study the effects of propagation and scattering of the radiation in the interplanetary medium (Hoang et al. 1997; Reiner et al. 1998c). These observations are important for providing a deeper understanding of the emission mechanism, as discussed in Sect. 2.4.

STEREO/WAVES observations will also provide a new understanding of the *complex type III-like bursts* (formerly called SA events) that are nearly always associated with major flare events involving CMEs (Cane et al. 1981; Bougeret et al. 1998; Reiner et al. 2000). Reiner and Kaiser (1999) pointed out the unusual fine-structure characteristics of these complex type III-like emissions below about 10 MHz, such as shown in Figs. 1 and 2. The STEREO observations, performed simultaneously from different spatial viewpoints, will give a better understanding of the nature and origin of these unusual radiation characteristics.

Solar *type III radio storms*, which originate in quasi-stable active regions, are long-lasting, quasi-continuous events consisting of thousands of weak type III radio bursts per day. Single spacecraft observations of these type III storms have used dynamic parallax to deduce the 3D locations of the radio sources (Bougeret et al. 1984). STEREO independently determines the source locations with two spacecraft triangulation. Information on the propagation and scattering effects of the interplanetary plasma on the type III radiation are obtained from the comparison of the type III source locations using these two complementary techniques. It has recently been discovered that type III radio storms are weakly circularly polarized (Reiner et al. 2007a). These observations were used to deduce the radial dependence of the solar magnetic fields along the path of electron beams. By simultaneously providing the corresponding 3D beam trajectory, the STEREO observations may identify the interplanetary plasma structure associated with the magnetic field profile by revealing the corresponding density profile.

2.3 Observation of In-Situ Type II and III Source Regions

As discussed above, type II and type III radio bursts are generated by the "plasma" emission process. As shock- or flare-accelerated energetic electrons propagate in the interplanetary medium, they form beam-like (positive slope) features in phase space. These beams are thought to form by simple advection, the fast electrons running ahead of the slower ones. As this beam feature moves toward lower energies, it becomes more and more "dense" until the growth rate, which is related to the positive slope of the electron distribution function, is sufficient to excite Langmuir waves. Eventually, the beam feature falls below the solar wind thermal/suprathermal electron population. Electrons with energies between ∼1–10 keV are thought to be responsible for generating the Langmuir waves, which eventually couple to propagating electromagnetic radiation. This region of unstable electron beams and Langmuir wave growth is often called the "source region" of the radio burst.

The theoretical understanding of the radiation from beams of suprathermal electrons in the solar atmosphere is based on comprehensive observations from space including both radio and in-situ observations and on energetic particle and plasma measurements (Lin et al. 1981; Robinson et al. 1993; Cairns and Robinson 1997, 1998, 1999). Type III source regions were encountered by the ISEE-3 (for, e.g., Lin et al. 1981) and WIND (for, e.g., Ergun et al. 1998) spacecraft. These earlier studies have left several questions unanswered:

(1) What is the mechanism of coupling between Langmuir waves and radio waves?
(2) How does the electron beam remain "unstable" over 1 AU of transit?
(3) What are the spatial dimensions of the source and the fraction of the source volume actually emitting radiation (the so-called filling factor)?
(4) What is the role of density fluctuations in the radio emission process?

S/WAVES observations, with 3-axis wave measurements, will allow us to take the next step in addressing these questions. The S/WAVES Time Domain Sampler (TDS) will measure the polarization state of Langmuir waves, their location within density structures (with the Low Rate Science (LRS) and Antenna Potential Monitor (APM) measurements), and their statistical properties (with the Langmuir Wave Statistics (LWS) measurements). Coordination with the IMPACT/STE instrument on STEREO (Luhmann et al. 2007) will provide important new measurements of the properties of electron beams associated with waves. In addition, combined with WIND (Bougeret et al. 1995) and ACE (Stone et al. 1998 and references therein) measurements, STEREO may provide the first spatial measurements of the source region. In its first month in orbit, STEREO has already observed at least one in-situ type III burst.

Type II radio bursts are generated upstream of fast CME-driven IP shocks. The radio emission process is fundamentally the same as for type III bursts, but beam speeds are probably lower (500 eV–1.5 keV). Type II bursts are often observed to be patchy in nature, with radio emission apparently coming from multiple sites near the shock front. However, only a few type II radio sources have been observed in-situ (Bale et al. 1999; Pulupa and Bale 2006). The first published event (Bale et al. 1999) showed a highly structured shock with radio emission coming from within a "bay" on the shock front. The STEREO spacecraft, together with WIND and ACE, will allow for the first multi-spacecraft studies of in-situ type II bursts.

2.4 Contribution of STEREO to the Theory of Radio Emission in the Interplanetary Medium

The STEREO data will constrain theories for interplanetary radio emissions using both remote observations (Aschwanden et al. 2006) and in-situ detection of plasma waves, density fluctuations, particle distributions, shock waves and other source characteristics responsible for producing the radiation. One unique aspect is the ability of S/WAVES to triangulate remote radio sources with near simultaneous Low Frequency Receiver (LFR), High Frequency Receiver (HFR) and Fixed Frequency Receiver (FFR) data from both STEREO spacecraft.

In the past decade or so, the theory of radio wave generation set out by Ginzberg and Zheleznyakov (1958), as modified by Melrose (1982), Cairns (1988) and others, has been challenged by several different mechanism. The original theory treated the conversion of electrostatic waves to electromagnetic waves by scattering from electron polarization clouds around ions, while the modified theory involves decay processes involving ion acoustic waves (Melrose 1982; Cairns 1988; Robinson and Cairns 1998a). Alternatively Kellogg (1986) pointed out that the Langmuir waves should be subject to reflection and trapping by density fluctuations, providing an alternative source of scattered Langmuir waves than nonlinear processes. Finally, Field (1956) introduced the idea that conversion of electrostatic waves could take place at major density gradients, and more recently, a series of papers have considered this process for the strong density fluctuations in the solar wind (Hinkel-Lipsker et al. 1992; Yin et al. 1999; Willes and Cairns 2001). The simultaneous detection of three-axis electric waveforms of Langmuir waves and low frequency fluctuations using the Time

Domain Sampler (TDS) and Low-Rate Science (LRS) experiments will provide constraints on these processes, as described in the subsections below.

2.4.1 *Low Frequency Receiver* (*LFR*), *High Frequency Receiver* (*HFR*) *and FFR Receiver Science*

S/WAVES is expected to make four primary contributions to the theory of type II and III bursts using remote observations:

(1) S/WAVES will use LFR, HFR and FFR data to test theoretical predictions for the dynamic spectra, fluxes, brightness temperatures, polarization and time-varying source locations of type II and III bursts. Increasingly sophisticated theories (Robinson and Cairns 1998a, 1998b; Knock and Cairns 2005; Cairns and Knock 2006; Aschwanden et al. 2006) were motivated by the anticipated solar wind data available from STEREO/IMPACT, S/WAVES thermal noise spectroscopy (Sect. 3.5), and other spacecraft.
(2) FFR, LFR and FFR direction finding and triangulation analyses, combined with theory-data comparisons, will allow the role of scattering by density irregularities to be disentangled from intrinsic directivity patterns (Steinberg et al. 1984; Thejappa and MacDowall 2005). Establishing whether the directions and source sizes inferred from each spacecraft's data independently are consistent with the triangulation solution and correlating 3D information on the source (e.g., location, size, and time variations) are key to this analysis.
(3) The relationship of burst "hotspots" to CMEs, shocks, interactions between several CMEs and solar wind structures (cf. Reiner et al. 1998a; Gopalswamy et al. 2001a; Knock and Cairns 2005) will be firmly established and quantified using S/WAVES direction-finding capabilities and data-driven solar wind models and will provide a means of testing current theories on the relationship.
(4) Radio sources like Earth's auroral kilometric radiation (AKR) and similar radiation from Jupiter and Saturn, which have known locations and independently measured spectra and intensity, will undergo changes in direction, angular size and intensity that provide independent constraints on scattering by density irregularities (Hess and MacDowall 2003) along multiple lines of sight to the two STEREO spacecraft, both in heliocentric longitude (for Earth) and distance (for Jupiter and Saturn).

2.4.2 *Time Domain Sampler* (*TDS*)

TDS observations of local Langmuir waves in type II and III events and comparisons with associated IMPACT and PLASTIC data will strongly constrain theories for type II and III bursts. Three major coupled questions need to be answered (Cairns and Kaiser 2002; Kellogg 2003): (i) why are the waves bursty, (ii) what is the origin of the localized wave packets that are sometimes observed, and (iii) what are the roles of linear and nonlinear processes in the evolution of Langmuir waves and the production of type II and III radiation?

In addition to these major studies, simultaneous high time resolution (≈ 1 μs) TDS data on 3 electric antennas will allow detailed comparison with stochastic growth theory (SGT) (Robinson 1992, 1995; Robinson et al. 1993; Cairns and Robinson 1999; Robinson and Cairns 2001), together with frequency-domain and correlation analyses of nonlinear product waves (Bale et al. 1998), and investigation of the reflection and linear mode conversion of Langmuir waves by density irregularities (Hinkel-Lipsker et al. 1992; Bale et al. 1998; Yin et al. 1999; Willes and Cairns 2001). In addition, localized Langmuir wavepackets will be compared with the predictions of strong turbulence "wave collapse" (Robinson 1997). Continuous provision of TDS and LFR amplitude statistics on the timescale of a few minutes, another unique aspect of S/WAVES will allow a connection between amplitude distributions on timescales of a wave packet and the timescale of ≈ 1 minute.

The TDS will also observe ion acoustic and other low-frequency waves in the solar wind, for instance in corotating interaction regions and shocks. The field distributions and high-resolution time series, especially coupled with "burst" IMPACT and PLASTIC data, will constrain theories for the generation of these waves. New theoretical constraints will result from the time series of high temporal resolution electric field measurements provided by TDS and data from IMPACT and PLASTIC in their burst modes.

An additional goal of the S/WAVES TDS is the study of harmonic generation in Langmuir waves. Electromagnetic radiation at twice the plasma frequency is usually observed with the fundamental radiation near the plasma frequency, and even higher (but weaker) harmonics are observed (Cairns 1986). If Langmuir waves are converted to electromagnetic radiation on density ramps, then the mechanism for generation of the harmonic becomes a problem. Reflection on density ramps provides a convenient source of oppositely directed Langmuir waves to generate the harmonic by the traditional process of nonlinear interaction of such pairs of waves. It is, however, important to consider the harmonic content of the primary Langmuir waves, especially as electron trapping occurs only in the positive potential peaks of the waves and will lead to a second harmonic component. Whereas the earlier Wind-Waves TDS experiment had a non-linear A/D converter which made the study of harmonic generation difficult, the A/D converter used in the S/WAVES TDS is accurately linear, and will allow a definitive study of harmonics.

The TDS system also supplies signals to a part of S/WAVES, the Langmuir Waves Statistics (LWS) subsystem, which periodically provides a distribution of wave amplitudes. An earlier experiment on WIND, the WAVES instrument (Bougeret et al. 1995), provided much useful information on large amplitude Langmuir waves. As discussed in the science section, because small amplitudes are more common and may represent appreciable energy, we also need the distribution of Langmuir wave amplitudes to compare various theories with observations. Theories of conversion to electromagnetic modes and the Stochastic Growth Theory require this comparison. The Langmuir Wave Statistics (LWS) subsystem will provide a histogram of the distribution of wave amplitudes based on the largest signal detected by the TDS in a (commandable) period of about 20 msec. This histogram will be collected and telemetered about once per minute. Separate wave amplitude histograms are made simultaneously for each of the four TDS channels.

2.4.3 *Low Rate Science* (*LRS*)

This part of the instrument is designed to investigate:

(1) conversion of Langmuir waves into the electromagnetic signals of type II and type III solar radio bursts; and
(2) turbulent processes which are an important part of the behavior of the solar wind, particularly how it is heated and altered at 1 AU.

To carry out these objectives, the LRS will measure density fluctuations and electric fields, especially in the frequency range which would resonate with ions. Comparison of the observed density fluctuations with observations of Langmuir waves by the Time Domain Sampler (TDS) and radio parts of the experiment will determine whether conversion of Langmuir waves on density ramps is important in the production of radio bursts.

The three DC-coupled APM channels provide rapid measurements of plasma density, using a method similar to that described by Pedersen (1995), but modified because the antennas are not biased to float at the plasma potential. This method is based on the fact that the floating potential of a conducting body in a plasma depends on a competition between photoelectron emission, which is essentially constant, and ambient electron pickup, which depends on electron density and temperature. The floating potential also depends on the geometry of the photo-emitting and electron pickup surfaces, and is expected to be different, and to depend differently on density and temperature, for the antennas and spacecraft. There is no adequate theoretical basis to calculate *a priori* the relation between density and potential difference so this density measurement will be calibrated using density measurements by PLASTIC and IMPACT. When possible, measurements of the quasi-thermal plasma line will be used, in preference to the density measurement of the plasma instruments. Because the antennas are so short, the quasi-thermal plasma line is expected to be observable only during times when the halo part of the electron distribution is relatively large (i.e. at times of low total density). When it can be observed, however, it provides a more accurate measure of electron density as described below. The electric field measurements will be calibrated using the lower frequency $\mathbf{V_{sw}} \times \mathbf{B}$ field from PLASTIC and IMPACT.

2.5 Solar Wind Physics: Electric Field and Density Fluctuations

At periods longer than a few seconds, three dimensional electric fields in the solar wind have not been measured. As a result, little is known except for the expectation and measurement of a convection field $\mathbf{E} = -\mathbf{v} \times \mathbf{B}$. Kellogg and Lin (1997) pointed out that solar wind electric fields in the frequency range which would resonate with the cyclotron frequency of the ions had never been measured, and that such fields could act as collisions and have a determining effect on the particle distributions of the solar wind. This range, which is Doppler shifted to about one hertz, is very difficult to measure on a spinning satellite because photoelectric voltages are much larger and in the same frequency range.

Several efforts have been made to measure electric fields in this frequency range in the solar wind. Our first attempt was with the URAP experiment on Ulysses (Stone et al. 1992). The Ulysses spin axis is always pointed at the Earth, which reduces photoelectric variations when the axis is also pointed near the sun. However, leakage from the photoelectric variations was too large in the 1 Hz range, though frequencies above 10 Hz were measurable because a hardware filter eliminated the spin frequency (Lin et al. 2003). The next attempt was with the experiment RPWS on Cassini (Kellogg et al. 2001, 2003). Cassini is 3-axis stabilized, but an instability on the wake caused interference which prevented good measurements.

More recently, a successful attempt using the EFW experiment on the Cluster satellites has been made (Bale et al. 2005; Kellogg et al. 2006). Kellogg et al. (2006) showed that the electric fields are indeed strong, and that their effect on the ions is larger than the effect of magnetic field fluctuations. The Cluster spacecraft spin but use electric field probes which are designed to minimize photoelectron variations. As discussed more fully in Bale et al. (2005) and Kellogg et al. (2006), it is unclear whether the measurements at the high frequency end of the plateau are reliable. It is one of the objectives of the Low Rate Science system to settle this question. Cluster is not in the solar wind very much of the time, and is in the free solar wind (i.e. not connected to the Earth's bow shock or magnetosphere) even less often. Hence, having shown that electric fields in the ion cyclotron range are important, we will use the 3-axis stabilized STEREO spacecraft for studies of the occurrence and amplitude, correlation with other phenomena, etc. of these low frequency electric fields.

The measurement of rapid density fluctuations is an essential part of our efforts to understand the mechanism of generation of type II and type III radio bursts. In addition to being a part of solar wind turbulence which has been neglected in favor of studies of magnetic field and velocity turbulence, it has been suggested (Field 1956; Kellogg 1986; Bale et al. 1998; Willes and Cairns 2001) that density changes play an essential role in the conversion of Langmuir waves to electromagnetic radiation. It has been argued that density fluctuations account for the long, exponentially decaying tail of fundamental emission in type III solar radio bursts, via multiple scattering of the emitted radiation, and the non-integer fundamental to harmonic frequency ratio via mode conversion back to Langmuir waves (Kellogg 1986; Robinson and Cairns 1998a).

Sufficiently accurate and rapid measurements of density have been difficult to do with plasma instruments. Typical density fluctuations amount to one or a very few percent—of the same order as typical plasma instrument counting statistics when samples are made rapidly. Early measurements on Ogo 5 (Unti et al. 1973) and on ISEE (Celnikier et al. 1983, 1987) have determined these amplitudes using other techniques, as well as a spectrum which is close to, but not exactly, a descending power law.

3 Required Measurements

Figure 4 shows the overall instrument sensitivity that is required to fulfill the S/WAVES scientific objectives. Superimposed is the sensitivity actually obtained with S/WAVES. The shot noise on this curve corresponds to the noise induced by solar wind electrons and protons impacting on the antennas.

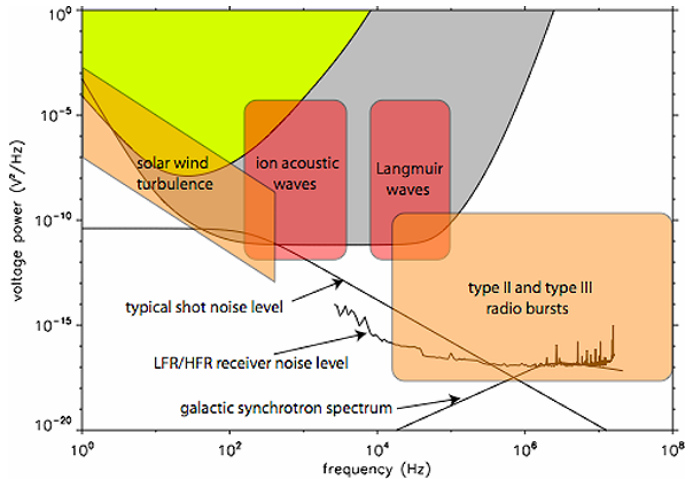


Fig. 4 (Color online) Required and known sensitivity as a function of frequency. Typical levels of solar wind electric field turbulence, ion acoustic, and Langmuir wave power are shown, as well as IP radio burst levels. The galactic nonthermal continuum level and the expected shot noise levels will determine the actual measurement background. The *green area* shows the expected sensitivity of the LRS burst measurement, while the *grey area* shows the expected TDS sensitivity. Measured LFR and HFR noise levels are also shown

Table 1 S/WAVES frequency domain parameters

	LFR	HFR	FFR
Frequency coverage	2.5–160 kHz	125–16.025 MHz	30.025 or 32.025 MHz
Bandwidth	2-octave	25 kHz	25 kHz
Frequency resolution	$\Delta F/Fo = 8.66\%$	$\geq$50 kHz	N/A
Sensitivity	6 nV/Hz$^{1/2}$	6 nV/Hz$^{1/2}$	40 nV/Hz$^{1/2}$
Dynamic range	120 dB	80 dB	50 dB

3.1 Frequency Domain Measurements

In order to carry out this scientific program, the remote-sensing part of S/WAVES consists of:

- the Fixed Frequency Reciever (FFR) for connection with ground based measurements
- the High Frequency Receivers (HFR) for spectral analysis and direction finding of radio noise generated from a few solar radii (16 MHz) to about half an Astronomical Unit (125 kHz)
- the Low Frequency Receiver (LFR) for spectral analysis and direction finding from about half an Astronomical Unit (160 kHz) to one AU (2.5 kHz).

Table 1 lists the measurement requirements for these receivers, described in more detail in the experiment description section.

3.2 Time Series Measurements

In order to carry out this scientific program, the in-situ part of S/WAVES consists of:

- The Time Domain Sampler (TDS) and its associated Langmuir Wave Statistics system (LWS) for measurement of the Langmuir waves which are the first stage of solar radio radiation. The TDS measurements will also measure density fluctuations on a time scale appropriate for their interaction with the Langmuir waves.
- The Low Rate Science (LRS) system for measurement of density fluctuations and of electric fields in the frequency range around the ion plasma frequency (0.03 to 32 Hz).
- The Antenna Potential Monitor (APM), for slow monitoring of plasma density changes.

These instruments will be described in more detail in the experiment description section.

3.3 Direction Finding capabilities of S/WAVES

Based on the Cassini/RPWS experiment (Gurnett et al. 2004), the S/WAVES radio receiver also has the capability for radio direction finding (also known as goniopolarimetry). From these measurements it is possible to ascertain the direction of arrival of an incoming electromagnetic wave (represented by two angles: the colatitude θ and azimuth ϕ), its flux density (S), its polarization state (three Stokes parameters: Q and U, the linear polarization degrees, and V the circular polarization degree) and possibly the typical angular extension of the source (γ). The basic measurement obtained by S/WAVES is a set of four instantaneous measurements on a pair of electrical antennas: one autocorrelation on each of the two antennas and the complex cross-correlation between them.

For complete direction finding, there are seven unknowns (θ, ϕ, S, Q, U, V and γ) but only 4 measurements (two autocorrelations and a complex cross correlation) in a single measurement cycle, so a single S/WAVES measurement does not contain enough independent

information with which to solve the system without assumptions on the wave parameters. To overcome this difficulty, two specialized direction finding modes allow making two or three basic measurements quasi-instantaneously. This is done by switching the antenna configuration at the receiver input as often as every measurement. With two successive measurements on two different pairs of antennas, we obtain seven independent measurements (three autocorrelations and two complex cross-correlations). For three successive measurements on three different pairs of antennas, there are nine independent measurements (three autocorrelations and three complex cross-correlations). The measurements must be inverted to solve for the source parameters.

The details of these inversions are discussed in Cecconi et al. (2007) which contains a more complete presentation of the direction finding capabilities of the S/WAVES experiment, as well as an insight into the kind of results that will be obtained based on the example of Cassini/RPWS observations of solar radio bursts.

3.4 Triangulation and Stereoscopic Measurements

To achieve the science goals discussed above, the S/WAVES investigation will make use of the full 2D radio direction finding measurements from the separate STEREO spacecraft. Combining S/WAVES observations from the two spacecraft will lead to three dimensional source location of radio emissions (triangulation) and stereoscopic measurements of their properties.

3.4.1 Radio Triangulation

Radio triangulation can be performed at each sampled frequency by two different means, using 2D direction finding and the time of arrival of the radiation on each spacecraft.

(1) Triangulation with the directions of arrival of the radiation observed on the two spacecraft.
(2) Triangulation with the direction D of arrival of the radiation on one spacecraft together with the difference Δt of the arrival times measured at both spacecraft. This method assumes radio propagation in free space at the speed of light and the 3D location of the radio emission source will then be given by the intersection between D and the hyperboloid of revolution where Δt is constant.

Performed on a large statistical basis as a function of direction and using a combination of the two methods, comparison of these 3D source locations will provide insights into propagation effects at work, as shown previously in stereoscopic case studies by Steinberg et al. (1984) on the ISEE-3 and Voyager spacecraft and by Hoang et al. (1998) and Reiner et al. (1998c) on Ulysses and WIND.

In this way, the reliability of the determination of the radio source positions can be checked and the accuracy estimated. This is a crucial element in tracking interplanetary CME driven shocks that emit type II radio bursts. Another important advantage of direct radio triangulation is avoiding the use of a heliospheric density models (e.g., Saito et al. 1977; Leblanc et al. 1998) or simple $1/r^2$ density variation to convert the frequency scale to a distance scale.

3.4.2 Stereoscopic Measurements of Radio Emission Properties

Stereoscopic direction finding measurements from both spacecraft with increasing viewing angles, made on large data sets, will allow derivation of statistical characteristics of the radio emission as a function of observing direction. The emission directivity, or beam pattern,

together with the source size and frequency drift rate, yields information on the emission mechanism, the radiation mode and on the propagation medium. From Ulysses-ARTEMIS observations of solar kilometric type III bursts, Poquerusse et al. (1996) and Hoang et al. (1997) reported the average radiation pattern of interplanetary type III bursts to be shifted significantly East of the radial direction. S/WAVES can study this important effect, as well as the directivity of the type II emission associated with interplanetary CME shocks.

3.5 Thermal Noise Spectroscopy in Solar Filamentary Material

Many CMEs originate in coronal prominences that are ejected violently from the sun by a mechanism that is not yet fully understood and which may include magnetic reconnection in some cases. These CMEs propagate in the interplanetary medium, carrying the magnetic field pattern from their parent prominence. The physical properties of these magnetic field structures, known as magnetic clouds, are not well known because of a lack of adequate observations. However we know they are fundamentally different from the ambient solar wind.

In magnetic clouds, electron distributions can be very dense and extremely cold (Larson et al. 2000). Traditional electrostatic analyzers have difficulty measuring electrons in this regime, as the illuminated spacecraft floats at several volts positive, making measurements at a few eV quite difficult.

Since particles and electrostatic waves are so closely coupled in a plasma, particle properties can often be determined by measuring waves. In a stable plasma, the particle thermal motions produce electrostatic fluctuations which are completely determined by the velocity distributions (and the static magnetic field). Hence, measurement of this quasi-thermal noise provides information on the density, temperature and relative numbers of core and halo electrons.

The technique of quasi-thermal noise spectroscopy (Meyer-Vernet and Perche 1989) can be used in the regime where the Debye length is small compared with the electric antenna length. This technique, which is based on the analysis of the wave spectrum measured by electric antennas, is not affected by the spacecraft potential. It is thus more accurate in this regime than traditional analyzers and can be used for absolute calibration.

In the solar wind, the electron gyrofrequency f_{ce} is much smaller than the plasma frequency f_p. In this case, the electron thermal motions excite Langmuir waves, so that the quasi-equilibrium spectrum is cut-off at f_p, with a peak just above it (see Fig. 5). In addition, electrons passing within a Debye length, L_D, of the antenna induce voltage pulses on it,

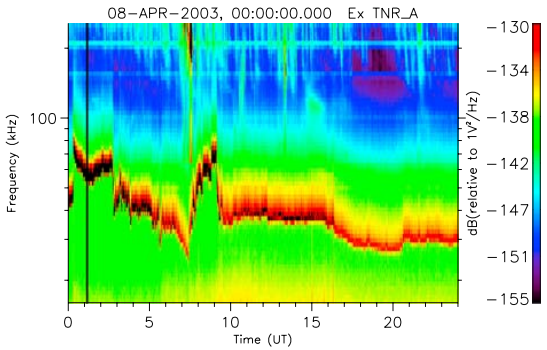


Fig. 5 Spectrogram measured by the WIND spacecraft on April 08, 2003. This spectrogram represents, as a function of time, the radio power spectral density in the frequency range between 16 to 256 kHz. One can clearly see the plasma peak varying on that day between roughly 25 and 90 kHz. This corresponds to density variations between roughly 8 and 100 cm^{-3}

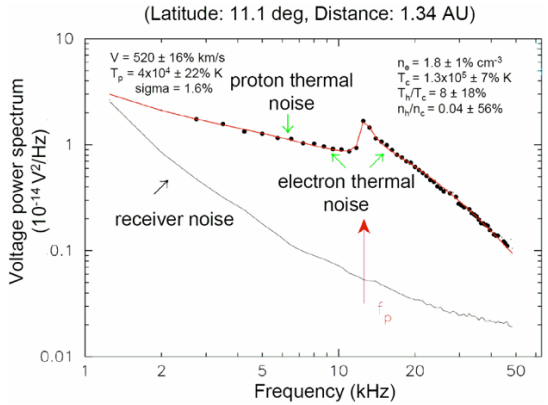


Fig. 6 Typical spectrum measured on Ulysses. The *solid line* is the theoretical Quasi-thermal noise spectrum which best fits the data (*points*) within 1.6% of the standard deviation

producing a plateau in the wave spectrum below f_p and a decreasing level above f_p. Since L_D is mainly determined by the bulk (core) electrons, the spectrum above f_p gives information about the core population. In contrast, since the Langmuir wave phase velocity becomes infinite at f_p, the fine shape of the f_p peak is determined by the fast (halo) electrons. Hence the quasi-thermal spectrum gives information on the whole electron distribution as well as giving an accurate measure of the total electron density.

When $f_{ce} \ll f_p$, measuring the thermal noise spectrum allows a precise determination of the electron density and bulk temperature (using respectively the cut-off at f_p and the spectrum level and shape around it), whereas the detailed shape of the peak itself reveals the suprathermal electrons (Meyer-Vernet and Perche 1989; Meyer-Vernet et al. 1998). This method has yielded routine measurements of the solar wind electron plasma parameters for space missions such as Ulysses (Maksimovic et al. 1995; Hoang et al. 1996; Issautier et al. 1998) and WIND (Maksimovic et al. 1998). It has also been used in both magnetized and unmagnetized environments, for example, planetary magnetospheres (Moncuquet et al. 1995) and a cometary plasma tail (Meyer-Vernet et al. 1986).

Figures 5 and 6 show examples of quasi-thermal noise (QTN) observations in the solar wind. Figure 5 is a spectrogram measured by the WIND spacecraft on 8 April, 2003, plotting the power spectral density in the frequency range between 16 to 256 kHz as a function of time. One can clearly see the plasma peak varying on that day between roughly 25 and 90 kHz. This corresponds to density variations between roughly 8 and 100 cm^{-3}. Figure 6, adapted from Issautier et al. (2001a), shows a typical plasma spectrum on Ulysses, obtained in the solar wind, with an intense peak just above the local plasma frequency f_p. The spectral analysis yields the electron density and thermal temperature with a good accuracy, in addition to the solar wind speed (due to the Doppler-shifted thermal fluctuations of the ions), and suprathermal parameters (Issautier et al. 1999). Note that the density measurement is independent of any calibration gain determination, since it relies directly on a frequency determination that is usually very accurate.

QTN spectroscopy is almost immune to the limitations due to spacecraft charging due to the fact that, close to the local plasma frequency, the antenna is sensitive to Langmuir waves with very large wavelengths. At the plasma frequency peak the antenna samples an average over a large plasma volume. Therefore TN spectroscopy has been used to calibrate the density and temperature obtained by the electron analyzers, which are usually perturbed by spacecraft charging effects.

Maksimovic et al. (1995) and Issautier et al. (2001b) performed detailed comparisons between the two kind of instruments on Ulysses and emphasized that the TN spectroscopy method is a complementary tool to cross-check other techniques for determining electron densities. Moreover, it is important to note that, using QTN electron densities, it is possible to improve the determination of the spacecraft potential, and thus to correct the electron parameters determined by particle spectrometers (Maksimovic et al. 1998; Salem et al. 2001).

4 Instrument Description

4.1 Introduction

The S/WAVES instrument is shown schematically in Fig. 7. There are a number of related subsystems which are described in detail in the following sections. On the left are the antennas and their deployment units. Within the antenna assembly is a preamplifier enclosure which houses all of the preamplifiers. The amplified signals from the preamplifier connect to a number of receivers. The Low Frequency Receiver (LFR), a spectrum analysis receiver, and the High Frequency Receiver (HFR), a super-heterodyne swept frequency receiver connect to a dedicated Digital Signal Processor unit. A Fixed Frequency Receiver (FFR) at about 32 MHz provides in-flight measurements which can be compared to ground observations. The signals also feed the time series receivers: the Time Domain Sampler (TDS) which includes the Langmuir Waves Statistics histogram, and the Low Rate Science (LRS) subsystem. All of the data then flows into the Data Processing Unit (DPU) and then to the spacecraft data handling system.

4.2 Antennas/Sensors

S/WAVES measures the fluctuation electric field present on three orthogonal monopole antennas mounted on the back (anti-sunward) surface of the spacecraft. Each monopole antenna unit is a 6 m long Beryllium-Copper (BeCu) “stacer” spring. The three units deploy from a common baseplate that also accommodates the preamplifier housing (see Fig. 8). The 6 m length was chosen to put the antenna quarter-wave resonance near the top of the S/WAVES HFR2 frequency band. The details of the antenna design are reported in a separate paper (Bale et al. 2007).

4.3 Preamplifiers

The three electric monopoles are connected to low noise and high impedance preamplifiers located close to the base of the deployment mechanism. This is required to minimize the effect of the base capacity, which can severely limit the sensitivity of the receiver. As shown in Fig. 9, below, each preamplifier channel has a single FET (field effect transistor) at its input and provides three outputs: one with AC coupling for the frequency domain analyzers (LFR and HFR), another with AC coupling for the time domain analyzer (TDS) and one with DC coupling for antenna and spacecraft potential monitoring. This path also provides a path from the antenna elements to the spacecraft ground (through a large resistance) to avoid having the elements become highly charged. Three additional preamplifiers are specifically dedicated to the Fixed Frequency Receiver (FFR). The FFR preamplifiers are connected to the three monopoles, allowing the FFR to be connected to one of three pseudo-dipole combinations Ex/Ey, Ey/Ez or Ex/Ez.

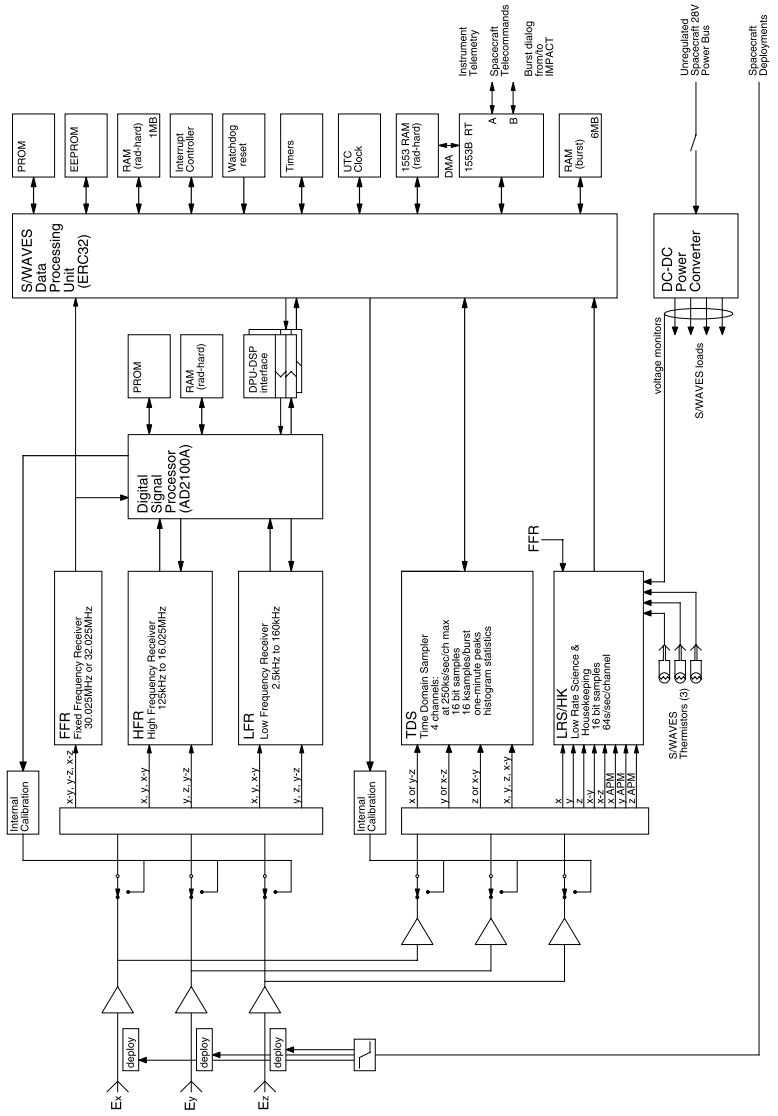


Fig. 7 The overall block diagram of the S/WAVES instrument

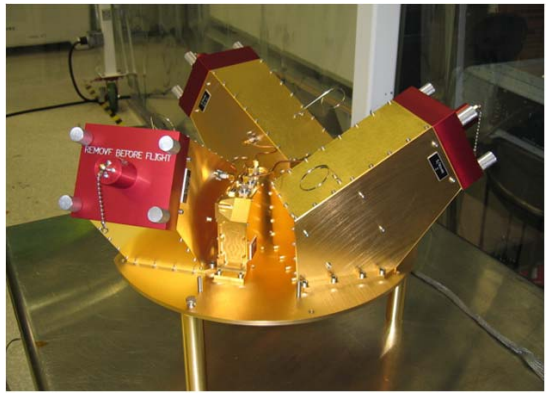


Fig. 8 The S/WAVES antenna assembly with three mutually orthogonal antenna elements (stowed and protected with retaining covers) and preamplifier enclosure

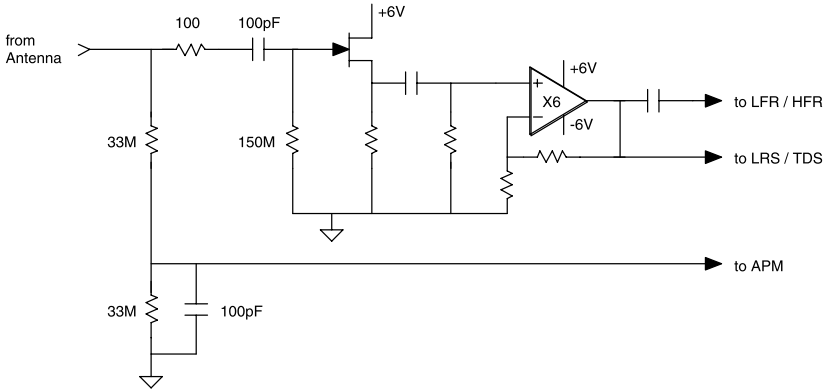


Fig. 9 A typical preamplifier circuit

4.4 The Low Frequency Receivers (LFR)

The LFR is a direct conversion receiver for spectral processing from 2.5 kHz up to 160 kHz. This frequency range is divided into three 2-octave bands with sharp anti-aliasing analog filters. Except for band A (2.5–10 kHz), the LFR front end has two channels which are essential for the processing of the cross correlation used in direction finding. In normal operation, each 2-octave band is sequentially connected to the antennas and simultaneously sampled on both channels. The LFR block diagram is shown in Fig. 10.

Using a wavelet-like transform, the digital spectral analysis is processed in each 2-octave band with 16 logarithmically-spaced frequencies, leading to a 8.66% spectral resolution. This results in a total of 48 log-spaced frequencies (Table 2).

The LFR is intended to cover a broad dynamic range with a constant amplitude resolution over the whole range. This implies that the receiver is able to adjust its gain according to the input level. An Automatic Gain Control (AGC) determines the receiver gain on a logarithmic scale as a function of the input level. The LFR analog front end normalizes the signal amplitude with an allowable gain variation of 80 dB. Combined with 12-bit analog to

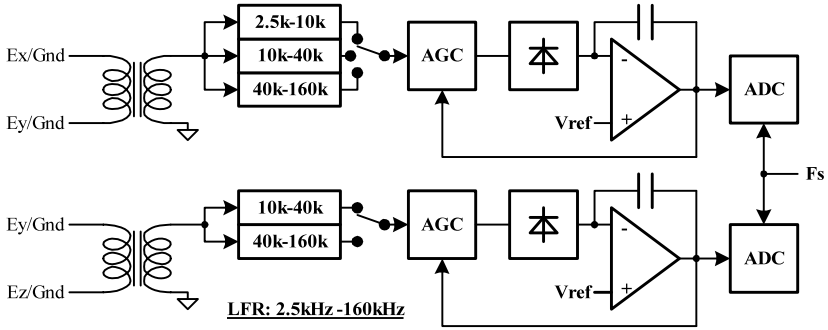


Fig. 10 LFR block diagram

Table 2 LFR frequency coverage

Band	Frequency coverage (kHz)	Channels	Frequencies
A	2.5–10	1 channel	16 log-spaced
B	10–40	2 channels	16 log-spaced
C	40–160	2 channels	16 log-spaced

Table 3 LFR/HFR antenna combinations

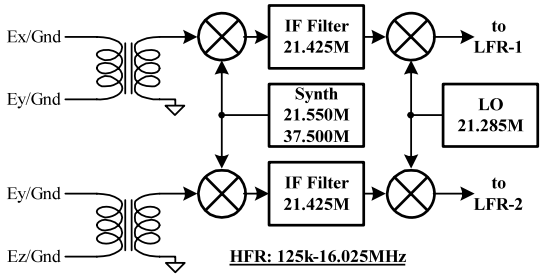
Band	Channel 1	Channel 2
A	Off	X
	Ex	X
	Ey	X
	Ey/Ex	X
B, C & HF	Off	Off
	Ex	Ey
	Ex	Ez
	Ey	Ez
	Ex	Ey/Ez
	Ey/Ex	Ez

digital converters, the LFR provides a total dynamic range of 120 dB. The LFR sensitivity is 6 nV/Hz$^{1/2}$ at the preamplifier input. These characteristics are indispensable to accurate plasma wave measurements over a large dynamic range.

Various antenna configurations are available by command. The LFR can be switched to use either to pseudo-dipoles (Ey/Ex or Ey/Ez) or monopoles (Ex, Ey or Ez). Table 3 gives the possible antennas combinations.

The two channel receiver allows the production of auto-correlations as well as complex cross-correlations. These measurements can be made between any of the antenna combinations mentioned above. This is especially important for direction finding processing which can be performed in two different modes. The first mode consists of a two step analysis,

Fig. 11 HFR block diagram



combining dipoles and monopoles ($Ex/Ey–Ez$ and $Ex–Ez/Ey$). The second mode is a three-step sequence combining the three monopoles ($Ex–Ey$, $Ey–Ez$ and $Ex–Ez$).

4.5 The High Frequency Receivers (HFR)

The HFR is a dual sweeping receiver operating in the frequency range 125 kHz–16.025 MHz. Using a super-heterodyne technique, the signal from the selected antenna is down-converted using mixers and a programmable synthesizer. The synthesizer produces frequencies at odd multiples of 25 kHz. This intermediate frequency signal is then sharply filtered such that a comb filter across the HF band is the result. The rejection of noise at even multiples of 25 kHz is 62 dB. This filtering scheme allows S/WAVES to sample between lines of noise that may be produced by power supply harmonics at multiples of 50 kHz (even multiples of 25 kHz). The odd/even "picket fence" technique allows for the coexistence of a very sensitive radio receiver and sometimes noisy spacecraft power supplies. Frequency shifted down, the finished signal is handled by the same LFR digitization and analysis hardware (described above) at a comparatively low digitization sample rate. The HFR provides a total dynamic range of 80 dB and its sensitivity at the preamplifier input is 6 nV/Hz$^{1/2}$. The HFR block diagram is shown in Fig. 11.

The receiving frequency is determined by a programmable synthesizer which covers the HFR spectrum from 125 kHz to 16.025 MHz with 50 kHz increments. Thus, the highest spectral resolution is 50 kHz and can be configured to multiples of 50 kHz by command. The time resolution is also adjustable depending on the integration time.

In a manner similar to the LFR, the antennas are configurable as monopoles or dipoles (see Table 3). The direction finding is performed using the same modes as the LFR.

4.5.1 Digital Signal Processing Unit

To support the in-flight signal processing and data stream, the LFR and HFR front ends are connected to a digital signal processing unit. The conditioned analog signals are simultaneously digitized with 12-bit resolution on both channels. The time series sampling rate is selected to be appropriate to the selected band as listed in Table 5.

Digital filtering and the correlation calculation are the core of the signal processing. The digital filters are of the Finite Impulse Response (FIR) type and their coefficients have been determined by an optimization program. Their maximum length is 341 taps for the LFR and 191 taps for the HFR. This results in a bandwidth of 8.66% of the corresponding LFR frequency, and 12.5 kHz for the whole HFR frequency range. The digital filtering gives an out-of-band rejection greater than 70 dB, determined by the 12-bit digitization. Table 4 gives the digital filtering characteristics.

Table 4 Digital filtering characteristics

Band A		Band B		Band C		Band HF	
$F_s = 40.625$ kHz		$F_s = 162.500$ kHz		$F_s = 464.286$ kHz		$F_s = 464.286$ kHz	
$\Delta F_{(-3\ \mathrm{dB})}/F_o = 8.66\%$		$\Delta F_{(-3\ \mathrm{dB})}/F_o = 8.66\%$		$\Delta F_{(-3\ \mathrm{dB})}/F_o = 8.66\%$		$\Delta F_{(-3\ \mathrm{dB})} = 12.5$ kHz	
F_o (kHz)	# taps	F_o (kHz)	# taps	F_o (kHz)	# taps	F_o (kHz)	# taps
2.61	341	10.45	341	41.81	245	140	191
2.85	313	11.40	313	45.59	225		
3.11	287	12.43	287	49.72	207		
3.39	263	13.56	263	54.22	189		
3.70	241	14.78	241	59.13	173		
4.03	221	16.12	221	64.48	159		
4.40	203	17.58	203	70.32	145		
4.79	185	19.17	185	76.68	133		
5.23	169	20.91	169	83.62	121		
5.70	155	22.78	155	91.19	111		
6.22	143	24.86	143	99.44	103		
6.78	131	27.11	131	108.44	93		
7.39	119	29.56	119	118.26	85		
8.06	109	32.24	109	128.96	79		
8.79	101	35.16	101	140.63	71		
9.59	91	38.34	91	153.36	65		

Auto-correlations and complex cross-correlations are calculated for the 16 frequencies of each LFR band. The resulting calculations are compressed into 12-bit words and sent to the DPU in a compressed floating point format through a parallel interface. The auto-correlations are coded using a 5-bit exponent and a 7-bit mantissa while the cross-correlation requires a sign-bit with a 5-bit exponent and a 6-bit mantissa.

The measurement cycles are defined by the integration time which is set to produce acceptable statistical variations. The time needed for a block acquisition is inversely proportional to the frequency band of interest. This directly affects the temporal resolution which increases almost linearly with the integration time, as shown in Table 5.

4.6 The Fixed Frequency Receiver (FFR)

The S/WAVES package includes a fixed frequency receiver which consists of a single channel super-heterodyne receiver operating around 31 MHz. Depending on the response after launch, the frequency will be switched to either of two frequencies, 30.025 MHz or 32.025 MHz.

The FFR detects the incoming signal to produce a slowly varying voltage which is logarithmically proportional to the input level. Its sensitivity is about 40 nV/Hz$^{1/2}$ with a dynamic range of about 50 dB. The FFR block diagram is shown in Fig. 12.

The DC voltage is sampled directly by the DPU at 64 samples per second. To reduce noise the resulting time series is filtered with a variable length median filter to a few samples per second before transmission to the ground.

Table 5 DSP integration time parameters

Band	Sampling rate (kHz)	Effective period (ms)	Number of blocks	Integration time (ms)	Time res. (ms)
A			42	125/**1**	406 ± 1
2.5–10 kHz	40.625	2.988	84	250/**1**	800 ± 1
			168	500/**1**	1590 ± 1
			336	1000/**1**	3180 ± 1
B			42	125/**4**	182 ± 1
10–40 kHz	162.500	0.747	84	250/**4**	356 ± 1
			168	500/**4**	704 ± 1
			336	1000/**4**	1420 ± 1
C			42	125/**16**	96 ± 1
40–160 kHz	464.286	0.188	84	250/**16**	184 ± 1
			168	500/**16**	364 ± 1
			336	1000/**16**	748 ± 1
HF			29	2.5	36 ± 1
125–16 MHz	464.286	0.085	58	5	63 ± 1
			116	10	117 ± 1
			232	20	224 ± 1

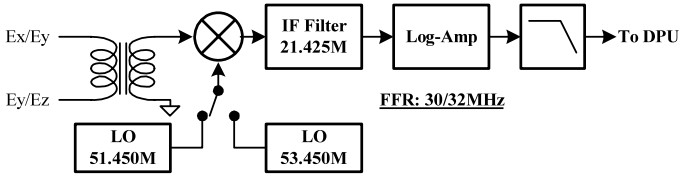


Fig. 12 FFR block diagram

4.7 The Time Domain Sampler (TDS)

The Time Domain Sampler makes rapid samples of waveforms and is intended primarily for the study of Langmuir waves, waves at the plasma frequency and the precursors of type II and III radio bursts. Other wave modes, such as ion acoustic waves, can also be studied. The rapid simultaneous sampling of three orthogonal antennas as well as a pseudo-dipole channel obtained by taking the difference of any two monopoles allows the study of waveforms, their distortions, and, through ground-based Fourier analysis, a frequency determination which is far more accurate than any possible on-board filter analysis system.

Analysis of data from the TDS of WIND/WAVES (Bougeret et al. 1995) provided major contributions to our understanding of Langmuir waves in the solar wind. The TDS of S/WAVES is a similar, but improved instrument.

The TDS (Time Domain Sampler) provides for rapid sampling of transient events in the time domain. Its objective is to make very fast samples while also making effective use of the telemetry downlink. The maximum continuous sampling speed of the TDS is 16 million

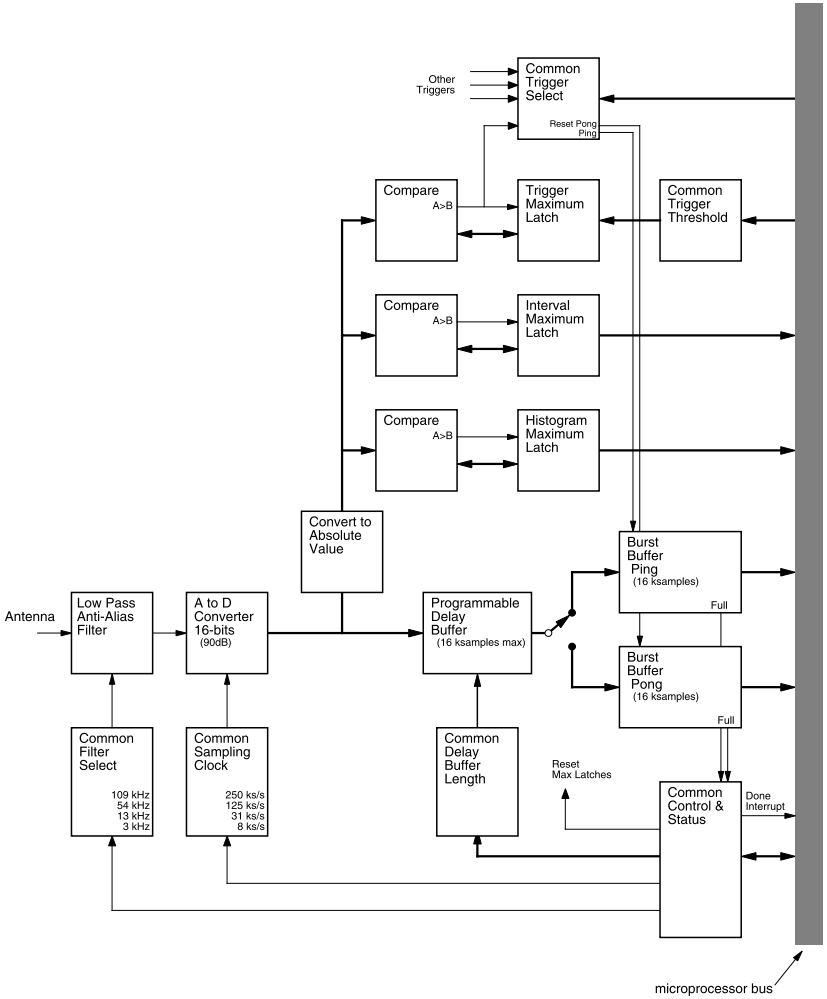


Fig. 13 A block diagram of one (of four) TDS channel

bits per second. The typical TDS share of the S/WAVES downlink rate is only about 500 bits per second. The TDS achieves that large reduction in bit-rate while maintaining high scientific return by choosing events for transmission to the ground intelligently.

The TDS functions like a modern digital oscilloscope. It samples the voltage on the S/WAVES antennas quickly and continuously. When the sampled amplitude exceeds a commandable threshold (as described below), a triggering system takes a snapshot with the largest part of the signal at the center of the time series. A typical event from one channel is shown in Fig. 14.

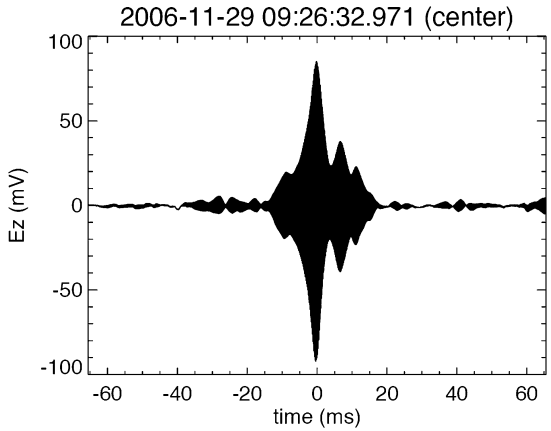


Fig. 14 A typical Langmuir wave packet from the TDS

Table 6 TDS characteristics

	Sample speed (s/s)	Low pass filter (kHz)	Maximum duration (ms)
A	250,000	108	66
B	125,000	54	131
C	31,250	13.5	524
D	7,812.5	3.375	2,097

The TDS gathers events on four channels simultaneously. The commandable sampling times are listed in Table 6 with 250,000 samples per second the fastest sampling speed. This gives a Nyquist frequency of 125 kHz. Events can be as long as 16,384 samples, giving a maximum event duration of about 2 seconds. This gives a lower frequency bound of 0.5 Hz. The DPU's 6 MB burst memory provides storage for about 40 full events, each of which has 4 channels. Software criteria determine the effective quality of each event and, in general, the events with the highest quality are selected for transmission to the ground.

The TDS has four input channels connected to commandable combinations of the S/WAVES antenna system. Its nominal mode of operation is to have the three S/WAVES monopole antennas connected to each of three input channels while the fourth channel is connected to a pseudo-dipole obtained from the analog difference between two monopoles. The commandable switching network allows for full capability even with a failure of one channel.

Figure 13 is a block diagram of one of the four TDS acquisition channels. The selected analog signal is first filtered with a commandable bank of low pass filters to avoid aliasing. In general, the low pass filter (as shown in Table 6) is selected to match the current sampling speed. The effects of these simple filters are shown in Fig. 15 which gives the complete frequency response of the TDS including the four selectable low pass filters.

After filtering, the analog signals are digitized. Each of the four channels is digitized simultaneously by one of four analog to digital converters (ADC). The ADCs used here provide 16 bits of dynamic range and are quite linear over the range. The digitized signals are then made available to a number of parts of S/WAVES. While these commercial parts are acceptable in their tolerance of total radiation dose, it is possible they could latch-up in

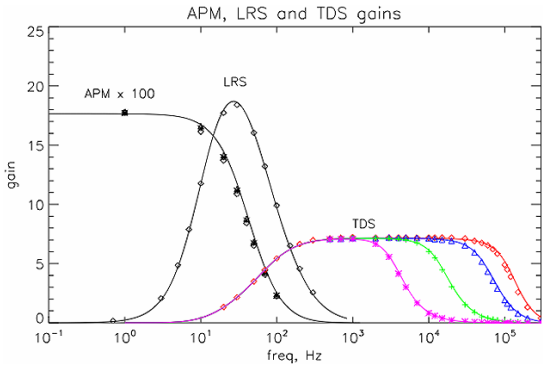


Fig. 15 The gain of the time domain parts of S/WAVES. *Discrete points* represent measurements. *Lines* represent theory. The negative APM gain (i.e. gain less than unity) is multiplied by 100 for visibility. Different TDS *curves* reflect selectable low pass filters

the presence of energetic particles. To prevent permanent damage, the ADCs are protected by a circuit breaker which shuts off power when high current is detected, allowing parasitic currents within the device to dissipate. The S/WAVES DPU normally turns the converters back on after a programmable cooling-off period (nominally 5 seconds).

For the TDS itself, the outputs of each of the four ADCs enter digital comparators. Each comparator examines the incoming stream of digital samples, searching for a new input value that is arithmetically larger than the value currently latched in its memory. Upon finding a larger value, the new value is latched for later comparisons and a trigger pulse is produced. One of the four trigger pulses is used to reset or clear the TDS hardware burst buffers. At initialization and after the collection of each full event, the comparator memories are initially set to a commandable threshold value. Setting the threshold to a value just above the noise level can be used to limit the number of "small" or uninteresting events acquired by the system. While each of the four channels has trigger generation logic, one is commanded as the trigger source for all TDS channels at any given time.

The digitized signals are also sent into a digital delay buffer. The delay buffer is simply a first-in-first-out memory which provides for a commandable delay time. The memory can provide delays of from one to 16,383 samples. Setting the delay time allows the peak value of an event to appear anywhere in the event. The delay buffer length is typically set to half the length of the event itself giving an event with a peak in its center.

After a programmable delay, the digital values emerge from the delay buffers and enter the burst buffers. Each burst buffer is another first-in-first-out memory in which 16,384 samples are obtained from the output of the digital delay buffer. As these buffers are being filled, they are reset by one of the digital comparators as larger signals are obtained. At the start of an event, the resets occur rapidly but as the comparator obtains increasingly large values, the resets stop. Shortly thereafter, the burst buffer becomes full, indicating that a complete event has been acquired on all four channels.

When a burst buffer is full, the DPU copies the completed event from the burst buffers to TDS burst memory. While the DPU is reading out the contents of the burst buffer, the burst buffer is unable to begin storing a new event. To prevent a reduction in the acquisition of possibly good events during the comparatively long copying period, there are dual or ping-pong burst buffers which alternate such that one burst buffer can be acquiring a new event while the previous event in the other buffer is being emptied by the DPU. After the event has been completely copied by the DPU, a new event can begin filling the burst buffer.

When a new event is acquired, the DPU time-stamps the new event and begins the process of copying it from the burst buffer to burst memory, which is a large part of the DPU memory

dedicated to storing about 40 4-channel TDS events for eventual transmission to the ground. Once the event has been copied, the DPU invokes a process to determine the "quality" of the new event. With changes in flight software, the quality determination could be any arithmetic evaluation of the event. In this way, the "best" events are sent to the ground.

When a new event is ready to be copied from the burst buffer to burst memory, the DPU discards the existing event with lowest quality to make room for the new event. An event's quality assignment is also used when space becomes available in the telemetry stream for a new TDS event. At that time, the DPU examines the pool of events in the burst memory and sends the event with the highest quality to the ground. This quality information can also be used (as described below in Sect. 5.3) to trigger simultaneous bursts with the IMPACT instrument and vice-versa.

In addition to sending events with high quality to the telemetry stream, the TDS also maintains a separate stream of events which are selected at random, without regard to their quality. The relative proportion of such "honest" events to "quality" events can be changed by command. This prevents having the TDS send "good" events to the exclusion of other, perhaps still interesting events with small quality values (e.g., smaller amplitude).

While the sensitivity of the TDS depends on frequency, in practice the noise level for each channel is less than 10 μV RMS (at about 10 kHz) at the input to the preamplifier. The largest signal obtained before saturation is about 125 mV RMS. To relate observations to actual observed electric field strength depends both on the frequency (as shown in Fig. 15) and the effective antenna length (see Bale et al. 2007).

4.8 Langmuir Waves Statistics (LWS)

As described above in Sect. 4.7, the TDS part of S/WAVES gathers data continuously at a high sampling rate. It examines the stream of data and sends "interesting" events to the ground. This often results in clusters of events where all the events of a cluster are acquired in a few minutes. These clusters, which based on WIND observations will usually be Langmuir waves (but could have other causes), are often separated by many hours.

The Langmuir Waves Statistics (LWS) subsystem is intended to fill in the gaps between clusters of TDS events. This subsystem uses the stream of digitized signals as described in Sect. 4.7 above. After low pass filtering, the TDS produces four continuous streams of digital data sampled at a commandable sampling rate defined in Table 6. In addition to flowing to the TDS, these streams flow to a set of digital comparators for the LWS subsystem as shown in Fig. 13.

Each comparator examines the incoming stream of digital samples. Each new value is compared to a value previously saved in the comparator. When the new value is arithmetically larger than the value currently latched in the comparator's memory, the new value is retained for future comparisons. Under software control, the S/WAVES DPU examines the saved contents of the comparator at a programmable interval. Each time the DPU examines the saved value, the saved value is reset (set to zero) such that a new search for a peak amplitude value begins.

In this way, the LWS comparators always contain the largest amplitude values observed during the preceding collection interval. Under software control, the DPU typically obtains the peak value from an LWS comparator once every 5,000 TDS samples. The number of samples for this interval can be changed by command and gives a time period of 20 ms at the highest TDS sampling speed. The LWS software uses the most significant 8 bits of the digital peak value as an address to one bin of a 256 bin histogram and increments the addressed location by one. The number of TDS channels used, the number of histogram bins

(i.e. the number of bits used) and the use of sign bits are characteristics that are determined by flight software and may be changed and optimized at some future time based on flight experience.

After a commandable number of collection intervals, the LWS software closes the finished histogram and formats it for telemetry. The number of collection intervals is 500 by default but can be commanded to give much longer collection periods and nearly 100% coverage of TDS samples. The resulting histogram(s) of peak amplitude distribution give a statistical view of peak wave amplitudes during the period regardless of the number or size of TDS events in the same period.

4.9 Low Rate Science (LRS)

The Low Rate Science (LRS) system is intended to make electric field and density measurements at a rate which encompasses the ion cyclotron frequency and other characteristic low frequencies of the plasma. It samples 8 channels at a rate of 64 samples per second. The characteristics of these channels are shown in Table 7. The gains of the various components are shown in Fig. 15. The discrete points are measured values of the gain, made by applying known sine waves to the preamplifier inputs. The solid lines are the theoretical magnitudes of the complex gains calculated from the circuit diagram. In Fig. 15, the negative gain (i.e. the gain is less than one) of the APM has been multiplied by 100 so that it will be readable.

After filtering, the analog signals from the antenna preamplifiers are digitized. Each of the eight LRS channels is digitized in series by a single analog to digital converter (ADC) with a network of multiplexers to switch amongst the analog inputs. In addition to the eight LRS channels, a number of other housekeeping values are multiplexed and sampled at the same cadence.

The sampling rate for the LRS channels is 64 samples per second. This rate was chosen to be exactly twice the sampling rate of the IMPACT magnetometer (see Acuña et al. 2007) to allow good correspondence between the two sets of data. Although there is only one ADC, an effort was made to sample the eight LRS channels at nearly the same time and with minimal jitter in the acquisition time. In order to prevent software-induced jitter in the acquisition times, a hardware acquisition system was developed to acquire the samples under hardware control. A hardware acquisition sequence is started 64 times per second. Within a sequence, each sample of the set of LRS values is acquired only 122 microseconds (=1/8192 seconds) after one sampled before it (as defined in Table 7).

The ADC used here provides 16 bits of dynamic range and is quite linear over the range. As with the TDS (described above), this commercial part could latch-up in the presence of

Table 7 LRS characteristics

Channel number	Channel name	Frequency response
1	Ex APM	DC
2	Ey APM	DC
3	Ez APM	DC
4	Ex LRS	>0.03 Hz
5	Ey LRS	>0.03 Hz
6	Ez LRS	>0.03 Hz
7	Ex–Ey LRS	>0.03 Hz
8	Ex–Ez LRS	>0.03 Hz

energetic particles and is protected by a circuit breaker which shuts off power when a high current is detected.

While the sensitivity of the LRS depends on frequency, in practice the noise level for the five AC-coupled LRS channels is less than 10 μV RMS (at about 10 Hz) at the input to the preamplifier. The largest signal obtained before saturation is about 70 mV RMS. The three DC-coupled APM channels have a range of ±7 V DC and are accurate to about ±1 mV. To relate observations to actual observed electric field intensity depends both on the frequency (shown in Fig. 15) and the effective antenna length (see Bale et al. 2007).

4.9.1 Low Rate Science Housekeeping

To give a broad and continuous picture of the DC antenna potentials and the other LRS quantities, they are included in the S/WAVES housekeeping telemetry. Once each minute, the DPU gathers the diverse information of the instrument housekeeping. This includes an instantaneous sample of the most recently acquired LRS values.

4.9.2 Low Rate Science Bursts

To allow more direct comparisons with both the TDS and particle measurements, the eight channels of LRS data are also saved in a ring buffer in the DPU memory. The buffer is filled at 64 samples per second, the normal acquisition rate of the LRS. The ring holds 8,192 continuous samples from each of the 8 LRS channels. When the instrument triggers, it causes an LRS burst snapshot be taken. A commandable number of samples is then formatted for telemetry from each of the eight LRS channels. The number of samples in a channel's burst is typically 2,048 (although events can be shorter or as long as 8,192) which corresponds to 32 seconds of LRS time series data.

The default triggering mechanism for these bursts is simply to take a snapshot whenever the telemetry stream has room for an LRS burst. It is also possible to generate a burst using a telecommand as the trigger or using information from the IMPACT instrument (see Sect. 5.3). It is planned that other triggering modes will be developed.

4.10 Data Processing Unit (DPU)

The heart of the S/WAVES instrument is its Data Processing Unit (DPU). The DPU is based on an ERC32 microprocessor developed by and for the European Space Agency at ESTEC. The RISC processor is an implementation of the SPARC V7 architecture. The commercial part is radiation hard and is produced by Atmel as the TSC695. The processor is a modern processor with 32 bit address and data busses.

As shown in Fig. 7, the DPU's processor is equipped with a 32 kB boot PROM, 512 kB of electrically erasable memory (EEPROM) and 1 MB of radiation-hard RAM. In addition to the rad-hard RAM, another 6 MB of radiation-tolerant RAM are dedicated to TDS and LRS bursts. This memory is larger but also slightly more susceptible to upsets but is used only for temporary data storage and not for instrument operation. A number of peripheral devices such as an interrupt controller, timers and counters are implemented in an FPGA connected to the processor.

The DPU communicates to the spacecraft using a MIL-STD 1553 communications bus. This interface is memory mapped into the processor's address space and uses direct memory access (DMA) as well as interrupts to communicate with the processor. The DPU receives telecommands and sends telemetry using this interface. The DPU also sends and receives

status messages and communicates with the IMPACT instrument with this interface. One of the status messages from the spacecraft provides the DPU with the current UTC time once each second.

The DPU also has a number of memory mapped devices which connect to the various S/WAVES science subsystems. A combination serial/parallel interface allows communication with the Digital Signal Processor (the HFR and LFR). The TDS and LRS subsystems are simply direct memory mapped interfaces.

With the application of power (or by command or watchdog time-out), the DPU's processor boots from reliable rad-hard PROM. Boot loader software burned into PROM before launch executes a simple boot loader program. The boot loader examines the contents of certain memory locations in RAM and in EEPROM in search of a valid block of executable flight software. In normal circumstances, a valid block is located in one of two banks of EEPROM memory. The boot loader copies the valid block of software into RAM and, after verifying the integrity of the block, transfer control to the flight software in RAM.

In normal circumstances, one copy of flight software is kept in the prime EEPROM bank and another version is kept in the backup location. This allows for reliable and safe operation even at times when the flight software in one EEPROM bank is being replaced by ground command. Once per hour during the mission, the EEPROM banks are checked for continued validity with the results reported in instrument housekeeping.

The S/WAVES DPU runs the RTEMS real-time operating system. RTEMS is a preemptive multi-tasking operating system which supports the various pieces of flight software. At the time of launch, the flight software had about 30 processes running and communicating using the RTEMS system.

4.11 Power Supply

The S/WAVES instrument includes a low voltage power supply. The STEREO spacecraft supplies S/WAVES with a single unregulated power service ranging from 22 to 36 volts. In order to produce a number of isolated but well regulated power services for the S/WAVES subsystems, the converter is built with a two stage design. The first stage uses a pulse width modulation technique to produce an intermediate voltage of 12 volts. This intermediate voltage is carefully controlled and provides the stability of most of the final output supplies. The second stages are also PWM converters but because their supply is the carefully controlled 12 volt intermediate voltage, they are tuned to run at the optimal 50/50 (flat out) conversion rate. Separate outputs with isolated grounds are provided for several loads. The various grounds are then connected to chassis at appropriate locations in order to minimize instrument noise. Eight analog voltage levels are included in the S/WAVES housekeeping stream.

Using the MIL-STD-1553 communications interface for spacecraft communications was an unfortunate choice which causes enormous fluctuations of the power services in synchronization with the spacecraft bus schedule. Despite considerable built-in capacitive support, the secondary voltages sag when the S/WAVES 1553 transceiver drives the bus (e.g. when S/WAVES telemetry is sent from the instrument to the spacecraft command and data handling system). Although the negative effects were minimized, it would be an improvement to avoid this noisy interface bus on future missions.

In sensitive scientific instruments of this kind, the power supply is an important element. The S/WAVES power supply achieved reasonable efficiency (70% end to end). The crystal controlled two stage design coupled with the isolation of outputs and grounds resulted in very good self compatibility within the S/WAVES instrument.

4.12 Resources, Mass, Power and Bits

The mass of the S/WAVES antenna assembly, including three monopole antennas, preamplifier and mounting plate, was 7.080 kg. The electronics box, including all receivers, power supply and DPU had a mass of 5.750 kg. Including the harness and thermal blankets (for the antenna assembly), the total S/WAVES mass was 13.230 kg. S/WAVES has one nominal operating mode at turn-on and a wide variety of commandable options which do not affect instrument power consumption or bit-rate useage. The instrument has one spacecraft power interface which has a nominal primary load of about 15.4 W. The nominal allocation of spacecraft telemetry for S/WAVES is 2176 bits per second. This rate includes science data, instrument housekeeping, packet overhead and space weather data. Using a telecommand, it is possible to increase the actual bit-rate by as much as a factor of two.

5 Implementation/Integration

5.1 Accommodation on Spacecraft

The S/WAVES instrument, identical on the two STEREO spacecraft, was composed of two major pieces. The three mutually orthogonal antennas and preamplifier form one assembly and was attached to the rear face of the spacecraft, away from the sun (see Fig. 16). When deployed, the antennas extended into the sunlight. The S/WAVES receivers, power supply and data processing unit were assembled as a separate electronics box and was attached to the interior of the spacecraft structure. A cable harness connected the main electronics box to the preamplifier. S/WAVES had a single interface to the spacecraft power system and dual (for redundancy) 1553 interfaces to the spacecraft command and data handling system. Since, for safety reasons, the spacecraft was responsible for deploying the three antennas, each antenna had a simple filtered interface to the spacecraft deployment bus.

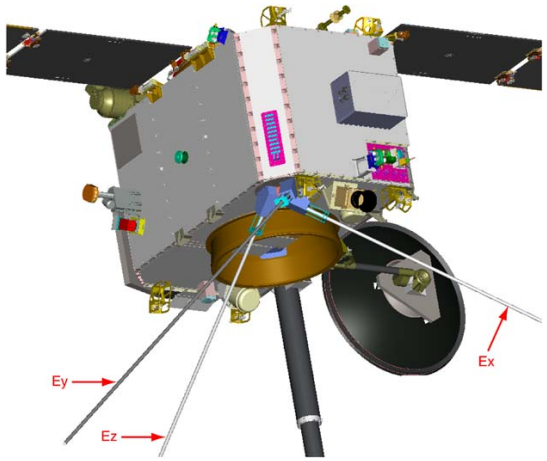


Fig. 16 The S/WAVES antennas (indicated by *arrows*) as they appear on the anti-sunward side of the spacecraft

5.2 Electromagnetic Compatibility

Many of the S/WAVES scientific objectives are based on the measurement of low-level radio-frequency signals for which maximum sensitivity and minimum noise are required. S/WAVES measurement goals are to provide sensitivity at or below $\sim$7 nV/m/Hz$^{1/2}$. To make measurements of such small signal levels, several steps were implemented on STEREO. Efforts were made at the spacecraft, subsystem and instrument levels to produce observatories with minimal conducted and radiated electromagnetic interference. EMC tests were performed on each subsystem and instrument as part of its acceptance testing. A complete EMC survey was performed on each of the observatories before they were delivered to the launch site. As a result, the STEREO spacecraft were remarkably clean in ground tests and have proven acceptably clean on orbit.

Early in the Project, an EMC Board was formed to provide advice and direction in terms of electromagnetic compatibility. The NASA Project office, the spacecraft and the instrument teams all participated as members of the board's monthly meetings. In the beginning, the board laid out guidelines and requirements. The board provided advice on topics such as power supply design, shielding and grounding. The board held peer reviews of all detailed designs. As the subsystems and instruments completed their qualification and testing, the board reviewed EMC test results and suggested remedial action in cases thresholds were exceeded. The board also covered related areas such as electro-static cleanliness and magnetic cleanliness.

The following steps, which were implemented from the beginning of the project under the direction of the Project EMC Committee, produced excellent EMC results with a minimum investment in resources as well as minimum risk of problems in development or flight.

5.2.1 Electrostatic Shielding

The spacecraft body should form a Faraday cage to prevent stray electric field emissions from reaching the exterior and the S/WAVES antennas. Electronics boxes of spacecraft subsystems or instruments should also be well sealed. At points where instruments or harnesses penetrate from the interior to the exterior of the spacecraft structure, gaps must be sealed with conductive gaskets or tape.

5.2.2 Electrical Bonding

All electronics enclosures and especially those on the exterior of the spacecraft structure should be well grounded to the spacecraft structure. Electrical bonding should be maintained at all mechanical interfaces.

5.2.3 Grounding

Whenever possible, signal grounds should be connected to chassis grounds, in each electronics box. Primary power grounds must be isolated at all end users.

5.2.4 Harnessing

All harnesses should have an overall shield, connected to chassis ground at all ends. Within the bundles clock and other "noisy" signals must be shielded individually or in groups, with the shields connected to the signal ground at the source end or, when possible, at both ends of the cable. Primary power will be distributed as twisted shielded pairs or quads.

5.2.5 *Frequency Control*

The switching frequency of all DC/DC power converters must be stabilized at 50 kHz or harmonics thereof, with a preference for higher frequencies. Frequency control of at least one part in 10,000 is required and can be accomplished with synchronization or, as was done on STEREO, crystal controlled power supplies. Other major frequencies (clocks, oscillators, drive frequencies, etc.) used within the spacecraft should be recorded.

5.2.6 *Solar Arrays*

Capacitive filtering will be required for the leads from the solar array panels to the spacecraft power system in order to prevent noise from the power bus getting on to the panels.

5.2.7 *Frequency Controlled Power Supplies*: *The Picket Fence Approach*

One of the key approaches to this low-impact EMC plan is the use of frequency controlled power supplies throughout the spacecraft. In building electronic systems for use in space, it is recognized that some noise is unavoidable. DC to DC power converters usually require a chopping frequency and modern supplies using pulse width modulation produce switching transient noise at their conversion frequency and its harmonics. In recognition that some noise is inevitable, STEREO implemented a "picket fence" approach to power supplies and other sources of noise. All power converters were required to switch at 50 kHz or higher multiples. The frequency of conversion was also required to be very stable (typically using crystal control).

This combination results in a "picket fence" of noise at the power supply conversion frequencies and their harmonics (e.g., exactly 50 kHz, 100 kHz, 150 kHz and so on). As illustrated in Fig. 17, this picket fence of high order harmonics often extends across the entire S/WAVES band. Because the noisy frequencies are carefully controlled, the picket fence of noise has noise-free areas in the spectrum. The S/WAVES HFR receiver (described above) was built to take advantage of these noise free areas by making observations at odd multiples of 25 kHz (e.g., 125 kHz, 175 kHz, 225 kHz and so on across the spectrum) with a sharp comb filter. As a result, STEREO was not required to be very clean across the spectrum but only at odd multiples of 25 kHz. This approach, combining a safe design with a complete testing program made it possible to achieve S/WAVES scientific goals without an onerous EMC requirement or unverifiable testing limits.

5.3 Inter-Instrument Communication

To help coordinate in-situ observations made on STEREO, the S/WAVES and IMPACT teams established an inter-instrument communication path. This path is implemented using the spacecraft 1553 communication bus, the bus also used for instrument telemetry and telecommand. Once each second a message passes from S/WAVES to IMPACT and another message goes from IMPACT to S/WAVES.

The quality of a TDS event is first determined with an arithmetic calculation by the DPU. The quality value that is assigned can be altered. Messages S/WAVES receives from IMPACT contain information about burst activity within the IMPACT instrument. Upon receiving news that IMPACT is observing substantial activity, corresponding S/WAVES TDS events can be amended to increase their quality score and ensure they are sent to the ground. This produces simultaneous S/WAVES and IMPACT burst events for correlative study.

S/WAVES can also use information in the message from IMPACT to trigger LRS bursts. The LRS sampling period is exactly half that of the IMPACT magnetometer, allowing direct comparison of low frequency wave activity with magnetic field activity.

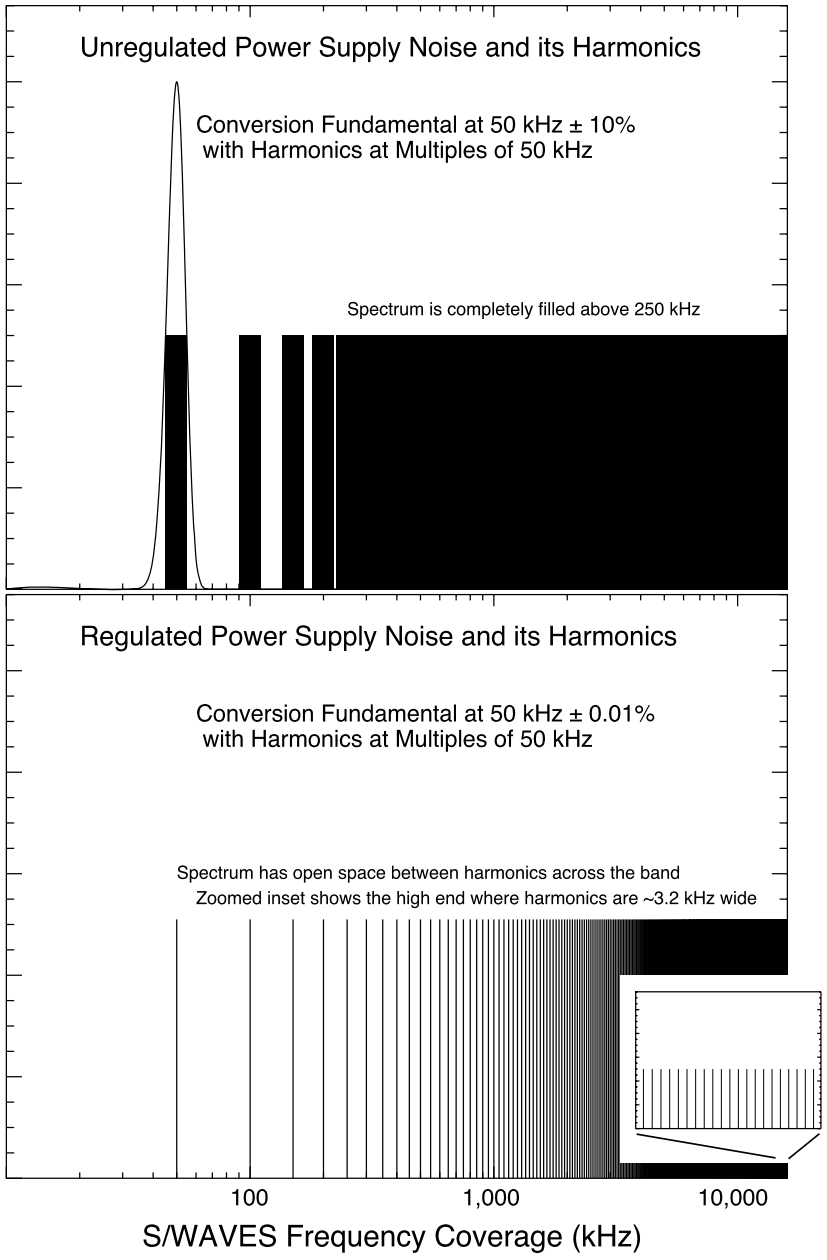


Fig. 17 The "picket fence" made possible by strict control of power supply switching transients. The *top panel* shows an unregulated spectrum of power supply noise, covering the entire band above 200 kHz. The *bottom panel* shows the quiet gaps in the band made possible when power supplies have good frequency control

5.4 Calibrations

5.4.1 Calibrations of the LFR, HFR and FFR

The calibrations for the LFR, HFR and FFR yield the receivers' responses and are used to convert binary telemetry data received on the ground into the physical parameters measured by the sensors. Complete calibrations were done in the laboratory before launch (ground calibrations) and are verified during the mission (in-flight calibration, described below).

5.4.1.1 Ground Calibrations Sophisticated and precise test equipment was designed and built for testing the instruments on the ground. Sine wave and white noise sources are provided. This test equipment is used for three kinds of test: gain curve measurements ("log law"), frequency bandwidth measurement and phase measurements.

For the receivers' gain curve measurements, a noise generator feeds a signal to the instrument through a variable programmable attenuator and a fixed attenuator. The programmable attenuator can step from 0 to 128 dB of attenuation with a programmable number of steps and step size. The response of the instrument is measured on all channels (1 for LFR band A, 2 for LFR bands B and C and the HFR). Channel 1 is connected to the antenna input $-Ex$ and channel 2 to $-Ez$. The input $-Ey$ is connected to the ground.

Figure 18 represents a typical gain curve obtained as a function of the attenuation for band A for the LFR. Nearly linear dependence between the input voltage and the continuous AGC output in telemetry points can be seen. For large signals (small attenuation) the AGC saturates, while for small signals, the receiver noise dominates.

This gain curve can be modeled by the following "log law" formula:

$$N = A_2 \cdot \log_{10}\left\{\left[10^{\frac{(A_1 - x)}{10}} + 10^{\frac{A_4}{10}}\right]^{1/4} - 1\right\} + A_3,$$

where N is the telemetry level (between 0 and 2047) and x represents the attenuation of the input signal in dB. The parameters A_1, A_2, A_3 and A_4 have a physical significance in the AGC circuitry. They represent the receiver's gain, the offsets and the internal and external noise, respectively. These parameters are computed by numerical fitting and then used for the computation of physical data values. The red line on Fig. 18 represents the result of such a fit.

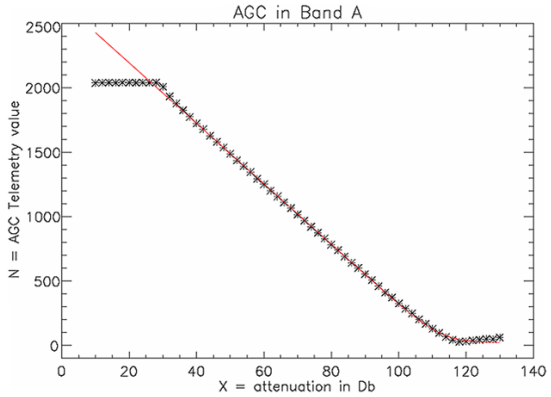


Fig. 18 Typical analog output obtained as a function of attenuation in the case of LFR band A

5.4.1.2 In Flight Calibrations For in flight verification of the instrument calibration, an internal noise generator provides eight attenuation levels (in 10 dB steps), applied successively to the receiver inputs at a point after the preamplifier. This calibration sequence allows a verification of the long-term stability of the receivers' gain and phase shift as functions of amplitude and frequency throughout the course of the mission. If a drift in gain is observed, the calibration parameters used in data analysis can be corrected. The calibration cycle is initiated by telecommand and will be performed at regular intervals (e.g., every 48 hours).

5.4.2 Inter Calibration between STEREO and Wind

During the early phases of the STEREO mission, the STEREO spacecraft are together in Earth orbit and, therefore, also near WIND, which has a very well calibrated radio receiver (WAVES) and accurate direction-finding capability. This provides a unique opportunity to inter-calibrate the STEREO radio receivers using WIND/WAVES as the calibration standard. Because of their high intensity and their particularly smooth, long-duration intensity profiles, solar type III bursts provide an excellent calibration source for all three spacecraft.

We have measured the maximum flux density for a number of type III radio bursts to establish the relationship between the flux measurements at WIND and STEREO. By providing an absolute calibration for the STEREO data, we can directly compare the profile of a type III burst at each spacecraft. Preliminary results of a comparison of a type III radio burst, derived using this inter-calibration procedure, are shown in Fig. 19. The type III profiles observed at STEREO A (red dots), STEREO B (green dots) and WIND/WAVES (blue dots) are seen to match very well. This inter-calibration technique will provide three identically calibrated spacecraft that will enable us to correctly interpret any differences in the radio burst profiles that may be observed when the STEREO spacecraft are well separated from each other and from WIND.

5.4.3 Calibration of the TDS

The various time domain systems (4 TDS channels and 8 LRS channels) were calibrated before launch by applying known sine waves to the preamplifier inputs. For the LRS (8 channels including the APM), the complex gains were also calculated from the circuit diagram.

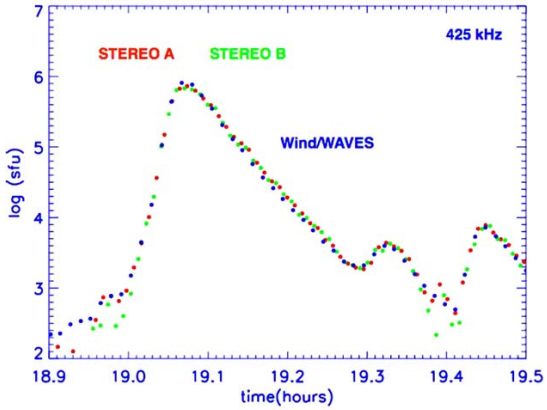


Fig. 19 The log of the radio flux density (in Solar Flux Units or sfu) of a type III radio burst observed simultaneously by STEREO A and B and by WIND/WAVES on December 7, 2006 at 425 kHz, as a function of the time in hours of the day

The magnitude of the calculated gains are shown as solid lines in Fig. 15 while the measured points are shown as discrete symbols. Knowledge of the complex gains is necessary to correct the sampled time sequences, which have been somewhat distorted by variations of gain with frequency, to give the true input waveform. The effects of the anti-aliasing filters have been included in the calibrations, and are shown in the figure.

5.4.4 Antenna Calibrations

The S/WAVES antenna reception properties have been analyzed by means of rheometry (electrolytic tank measurements) and numerical computer simulations (Bale et al. 2007; Macher 2005; Macher et al. 2006; Oswald et al. 2006a, 2006b; Rucker et al. 2005). The main focus is on the determination of the effective length vectors of the three antenna elements, since these are the quantities of interest for the evaluation of WAVES data (for wave direction finding and polarimetry). As an intermediate step, the simple antenna capacitances were measured as well.

A transfer matrix formalism (Macher 2005) was applied to take account of the coupling between the antennas, which is partly represented by the mutual capacitances. The aim was to determine the mentioned quantities for the quasi-static frequency range, where the wavelength is much greater than the antenna dimension. A frequency limit was sought below which the quasi-static parameters are applicable. For that purpose the frequency dependence of the effective length vectors over the whole frequency range of the S/WAVES receivers was calculated by wire-grid modeling. The obtained variation with frequency indicates that the sought limit is at about 1 MHz when the maximum achievable accuracy is required for each direction of wave incidence. The limit lies at about 2 MHz when it is sufficient to obtain this accuracy level on average over all directions of incidence. The details of these studies are described in Macher et al. (2006).

6 Scientific Operations

6.1 Space Weather forecasting with S/WAVES

The S/WAVES space weather beacon data (Biesecker et al. 2007) consists of receiver intensities from alternate channels of the HF band once per minute. This normally gives frequency resolution of 100 kHz from 125 kHz to 16 MHz, which corresponds to solar bursts occurring in the altitude range of 1–2 solar radii to as high as 80 solar radii. With this level of resolution in both time and frequency, solar bursts are easily detected, permitting estimates of the speed of CME-driven shocks and monitoring of the activity level associated with flares.

6.2 Archiving

6.2.1 Data Archiving at the STEREO Science Center

The STEREO Science Center (SSC) at NASA Goddard Space Flight Center (see Eichstedt et al. 2007) is responsible for archiving the STEREO data during the life of the mission after which they will transfer the archives to the US National Space Science Data Center for permanent storage. For S/WAVES, the archive will include the level-0 telemetry files, the space weather beacon products (data and daily plots), and processed data such as daily summary plots, one-minute averages, tables of events, limited direction of arrival data, etc.

6.2.2 The Archiving at the CDPP Centre

The S/WAVES data are also archived at the CDPP (Centre de Données de Physique des Plasma). This archiving activity is a usual commitment when CNES (Centre National d'Etudes Spatiales, the French space agency) is contributing to a French hardware experiment. Calibrated power spectral data are archived in both full resolution and 1-minute averaged resolution. Daily summary plots are also available. The data is accessible through the CDPP web site (http://cdpp.cesr.fr).

6.3 Ancillary Radio Data

Several radio observatories will contribute ancillary data at frequencies higher than the upper frequency limit of S/WAVES, corresponding to radio phenomena in the lower levels of the solar corona and yielding information on the origin of particles and shock waves. In particular, the Nançay Radio Heliograph will bring support to both SECCHI and S/WAVES. Other instruments include the Nançay Decametric Array, the Gauribidanur Radio Heliograph in India, the BIRS radio spectrograph in Tasmania, the ARTEMIS spectrograph in Greece, and the Ondrejov spectrograph.

7 Education and Public Outreach

The S/WAVES team is committed to participating significantly in public outreach for the STEREO mission. The first outreach component will be an outreach web site, dedicated to making the S/WAVES data and results available to the public. The emphasis will be on a clear and interesting presentation for the scientifically oriented public. Appropriate links to the S/WAVES education site will be included. To convey the excitement of the scientific process, the S/WAVES data appear on the Web in a timely manner.

To promote the STEREO mission at science museums and similar locations, the S/WAVES team will participate in the development of one or more traveling exhibits, designed to explain STEREO and contributions to understanding the Sun-Earth Connection and space weather. Opportunities will be used in connection with the organization of the International Heliophysical Year 2007–2008, a celebration of the 50th anniversary of the International Geophysical Year in 1957–58, which was the starting point of space exploration and space physics.

The S/WAVES education plan and web presence will be based primarily on the triangulation and tracking of solar radio bursts from flares and CME-driven shocks. To this end, we are developing a number of components, to be made available on the web page http://swaves.gsfc.nasa.gov/, which explain the scientific background, the spacecraft instrumentation and data analysis techniques, and the grade level appropriate, hands on projects that one can do to understand S/WAVES science and data analysis. One of our themes will be the "invisible universe", because S/WAVES measures a section of the electromagnetic spectrum that is not visible to the human eye, but radio waves are a concept that people feel they understand. The ultimate web-based EPO component, towards which we are working, is user-oriented, interactive triangulation of radio bursts observed by S/WAVES, with radio-frequency correlated sonification. (Sonification makes good sense for radio waves, since they possess both frequency and intensity (volume). All that needs to be explained to the student/public is that we shift the radio frequencies to range of audible sound waves and, possibly, change the timescale.) Radio waves, radio receivers, and radio-stereoscopy provide a simple, understandable scientific perspective into the realm of space that we cannot "see".

In parallel with the data and web-based activities, we are developing several classroom-oriented, S/WAVES radio models. The simplest version is used to demonstrate the directionality of radio waves and how this permits triangulation of the sources. Two of these simple models can be built for a minimal sum. With these models, we can explain that:

- A simple spacecraft model with one monopole antenna demonstrates *directionality* of (AM) radio waves, and two models can convey triangulation *measurement concepts* (kindergarten–fourth grade).
- A spacecraft model with a triad antenna (3 orthogonal antennas, like the S/WAVES antennas) permits discussion of a realistic spacecraft system; measurement of angles leads to investigation of basic *geometry & trigonometry* (fifth–eighth grade).
- The triad antenna equations provide motivation for *spherical trigonometry* and more advanced *algebraic equation solving* (ninth–twelfth grade).

More sophisticated S/WAVES models are in development; they will use more advanced electronics to approximate the performance of a S/WAVES radio receiver system. With audio output or analog output to an oscilloscope, it will be easier for students and others to understand how S/WAVES works. Eventually, digital output to a computer could be examined and analyzed in a manner similar to data from the on-orbit S/WAVES data.

8 Summary and Conclusions

The S/WAVES investigation on the STEREO spacecraft has the following main scientific objectives:

- Remotely track and probe CME-driven shocks and flare electrons, at high frequency and time resolution, from their genesis in the low corona to their interaction with the terrestrial magnetosphere, thereby creating the link between the EUV and coronagraph images and the in-situ CME and particle observations.
- Measure in-situ the spatial extent and structure of CME-driven shocks and flare and CME-associated electron beams.
- Make remote and in-situ measurements of solar radio sources that may provide a deeper and more comprehensive understanding of the mechanisms that generate type II (CME) and type III (flare) radio bursts.
- Measure solar wind electron plasma density and temperature in regions of cold, dense plasma within CME-associated magnetic clouds using quasi-thermal noise methodologies.
- Study the role of plasma microphysics in CME-driven shocks.

To achieve these objectives the S/WAVES instrument consists of a set of radio receivers and analyzers covering the frequency range from a fraction of a hertz to 16 MHz plus a single frequency channel near 30 MHz.

The instrument is fully operational and meets its specifications on the two STEREO spacecraft on which the level of electromagnetic interference is generally lower than specified.

The stereoscopic radio technique will allow new studies of energetic particle phenomena associated with CMEs relevant to space weather studies. The S/WAVES measurements will be enhanced by similar investigations on the Ulysses, WIND, and Cassini spacecraft, and by an extensive support from ground-based observations at higher frequencies. The prospects are excellent to attain major progress for a comprehensive understanding of radio

phenomena associated with CMEs and active phenomena in the inner heliosphere leading, in particular, to a significant validation of radio diagnostics as a major tool for the prediction of the impact of solar activity in the heliosphere.

Acknowledgements The authors would like to thank many individuals who contributed to making STEREO and S/WAVES a success. Some from the University of Minnesota are: Allen Knutson, Ron Bystrom, Sharon Barthel, Joshua Lynch, Ev Olcott, John Schilling and Doug Rowland. From the Observatoire de Paris: Daniel Carrière, Cécile Guériau, Liam Friel, René Knoll and Léon Ly. From the Centre de Données en Physique des Plasmas: Christian Jacquey. From the University of California at Berkeley: Jeremy McCauley, Kate Harps and Ken McKee. From NASA/GSFC: Harry Culver, Lillian Reichenthal, Paul Buchanan, Antonio Reyes, Kevin Milligan, Steve Wasserzug, Shane Hynes, Jerry Hengemiehle, Rick Mason, Rich Katz, Rod Barto, Therese Errigo, Lisa Bartusek, Mitch Davis, Julie Janus, Mike Delmont, Jim Adams, Nick Chrisotimos and Haydée Maldonado. Some of our spacecraft partners at the Johns Hopkins University Applied Physics Laboratory are: Dave Myers, Andy Driesman, Carl Herrmann, Jim Roberts, Stuart Hill, Luke Becker, Jennifer Fischer, Marie Stevens, Ted Mueller, Ed Reynolds, Ron Dennison, Annette Dolbow and, of course, Elliot Rodberg.

At the Observatoire de Paris, this work was performed with the support of both CNES and CNRS. We wish to thank Jean-Yves Prado for his support concerning the CNES tracking antenna facility. At Minnesota and Berkeley, this work was performed with the support of NASA contract: NAS5-03076. I. Zouganelis acknowledges the European Marie Curie Fellowship SOPHYSM for financial support.

References

M.H. Acuña et al., Space Sci. Rev. (2007, this issue). doi:10.1007/s11214-007-9259-2
M.J. Aschwanden, L.F. Burlaga, M.L. Kaiser et al., Space Sci. Rev. (2006). doi:10.1007/s11214-006-9027-8
S.D. Bale, P.J. Kellogg, D.E. Larson et al., Geophys. Res. Lett. **25**, 2929 (1998)
S.D. Bale, M.J. Reiner, J.-L. Bougeret et al., Geophys. Res. Lett. **26**(11), 1573 (1999)
S.D. Bale, P.J. Kellogg, F.S. Mozer, T.S. Horbury, H. Reme, Phys. Rev. Lett. **94**(21), 2150021 (2005)
S.D. Bale, R. Ullrich, K. Goetz et al., Space Sci. Rev. (2007, this issue). doi:10.1007/s11214-007-9251-x
D.A. Biesecker, D.F. Webb, O.C. St. Cyr, Space Sci. Rev. (2007, this issue). doi:10.1007/s11214-007-9165-7
J.-L. Bougeret, J. Fainberg, R.G. Stone, Astron. Astrophys. **141**, 17 (1984)
J.-L. Bougeret, M.L. Kaiser, P.J. Kellogg et al., Space Sci. Rev. **71**, 231 (1995)
J.-L. Bougeret, P. Zarka, C. Caroubalos et al., Geophys. Res. Lett. **25**, 2513 (1998)
G.E. Brueckner, R.A. Howard, M.J. Koomen et al., Sol. Phys. **162**, 357 (1995)
I.H. Cairns, J. Geophys. Res. **91**, 2975 (1986)
I.H. Cairns, J. Geophys. Res. **93**, 3958 (1988)
I.H. Cairns, M.L. Kaiser, in *The Review of Radio Science*: *1999–2002*, ed. by W.R. Stone (IEEE Press, 2002), p. 749
I.H. Cairns, S.A. Knock, in *Planetary Radio Emissions VI*, ed. by H. Rucker, W.S. Kurth, G. Mann (2006), p. 499
I.H. Cairns, P.A. Robinson, Geophys. Res. Lett. **24**, 369 (1997)
I.H. Cairns, P.A. Robinson, Astrophys. J. **509**, 471 (1998)
I.H. Cairns, P.A. Robinson, Phys. Rev. Lett. **82**(15), 3066 (1999)
H.V. Cane, R.G. Stone, J. Fainberg et al., Geophys. Res. Lett. **12**, 1285 (1981)
B. Cecconi, X. Bonnin, S. Hoang et al., Space Sci. Rev. (2007, this issue). doi:10.1007/s11214-007-9255-6
L.M. Celnikier, C.C. Harvey, R. Jegou, P. Moricet, M. Kemp, Astron. Astrophys. **126**(2), 293 (1983)
L.M. Celnikier, L. Muschietti, M.V. Goldman, Astron. Astrophys. **181**(1), 138 (1987)
G.A. Dulk, Y. Leblanc, J.-L. Bougeret, Geophys. Res. Lett. **26**, 2331 (1999)
J. Eichstedt, W.T. Thompson, O.C. St. Cyr, Space Sci. Rev. (2007, this issue). doi:10.1007/s11214-007-9249-4
R.E. Ergun, D. Larson, R.P. Lin et al., Astrophys. J. **503**, 435 (1998)
G.B. Field, Astrophys. J. **124**, 555 (1956)
V.L. Ginzberg, V.V. Zheleznyakov, Soviet Astron. **2**, 653 (1958)
N. Gopalswamy, S. Yashiro, M.L. Kaiser, R.A. Howard, J.-L. Bougeret, Astrophys. J. **548**, L91 (2001a)
N. Gopalswamy, A. Lara, S. Yashiro, M.L. Kaiser, R.A. Howard, J. Geophys. Res. **106**, 29207 (2001b)
N. Gopalswamy, S. Yashiro, G. Michalek et al., Astrophys. J. **572**, L103 (2002)
N. Gopalswamy, E. Aguilar-Rodriguez, S. Yashiro et al., J. Geophys. Res. **110**(A12) (2005). CiteID12S07
D.A. Gurnett, W.S. Kurth, D.L. Kirchner et al., Space Sci. Rev. **114**, 395 (2004)

R.A. Hess, R.J. MacDowall, J. Geophys. Res. **108**(A8) (2003). CiteID 1313
D.E. Hinkel-Lipsker, B.D. Fried, G.J. Morales, Phys. Fluids B **4**, 559 (1992)
S. Hoang, N. Meyer-Vernet, K. Issautier, M. Maksimovic, M. Moncuquet, Astron. Astrophys. **316**, 430 (1996)
S. Hoang, M. Poquerusse, J.-L. Bougeret, Sol. Phys. **172**, 307 (1997)
S. Hoang, M. Maksimovic, J.-L. Bougeret, M.J. Reiner, M.L. Kaiser, Geophys. Res. Lett. **25**(14), 2497 (1998)
Howard et al., SECCHI paper., Space Sci. Rev. (2008, this issue)
K. Issautier, N. Meyer-Vernet, M. Moncuquet, S. Hoang, J. Geophys. Res. **103**, 1969 (1998)
K. Issautier, N. Meyer-Vernet, M. Moncuquet, S. Hoang, D.J. McComas, J. Geophys. Res. **104**, 6691 (1999)
K. Issautier, M. Moncuquet, N. Meyer-Vernet, S. Hoang, R. Manning, Astrophys. Space Sci. **277**, 309 (2001a)
K. Issautier, R.M. Skoug, J.T. Gosling, S.P. Gary, D.J. McComas, J. Geophys. Res. **106**, 15665 (2001b)
P.J. Kellogg, Astron. Astrophys. **169**, 329 (1986)
P.J. Kellogg, Planet. Space Sci. **51**, 681 (2003)
P.J. Kellogg, N. Lin, *The 31st ESLAB Symposium, Correlated Phenomena at the Sun, the Heliosphere and in Geospace*, ed. by A. Wilson, SP-415 (ESTEC, Noordwijk, 1997)
P.J. Kellogg, D.A. Gurnett, G.B. Hospodarsky, W.S. Kurth, Geophys. Res. Lett. **28**, 87 (2001)
P.J. Kellogg, D.A. Gurnett, G.B. Hospodarsky et al., J. Geophys. Res. **108**(A1) (2003). CiteID 1045
P.J. Kellogg, S.D. Bale, F.S. Mozer, T.S. Horbury, H. Reme, Astrophys. J. **645**, 704 (2006)
S.A. Knock, I.H. Cairns, J. Geophys. Res. **10**(A1) (2005). CiteID A01101
D.E. Larson, R.P. Lin, J. Steinberg, Geophys. Res. Lett. **27**, 157 (2000)
Y. Leblanc, G.A. Dulk, J.-L. Bougeret, Sol. Phys. **183**, 165 (1998)
R.P. Lin, D.W. Potter, D.A. Gurnett, F.L. Scarf, Astrophys. J. **251**, 364 (1981)
N. Lin, P.J. Kellogg, R.J. MacDowall et al., Geophys. Res. Lett. **30**(19), 8029 (2003). doi:10.1029/2003GL017244
J.G. Luhmann, D.W. Curtis, P. Schroeder et al., Space Sci. Rev. (2007, this issue). doi:10.1007/s11214-007-9170-x
M. Maksimovic, S. Hoang, N. Meyer-Vernet et al., J. Geophys. Res. **100**(A10), 19881 (1995)
M. Maksimovic, J.-L. Bougeret, C. Perche et al., Geophys. Res. Lett. **25**(8), 1265 (1998)
W. Macher, Transfer matrix description of multi-port antennas and its application to the Mars Express/MARSIS radar. Doctoral Thesis, University of Technology, Graz, 2005
W. Macher, T.H. Oswald, H.O. Rucker, G. Fischer, STEREO-WAVES antennas: Reception properties in the quasi-static frequency range. Technical Report of the Space Research Institute of the Austrian Academy of Sciences, IWF-178, 2006
D.B. Melrose, Sol. Phys. **79**, 173 (1982)
N. Meyer-Vernet, C. Perche, J. Geophys. Res. **94**, 2405 (1989)
N. Meyer-Vernet, P. Couturier, S. Hoang, C. Perche, J.-L. Steinberg, Geophys. Res. Lett. **13**, 279 (1986)
N. Meyer-Vernet, P. Couturier, S. Hoang, C. Perche, J.-L. Steinberg, *AGU Monograph on Measurements Techniques in Space Plasmas*. Geophysical Monograph, vol. 103 (1998), p. 205
M. Moncuquet, N. Meyer-Vernet, S. Hoang, J. Geophys. Res. **100**, 21697 (1995)
T.H. Oswald, W. Macher, H.O. Rucker et al., Adv. Space Res. (2006a, submitted)
T.H. Oswald, W. Macher, G. Fischer et al., in *Planetary Radio Emissions VI*, ed. by H.O. Rucker, W.S. Kurth, G. Mann (Austrian Academy of Sciences Press, Vienna, 2006b), p. 475
A. Pedersen, Ann. Geophys. **13**, 118 (1995)
M. Poquerusse, S. Hoang, J.-L. Bougeret, M. Moncuquet, AIP Conf. Proc. **382**, 62 (1996)
M. Pulupa, S.D. Bale, American Geophysical Union, Fall Meeting 2006, abstract #SM13A-0349 (2006)
M.J. Reiner, M.L. Kaiser, Geophys. Res. Lett. **26**(3), 397 (1999)
M.J. Reiner, M.L. Kaiser, J. Fainberg, R.G. Stone, J. Geophys. Res. **103**, 29651 (1998a)
M.J. Reiner, M.L. Kaiser, J. Fainberg, J.-L. Bougeret, R.G. Stone, Geophys. Res. Lett. **25**, 2493 (1998b)
M.J. Reiner, M.L. Kaiser, J. Fainberg, R.G. Stone, J. Geophys. Res. **103**, 1923 (1998c)
M.J. Reiner, M. Karlicky, K. Jiricka et al., Astrophys. J. **530**, 1049 (2000)
M.J. Reiner, M.L. Kaiser, M. Karlicky, K. Jiricka, J.-L. Bougeret, Sol. Phys. **204**, 123 (2001a)
M.J. Reiner, M.L. Kaiser, J.-L. Bougeret, J. Geophys. Res. **106**, 29989 (2001b)
M.J. Reiner, B.V. Jackson, D.F. Webb et al., J. Geophys. Res. **100**(A9) (2005). CiteID 109S14
M.J. Reiner, J. Fainberg, M.L. Kaiser, J.-L. Bougeret, Sol. Phys. **241**(2), 351 (2007a)
M.J. Reiner, M.L. Kaiser, J.-L. Bougeret, Astrophys. J. **663**(2), 1369 (2007b)
P.A. Robinson, Sol. Phys. **139**, 147 (1992)
P.A. Robinson, I.H. Cairns, D.A. Gurnett, Astrophys. J. **407**, 790 (1993)
P.A. Robinson, Phys. Plasmas **2**, 1466 (1995)
P.A. Robinson, Rev. Mod. Phys. **69**, 507 (1997)
P.A. Robinson, I.H. Cairns, Sol. Phys. **181**, 363 (1998a)

P.A. Robinson, I.H. Cairns, Sol. Phys. **181**, 395 (1998b)
P.A. Robinson, I.H. Cairns, Phys. Plasmas **8**, 2394 (2001)
H.O. Rucker, W. Macher, G. Fischer et al., Adv. Space Res. **36**, 1530–1533 (2005)
C. Salem, J.-M. Bosqued, D.E. Larson et al., J. Geophys. Res. **106**, 21701 (2001)
K. Saito, A.J. Poland, R.H. Munro, Sol. Phys. **55**, 121 (1977)
R. Schwenn, A. Dal Lago, E. Huttumen, W.D. Gonzalez, Ann. Geophys. **23**, 1033 (2005)
J.-L. Steinberg, S. Hoang, A. Lecacheux, M.G. Aubier, G.A. Dulk, Astron. Astrophys. **140**, 39 (1984)
R.G. Stone, J.-L. Bougeret, J. Caldwell et al., Astron. Astrophys. Suppl. Ser. **92**, 291 (1992)
E.C. Stone, A.M. Frandsen, R.A. Mewaldt et al., Space Sci. Rev. **86**, 1 (1998)
G. Thejappa, R.J. MacDowall, Bull. Am. Astron. Soc. **37**, 1502 (2005)
T.W. Unti, M. Neugebauer, B.E. Golstein, Astrophys. J. **180**, 591 (1973)
A.J. Willes, I.H. Cairns, Publ. Astron. Soc. Aust. **18**, 355 (2001)
L. Yin, M. Ashour-Abdalla, R.L. Richard, L.A. Frank, W.R. Paterson, J. Geophys. Res. **104**, 12415 (1999)

A.2 Cecconi et al., 2008

Article paru en Avril 2008 dans la revue *Space Science Review*.

Liste des auteurs

B. Cecconi, **X. Bonnin**, S. Hoang, M. Maksimovic, S.D. Bale, J.L Bougeret, K. Goetz, A. Lecacheux, M.J. Reiner, H.O. Rucker, et P. Zarka.

Référence : Space Science Reviews, Volume 136, Issue 1-4, pp. 549-563.

Space Sci Rev
DOI 10.1007/s11214-007-9255-6

STEREO/Waves Goniopolarimetry

B. Cecconi · X. Bonnin · S. Hoang · M. Maksimovic · S.D. Bale · J.-L. Bougeret · K. Goetz · A. Lecacheux · M.J. Reiner · H.O. Rucker · P. Zarka

Received: 7 December 2006 / Accepted: 25 July 2007
© Springer Science+Business Media B.V. 2007

Abstract The STEREO/Waves experiment is dedicated to the study of inner heliosphere radio emissions. This experiment is composed of a set of two identical receivers placed on each of the two STEREO spacecraft. The STEREO/Waves receivers have instantaneous Goniopolarimetric (GP) capabilities (also referred to as direction-finding capabilities). This means that it is possible to retrieve the direction of arrival of an incoming electromagnetic radio wave, its flux and its polarization. We review the state of the art of GP-capable radio receivers and available GP techniques. We then present the GP capabilities of the STEREO/Waves experiment. We finally show some GP results on solar Type III radio bursts, using data recorded with the Cassini/RPWS/HFR, which are very similar to the STEREO/Waves data.

Keywords STEREO/Waves · Goniopolarimetry (direction finding) · Sun: solar type III bursts

1 Introduction

The STEREO (Solar TErrestrial RElations Observatory) mission (Kaiser 2005) is dedicated to the study of the sun and the inner heliosphere. It is composed of two three-axis stabilized spacecraft orbiting the sun close to the orbit of Earth. The STEREO-A (for "Ahead") spacecraft leads the Earth whereas the STEREO-B (for "Behind") spacecraft trails. The solar longitudinal separation of the two spacecraft is increasing during the mission, as well as their respective distance from the Earth along its orbit. The STEREO/Waves experiment (Bougeret et al. 2007, this issue) is a set of two identical radio receivers placed onboard the two STEREO spacecraft. Both receivers have been developed to fulfill the STEREO mission science objectives and particularly the study of the solar and heliospheric radio emissions: interplanetary (IP) type II radio emission sources, IP shock topology (Hoang et al. 1998; Reiner et al. 1998a); IP type III radio emission sources (Fainberg and Stone 1974); solar wind (SW) radio emission propagation physics (Steinberg et al. 1984; Kellogg 1986).

Inheriting from the High Frequency Receiver of the Radio and Plasma Waves Science (HFR/RPWS) receiver experiment onboard Cassini (Gurnett et al. 2004), the STEREO/Waves receivers have goniopolarimetric (GP) capabilities (also referred to as direction-finding capabilities). That is, the direction of arrival, the polarization state and the flux of the observed electromagnetic wave can be retrieved quasi-instantaneously. As the experiment is deployed on two spacecraft, the localization of the inner heliosphere radio sources through stereoscopic analysis of the GP results is enabled. We will, however, concentrate on the GP capabilities of each receiver independently. The stereoscopic analysis capabilities of the STEREO mission are discussed by Bougeret et al. (2007, this issue).

We review the different GP methods available in the literature in Sect. 2. We then present the GP instrumentation of the STEREO/Waves experiment in Sect. 3. We finally give an insight of the STEREO/Waves capabilities using Cassini/RPWS/HFR data recorded in August 1999, during the Earth flyby.

2 Space-Borne Radio Receivers Goniopolarimetry

Space-borne radio receivers are connected to antennas fulfilling the constraints on size and mass of space missions: i.e., monopole or dipole antennas. These antennas have no intrinsic angular resolution, defined as λ/L, where λ is the wavelength (1 km to 10 m) and L the antenna effective length (typically a few meters); we then have $\lambda/L \sim 1$. A more useful description is their beaming pattern defined as the antenna gain for each direction.

The antenna beaming pattern of a short dipole ($L \ll \lambda$, typically $L \leq 10\lambda$) is proportional to $\sin^2\theta$, where θ is the angular distance from the dipole to the source direction. The frequency range where the antenna is considered as a short dipole is called the quasi-static range or short dipole range. The antenna pattern shows a sharp null in the antenna direction, whereas the maximum gain is obtained for directions perpendicular to the antenna direction. The signal strength measured by a receiver connected to such antennas will thus depend on the orientation of the antenna with respect to the direction of the source. The shape of the beaming pattern implies that it is more efficient to determine the minimum gain than the maximum one. However, the antenna pattern equator can also be detected as the apparent polarization is reversed when crossing this limit. In case of short monopoles (as for Cassini/RPWS or STEREO/Waves), the beaming pattern can be approximated by that of a short dipole. The antenna calibration process provides the effective dipole length and direction equivalent to the system composed of the monopole and the conducting surface of the spacecraft. The antennas used with the STEREO/Waves experiment are described by Bale et al. (2007, this issue).

B. Cecconi (✉) · X. Bonnin · S. Hoang · M. Maksimovic · J.-L. Bougeret · A. Lecacheux · P. Zarka
LESIA, UMR CNRS 8109, Observatoire de Paris, 92195 Meudon, France
e-mail: baptiste.cecconi@obspm.fr

S.D. Bale
Space Sciences Laboratory, Univ. of California, Berkeley, CA 94720, USA

K. Goetz
Dept. of Physics and Astronomy, Univ. of Minnesota, Minneapolis, MN 55455, USA

M.J. Reiner
Hughes STX, Lanham, MD 20706, USA

H.O. Rucker
Space Research Institute, Austrian Academy of Sciences, 8010 Graz, Austria

2.1 Antenna Calibration

The antenna calibration is necessary to get accurate GP results. This calibration provides the length and orientation of the effective electrical dipole equivalent to the electrical system composed of the monopole (or dipole), the antenna mounts and feeds (represented by the antenna and base impedances) (Manning and Fainberg 1980), and the spacecraft body. Three calibration methods are available and complementary: rheometry, electromagnetic simulation and in-flight calibration.

The rheometric analysis is conducted with a scale model of the spacecraft immersed in a tank filled with a dielectric liquid. A low-frequency electric field is applied across the tank and we measure the voltage at the antenna tips while the model spacecraft is slowly rotating (Rucker et al. 1996).

The electromagnetic simulation consists of a computer simulation including a wire grid model of the spacecraft (Fischer et al. 2001; Rucker et al. 2005; Oswald et al. 2006).

In-flight calibrations are conducted using a radio source with known parameters: the jovian HOM (hectometric) emissions has been used to calibrate the effective directions of the Cassini/RPWS antennas, during the Jupiter flyby of Cassini (Vogl et al. 2004; Cecconi and Zarka 2005). The Cassini/RPWS antenna lengths and antenna system gain were calibrated using the galactic background and the system noise data acquired in flight before the antenna deployment (Zarka et al. 2004). The antenna calibrations used for the STEREO/Waves antennas are described thoroughly by Bale et al. (2007, this issue).

2.2 Goniopolarimetric Measurement Expressions

In the quasi-static frequency range, the voltage induced by an incoming electromagnetic wave is $V = \vec{h} \cdot \vec{E}$ where $\vec{h}$ is the effective antenna vector and $\vec{E} = \vec{E}_0 e^{i\omega t}$ is the electric field of the wave. A GP radio receiver then measures a series of correlation values:

$$P_{ij} = \langle V_i V_j^* \rangle, \tag{1}$$

where V_i is the complex voltage measured on the ith antenna, V_j^* is the complex conjugate of the voltage measured on the jth antenna, and $\langle \cdots \rangle$ denotes an average over an integration time longer than the wave period. In the case of an electromagnetic plane wave (i.e., emitted by a point radio source at infinity) characterized by its Stokes parameters (Kraus 1966) (S the flux, Q, U, the linear polarization degrees, and V the circular polarization degree), the voltage correlation can be written as (Cecconi and Zarka 2005):

$$P_{ij} = \frac{Z_0 G h_i h_j S}{2}\left[(1+Q)\Omega_i\Omega_j + (U - iV)\Omega_i\Psi_j + (U + iV)\Omega_j\Psi_i + (1-Q)\Psi_i\Psi_j\right], \tag{2}$$

where we have explicitly included the impedance of free space Z_0 and the gain of the antenna system $G h_i h_j$ (Manning and Fainberg 1980); and Ω_i and Ψ_i are the projection of the antenna vector $\vec{h}_i$ on the wave plane axes. When $i = j$, P_{ii} is the autocorrelation of the voltage at the ith antenna outputs, hence a power. When $i \neq j$, P_{ij} is the voltage cross-correlation between the antenna i and j.

Another formalism, proposed by Lecacheux (1978), describes the correlation antenna response with the wave coherence matrix:

$$P_{ij} = {}^t[h_i] \cdot [S] \cdot [h_j]^*, \tag{3}$$

where $[S]$ is the normalized wave coherence matrix that depends on the four Stokes parameters (Lecacheux 1978), ${}^t[h_i]$ is the transpose of $[h_i]$ and $[h_j]^*$ is the complex conjugate of $[h_j]$ ($[h_i]$ and $[h_j]$ being the effective antenna vectors).

As the antenna are measuring the electric field of passing electromagnetic waves in the vicinity of the spacecraft, GP techniques can measure only the direction of the local wave vector. Any propagation effect (such as refraction or diffusion effects) is not taken into account. The directions of arrival obtained with GP techniques only provide apparent sources positions. One should then be particularly careful when analyzing data close to the local plasma frequency where strong refraction can occur on radio waves.

The GP capabilities of a radio receiver depend on the receiver design and especially on the number of independent analysis channels, i.e., the number of simultaneous correlation measurements. For single channel receivers, only one autocorrelation is measured whereas for dual channel receivers (thus connected to two antennas), up to two auto-correlations (one on each antenna) and a complex cross-correlation may be measured. In order to increase the capabilities of the radio receivers (with one or two analysis channels), successive measurements with antenna switching can be performed quasi-instantaneously.

GP techniques are often referred to as direction-finding techniques in the literature. This latter expression does not reflect the fact that these techniques provide both direction and polarization, which are not retrievable independently.

There are two possible ways to achieve GP on space-borne radio receivers: spin demodulation GP (on a spinning spacecraft, like Wind and Ulysses) and instantaneous GP (on three-axis stabilized spacecraft, like Cassini and STEREO). Both of these GP techniques may provide the direction of arrival of the wave, flux, polarization and the angular size of the source. At the time of writing of this paper, inversions providing the size of the source exist for spin demodulation GP, but not for instantaneous GP.

2.3 Spin Demodulation Goniopolarimetry

On a spinning spacecraft, the measured correlation is modulated by the antenna spin. The minimum signal is obtained when the antenna is pointing closest to the source direction. The result of the demodulation is a plane containing the spacecraft spin axis and the source position. This simple method has been used to perform GP analysis of terrestrial Auroral Kilometric Radiation (AKR; Kurth et al. 1975) using the Hawkeye and IMP 8 spacecraft radio data, and of solar type III bursts (Gurnett et al. 1978) using Helios 2, IMP 8 and Hawkeye radio data. The radio receivers used on these spacecraft were single-antenna receivers.

To obtain additional independent measurements, single-channel receivers with antenna switching capabilities were developed for ISEE-3, Wind and Ulysses. These receivers provide series of autocorrelation measurements with different antennas (or antenna combinations) for a given sampling set up (central frequency, integration time, frequency bandwidth).

Lecacheux (1978) proposed GP inversions in the case of (i) one antenna (inclined to the spin axis) and (ii) two antennas (one parallel and one perpendicular to the spin axis). These GP inversions are adapted to the three spacecraft mentioned earlier. GP techniques, including the size of the source, are also available for such receivers (Manning and Fainberg 1980; Fainberg et al. 1985). The techniques developed in these two papers were used to derive the source location of solar radio emissions using (i) ISEE-3 radio data only (Steinberg et al. 1984; Dulk et al. 1986), (ii) Ulysses/URAP data only (Hoang et al. 1994; Reiner et al. 2006), (iii) Wind/Waves data only (Reiner et al. 1998a, 2005) and (iv) Wind/Waves and Ulysses/URAP data performing GP analysis on each data set and then applying triangulation techniques (Hoang et al. 1998; Reiner et al. 1998b, 1998c). These observations are essential to put constraints on the solar radio burst emission mechanism and radio wave propagation.

The GP techniques, as described earlier, have also been applied to the jovian radio emissions observed by Ulysses/URAP during its Jupiter flyby in February 1992 (Reiner et al. 1993; Ladreiter et al. 1994).

The POLRAD experiment on the Interball spacecraft (Hanasz et al. 1998a, 1998b) is a nine-channel receiver connected to three orthogonal electrical dipoles. Each channel of this receiver is outputting a combination of antenna signals (with or without quadrature phase shifts). The full set of GP measurement is thus recorded. GP inversions have been built and used on these data to characterize the AKR (Hanasz et al. 2003; Panchenko 2004).

2.4 Instantaneous Goniopolarimetry

On a spinning spacecraft, no meaningful GP result can be obtained on timescales shorter than the spacecraft spin period. This requires that the wave parameters are fixed over the spin period. Instantaneous measurements require several antennas and multi-channel receivers such as those developed for Cassini/RPWS/HFR and STEREO/Waves. Such receivers provide four independent measurements that can be retrieved instantaneously and seven to nine quasi-instantaneously (Gurnett et al. 2004; Cecconi 2004; Cecconi and Zarka 2005).

For dual-channel receivers, two successive measurements with antenna switching are necessary to obtain the full set of GP unknown (S, Q, U, V, θ and ϕ). We thus have seven independent measurements: P_{ii}, P_{jj}, P_{kk}, $\mathcal{R}e(P_{ij})$, $\mathcal{R}e(P_{ik})$, $\mathcal{I}m(P_{ij})$, $\mathcal{I}m(P_{ik})$ (see (2) for correlation expressions). In case of switching between three antennas, one has nine independent measurements: the seven ones mentioned above plus $\mathcal{R}e(P_{jk})$ and $\mathcal{I}m(P_{jk})$.

The ideal case of an orthogonal triad of antennas was studied by Lecacheux (1978) who showed that measurements on three antennas (i.e., seven or nine measurements) are sufficient to obtain the six wave parameters. It was also mentioned that instantaneous measurements on one pair of antennas (i.e., four measurements) suffice to derive either the source polarization (if the source location is known) or its location (if assumptions on the wave polarization are made).

Due to both geometrical configuration and electromagnetic interaction between the conducting spacecraft body and the antennas, the effective directions of the antennas mounted on spacecraft are generally not orthogonal one to another. GP inversion taking into account a real antenna triad geometry was first proposed by Ladreiter et al. (1995). The proposed GP technique involves a least-square model fitting through singular value decomposition (SVD). A GP inversion using a Powell minimization algorithm was also described by Vogl et al. (2004). Although these methods provide useful estimates on the GP result error, they do not ensure that the provided solution is unique. Another drawback is the computing time needed to invert the data, which is not adequate for long term or large scale automatic processing. In order to overcome these limitations, Cecconi and Zarka (2005) provided analytical inversions to be used on GP data obtained with three antennas.

Ladreiter et al. (1995), Vogl et al. (2004) and Cecconi and Zarka (2005) proposed inversions to perform the antenna calibration needed for accurate GP. In the case of Cassini, the calibration was performed using the Cassini flyby of Jupiter. In the case of S/Waves, spacecraft rolls have been planned at a distance from Earth when AKR can be used as a reference source to calibrate the effective antenna directions.

2.5 Error Sources and Order of Magnitudes

Several sources of error may alter or bias the GP measurements and results. Complete discussions on these sources of error may be found in the papers by Lecacheux (1978), Ladreiter et al. (1995), Cecconi and Zarka (2005) and Cecconi (2007). The different sources of error are the following:

1. *Signal-to-noise ratio.* The signal-to-noise ratio (SNR) is inherent to any measurement. The noise level theoretically depends on the analysis bandwidth b and integration time τ: the signal fluctuations are equal to $S_n/\sqrt{b\tau}$, where S_n is the background level (receiver noise level, interference level, galactic background ...) In theory, this noise interferes only when the signal amplitude is comparable to the noise amplitude. In practice, a SNR larger than 20 to 30 dB is necessary to obtain accurate GP results (Cecconi and Zarka 2005).
2. *Galactic radio background.* In the studied frequency range from <1 MHz to >30 MHz (Dulk et al. 2001), the sky radio background is bright. This background level has to be subtracted from the data before any analysis of GP measurements. The background level has to be determined over a long period of time (Zarka et al. 2004).
3. *Receiver noise.* The receiver noise (mainly from the preamplifier electronics) may be dominant in the low-frequency range (<1 MHz for Cassini). The precise noise level has to be measured onboard the spacecraft, with the receiver power on but before the antenna deployments.
4. *Digitization noise.* When data are digitized as in the case of Cassini or STEREO receivers, they are converted into floating point words of 8 or 12 bits, respectively. Contrary to the SNR fluctuations, which depend on the integration time and frequency bandwidth of observation, the digitization noise is proportional to the signal amplitude (see Fig. 1). The 8 bits digitization superimposes ± 0.17 dB (V^2/Hz) fluctuations on the digitized signal whereas the 12 bits digitization ± 0.04 dB (V^2/Hz) only (Cecconi and Zarka 2005).
5. *Geometrical configuration.* Within the short antenna frequency range, the beaming pattern of an antenna has sharp nulls in the effective antenna direction. This implies that the signal measured on an antenna pointing to the source will be low compared to the case when it is perpendicular to the direction of the source. The SNR of measurements done

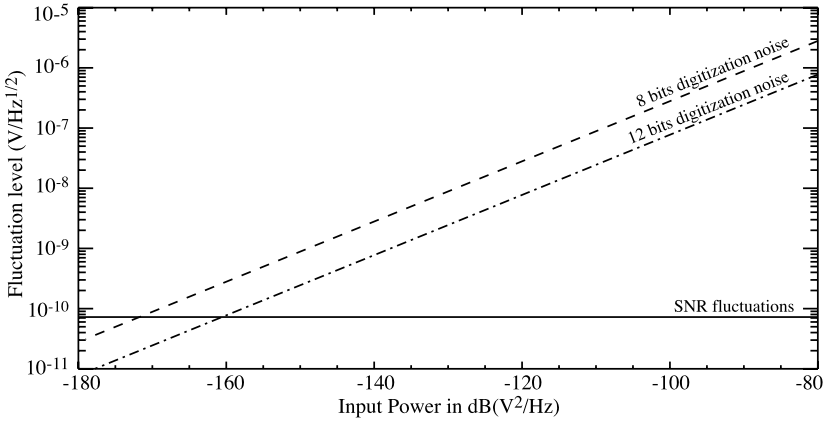


Fig. 1 Simulated noise levels (in $nV \cdot Hz^{-1/2}$) with respect to input power. *Plain line*: SNR fluctuation level, which is the product of the background level (here fixed to a receiver noise level of 7 $nV \cdot Hz^{-1/2}$) and the $1/\sqrt{b\tau}$ factor (here fixed to 0.1); *dashed line*: digitization noise (8 bits); *mixed line*: digitization noise (12 bits). For each input power, the *upper line* has to be taken into account to determine the level of noise. The receiver noise level is thus predominant up to input powers of the order of -171 dB (V^2/Hz) for 8 bits digitization (-161 dB (V^2/Hz) for 12 bits)

in such an ill-defined geometrical configuration will then be low. However, as the null is sharp, the direction of arrival of the wave may be obtained accurately (if the antenna system is accurately calibrated), contrary to the flux and polarization measurement.

6. *Inversion indetermination.* Depending on the GP inversion used, series of directions in space or polarization values may not be solved accurately (Cecconi and Zarka 2005). For instance, no valid GP result can be obtained if $V = 0$ in the case of the general GP inversion proposed by Cecconi and Zarka (2005). In that case, another GP inversion was provided.
7. *Calibration indetermination.* Accurate antenna calibration is needed to obtain accurate GP results. Any bias on effective antenna directions will induce offsets on the source location, on the flux and on the polarization degrees obtained with GP inversions (Vogl et al. 2004; Cecconi and Zarka 2005). Two kinds of indetermination may occur: effective antenna length and direction indetermination and misfit to an ideal dipole antenna pattern (especially the warping of the electrical equator for monopole antenna measurements). Current analytical inversions cannot take into account the latter. However, it could be possible to correct for this effect with least square fitting methods.
8. *Intrinsic source variability.* When GP measurements are not recorded simultaneously, source parameters may have changed between two successive measurements. In the case of solar and planetary radio emissions, the flux and the source location are most likely to vary. This source of error is more critical in the case of a spinning spacecraft but it should also be considered on three-axis stabilized spacecraft, when measuring GP samples with antenna switching.
9. *Multiple sources.* The GP inversions proposed in the literature usually suppose a point source or an extended source, but do not take into account the case when several sources are emitting within the antenna pattern at the same frequency. If this happens, the measured power is the sum of the powers induced by each source. If one source dominates by a few orders of magnitude, the GP results will be mainly related to that source. If no source dominates, one should either consider solving the measurement as an extended source (see next point), or develop GP inversions assuming several sources at a time.
10. *Intrinsic size of the source.* When using point source inversions, the case of an extended source (i.e., a resolved source) gives erroneous GP results if the disk-equivalent radius of the source is $>5°$ (Cecconi 2007).

As already mentioned, the direction of arrival provided with GP techniques do not take into account propagation effects that affected the observed radio wave. However, the displacement of the apparent source position due to these propagations effects is not considered to be an indetermination of the GP techniques as there is no way to modify the GP techniques to correct for the distortion of the path of the radio waves between emission and detection.

In order to obtain a typical accuracy of the order of 1° for directions, 10% for polarization degrees, and 1 dB for flux, typical data criteria are: SNR $>$ 23 dB and $\beta_{ij} > 20°$, where β_{ij} is the elevation of the source direction above the plane defined by the ith and jth pair of antennas (Cecconi and Zarka 2005). In practice SNR $>$ 33 dB is necessary to get accurate GP results with the Cassini data. These numbers are valid if the source extension is $<5°$ as seen from the spacecraft (Cecconi 2007). The selection thresholds should be lowered with the S/Waves data, as the digitization noise is there of one order of magnitude smaller.

3 STEREO/Waves Goniopolarimetric Instrumentation

The radio remote sensing part of the experiment consists of three receivers: the Low Frequency Receiver (LFR) covering the 2.5–160 kHz range, the High Frequency Receiver

(HFR) covering the 125 kHz–16 MHz range and the Fixed Frequency Receiver (FFR) providing measurements at 30 or 32 MHz. The high-frequency part of the LFR (10–160 kHz) and the HFR have two simultaneous analysis channels, whereas the low-frequency part of the LFR (2.5–10 kHz) and the FFR have only one. The sensors are a set of three 6 m long electric monopole antennas (Bale et al. 2007, this issue). Each analysis channel can be connected to one of the three antennas (monopole configuration) or to an electrical combination of two of the three antennas (dipole configuration). The antenna connections at the receiver inputs are set by the instrument operating mode. In addition, the operating mode defines the bandwidth and integration time of each measurement as well as the frequency resolution for each receiver. The operating mode (hence the connected antennas) can be changed in-flight as often as necessary.

3.1 Goniopolarimetric Data Samples

Thanks to their two analysis channels, both the LFR (above 10 kHz) and HFR provide GP measurements. The instantaneous measurement used to form the GP data samples consist of a set of four measurements acquired simultaneously using the two connected antennas: two autocorrelations and one complex cross-correlation. This set of four real measurements is called a GP0 data sample. A GP data sample can be composed of a set of either one, two or three GP0 data samples, obtained with antenna switching at the receiver inputs between successive GP0 measurements.

A GP1 data sample is composed of eight measurements (two successive GP0 data samples with antenna switching). We then obtain four auto-correlations and two complex cross-correlations. As one of the two antennas remain the same during the antenna switching two of the four autocorrelations are measured on the same antenna. Although we keep these two redundant autocorrelations as a check for emission stationarity, we actually get seven independent measurements.

A GP2 data sample is composed of 12 measurements (three successive GP0 data samples with antenna switching). Each of the GP0 measurements is made with a different pair of antenna. We obtain six auto-correlations (with redundancy: two autocorrelations on each antenna, i.e. only three independent measurements) and three complex cross-correlations. The three redundant auto-correlations are kept for emission stationarity check. We thus get nine independent measurements.

The GP unknowns are the wave direction of arrival (opposite to the direction of the wave vector $\vec{k}$ and usually represented using two angles: the colatitude θ and the azimuth ϕ), the wave flux and polarization state (usually represented by the four wave Stokes parameters: the intensity S, the degree of circular polarization V and the two linear polarization degrees U and Q), and the source size [represented by its disk-equivalent radius γ (Cecconi 2007)]. We then have seven unknowns. The correlation measurements can be expressed in terms of these GP unknowns and of the antenna parameters: three parameters for each antenna (effective length, colatitude and azimuth of the antenna direction). The set of equations linking the four (GP0), seven (GP1) or nine (GP2) independent measurements to the GP unknowns and antenna parameters is called the GP system of equations. As mentioned by Cecconi and Zarka (2005), there is an intrinsic indetermination within the GP system of equations: two waves with opposite direction of arrival and opposite circular polarization degree will give the exact same response on the antenna. This means that the GP system of equations is degenerate and that the GP1 data samples do not provide enough independent measurements to solve for the seven GP unknowns. The GP2 data samples will provide enough measurements to achieve the inversion for the whole set of GP unknowns. The GP1

data samples may still be used to obtain part of the GP unknowns, assuming some of them to be known.

3.2 Adapted Goniopolarimetric Equations

In the case of type II and III solar bursts, we can assume that the emission is not polarized in the S/Waves frequency range and that source is extended. We can then set Q, U and V to zero and solve for the four remaining unknowns (S, θ, ϕ, γ). According to (33) in Cecconi (2007), the measurement expression is then:

$$P_{ij} = \frac{Z_0 G h_i h_j S}{4}\left[(A_i A_j + B_i B_j)\left(\Gamma_1 + \frac{\Gamma_1+\Gamma_3}{4}\right) + 2C_i C_j\left(\Gamma_1 - \frac{\Gamma_1+\Gamma_3}{4}\right)\right], \quad (4)$$

where Z_0 is the impedance of free space, Gh_ih_j the gain of the antenna system (Manning and Fainberg 1980), S the flux density,

$$A_i = -\sin\theta_i \cos\theta_c \cos(\phi_c - \phi_i) + \cos\theta_i \sin\theta_c, \quad (5)$$

$$B_i = -\sin\theta_i \sin(\phi_c - \phi_i), \quad (6)$$

$$C_i = \sin\theta_i \sin\theta_c \cos(\phi_c - \phi_i) + \cos\theta_i \cos\theta_c \quad (7)$$

with (θ_c,ϕ_c) the direction of the source centroid, and (θ_i,ϕ_i) the direction of the ith antenna, and Γ_k are the coefficients depending on the brightness distribution and the size of the source. In case of an uniform source, we have $\Gamma_1 = 1$ and $\Gamma_3 = \frac{4}{3}(1+\cos\gamma+\cos^2\gamma)-1$, with γ the disk-equivalent radius of the source (Cecconi 2007). As the source is assumed unpolarized, the imaginary part of the cross-correlation is zero. A GP0 data set provides then only three measurements, which is not enough to solve for the four remaining unknowns.

4 Application of Goniopolarimetry to the Study of Solar Type III Radio Bursts

As mentioned earlier, the GP capabilities of the S/Waves receivers are very similar to those from the Cassini/RPWS/HFR experiment, although only GP0 and GP1 data samples are available with Cassini. We present here an illustration of GP results for a type III solar radio bursts observed during the Cassini Earth flyby in August–September 1999. These results give an overall view of what we expect to measure with the S/Waves radio instrument. Simultaneous GP results obtained with the Wind radio receiver are also shown for comparison.

Cassini GP results were obtained using a direct inversion method applied to GP0 data with Stokes parameters Q, U set to zero (these assumptions do not affect type III burst GP results since type III bursts are known to be linearly unpolarized below 20 MHz due to propagation effects). This allows us to retrieve the remaining unknowns (S, V, θ, ϕ) for each measurements (Cecconi and Zarka 2005). GP measurements taking into account a finite angular radius γ of the source are not illustrated here, but they will be considered with upcoming S/Waves data (Cecconi 2007).

Solar type III radio bursts are produced by beams of suprathermal electrons ($v \sim 0.03$ to $0.3c$) accelerated from active regions (AR) and traveling outward along open magnetic field lines to lower densities n_e in the interplanetary medium (IPM). Along their path in the IPM, these electrons trigger intense Langmuir waves which are partly converted into radio emission at the fundamental (F) and/or second harmonic (H) of the local plasma frequency f_p. Since $f_p \propto \sqrt{n_e}$ and $n_e \propto 1/r^2$ (n_e is the plasma density and r the distance to sun),

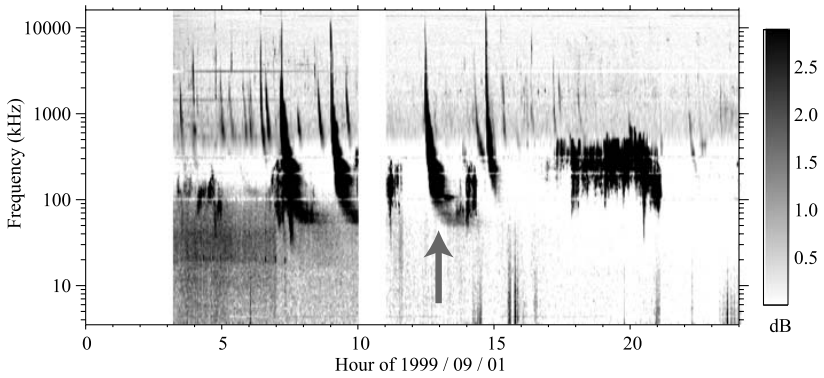


Fig. 2 Cassini/RPWS dynamic spectrum on September 1, 1999. Several type III bursts are visible as well as AKR. The selected event was observed between ∼12:25 and ∼14:30 UT (marked by the *grey arrow*). The event becomes noisy below ∼100 kHz due to possible pollution from AKR

$f_p \propto 1/r$. The heliocentric distances of the type III radio sources thus increase as their frequency decreases.

To illustrate the GP capabilities onboard a three-axis stabilized spacecraft, we have chosen an isolated type III burst observed by Cassini during the Earth flyby. Figure 2 displays a Cassini/RPWS/HFR dynamic spectrum on September 1, 1999. Cassini was at ∼1.13 AU from the Sun. Its Heliocentric Earth Ecliptic (HEE) latitude and longitude were, respectively, ∼+1°N and ∼+1°W. Several type III bursts were observed this day. The selected type III burst occurred between 12:25 UT (at $f \sim 10$ MHz) and 14:30 UT (at $f \sim 40$ kHz). It was associated with NOAA AR 8681 observed at HEE coordinates (+25°N, +28°W) using Nancay Radioheliograph observations at 327 and 164 MHz (obtained from the http://secchirh.obspm.frserver). No flare was observed at this time, however. Data points with SNR above 20 dB and in the frequency range [100–1025 kHz] have been selected. The signal is noisy below 100 kHz due to possible pollution from AKR. Some data points have also been removed due to interference lines.

The GP results corresponding to the selected burst are shown in Fig. 3. Plot (a) represents the average distance in units of a solar radius ($R_\odot$) from the Sun to the source centroid direction as referred to the Sun–Cassini line as a function of frequency. The plot clearly shows that the distance increases with decreasing frequencies, which means that the type III source moves away from the sun with time. Plots (b) and (c) represent, respectively, the average E–W elongation and S–N elevation in solar radius of the source direction relative to the Sun–spacecraft line as functions of frequency. We can see the type III source moving north (from ∼20 $R_\odot$ at 1,000 kHz to ∼120 $R_\odot$ at 100 kHz), with an elongation close to the Sun–spacecraft direction. The standard deviation of the measured distribution are given on the plots. The error bars are noticeably larger at low frequencies. This is due to the fact that the low-frequency range (<320 kHz) is sampled with a theoretical normalized noise $(B\tau)^{-1/2} = 0.066$ whereas the high-frequency range (>320 kHz) with $(B\tau)^{-1/2} = 0.035$, where B and τ are, respectively, the effective bandwidth and integration time of the measurements.

According to the AR's location, these GP results are compatible with a type III electron beam moving along Archimedean spiral-like magnetic field lines. However we can formulate two remarks: (i) this event is atypical since the type III sources follow open magnetic

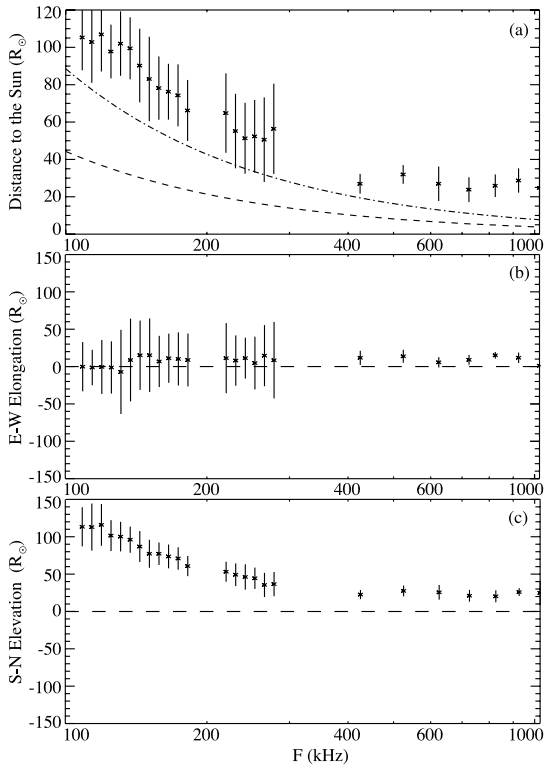


Fig. 3 RPWS/HFR GP results of solar type III radio burst observed by Cassini between 12:25 and 14:30 UT on September 1, 1999. Plot (**a**) represents distance r in solar radius ($R_\odot$) between the center of the Sun and apparent source direction as seen from the spacecraft (i.e., $r = r_c \sin\alpha$, where $r_c = 1$ AU ~ 214 $R_\odot$ and α is the angular distance from the Sun to the source location as seen from the spacecraft). The *dashed* and *mixed lines* give the distance from the sun deduced from a simple density model for the F and H components, respectively. Plots (**b**) and (**c**) represent, respectively, source elongation and elevation in solar radius in the coordinate system centered on the spacecraft and aligned with the spacecraft–Sun direction

field lines which are more usually localized around the solar equatorial plane. (ii) Using a simple IPM density model where the electron density decreases approximately as $\sim 1/r^2$, and assuming fundamental (F) emission at f_p, we expect to measure the burst position at ~ 4 $R_\odot$ at 1,000 kHz and at ~ 40 $R_\odot$ at 100 kHz. This means that the burst position measured by GP is about two to five times farther than the location inferred from a simple density model. There are two possible explanations for this effect. On the one hand, we may observe the second harmonic component which radiates at $2f_p$, or also a mix of both, F and H, components (for more details see Dulk et al. 1984). For instance, the emission measured at 100 kHz should come, in this case, from a location where $f_p \sim 50$ kHz which corresponds to a distance of ~ 84 $R_\odot$, as suggested by the curves in Fig. 3a and Fig. 4a. On the other hand, important scattering effects exist in the IPM and may strongly affect the radio emissions propagation especially close to the source at the fundamental (Steinberg et al. 1984). In all the cases, the only knowledge of the GP measurements is not sufficient to solve this issue. It requires more thorough investigations about the propagation effects and the F/H components determination which is not the purpose of this paper.

The same event was simultaneously observed by the Wind/Waves/RAD2 and RAD1 receivers. At this time, Wind was at ~ 1 AU beyond the Earth's bow shock. The angular elongation distance between the two spacecraft was $\sim 1°$ as seen from the Sun. This does not allow event localization using triangulation methods. GP measurements available on WAVES/RAD1 (20–1,040 kHz) were obtained using a non-linear sweeping

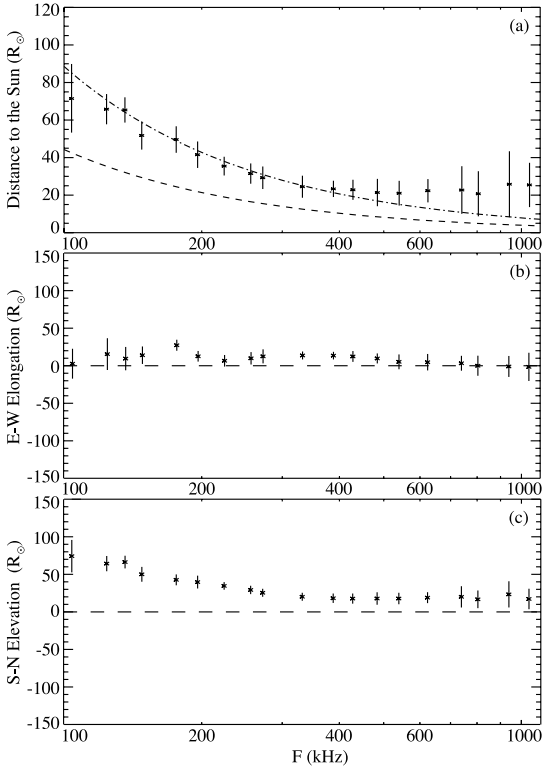


Fig. 4 Waves/RAD1 GP results of solar type III radio burst observed by Wind between 12:25 and 14:30 UT on September 1, 1999. Plot (**a**) represents distance r in units of solar radii ($R_\odot$) between the center of the Sun and apparent source direction as seen from the spacecraft (i.e., $r = r_c \sin\alpha$, where $r_c = 1$ AU ~ 214 $R_\odot$ and α is the angular distance from the Sun to the source location as seen from the spacecraft). The *dashed* and *mixed lines* give the distance from the Sun deduced from a simple density model, respectively, for the F and H components. Plots (**b**) and (**c**) represent respectively source elongation and elevation in units of solar radii in the coordinate system frame centered on the spacecraft and aligned with the spacecraft–Sun direction

mode which is well suited to type III observations. In this mode, 32 frequency channels are selected among the 256 possibilities in such a way that sampling rate increases with frequency. At each frequency, the signal is sampled during about one spin period (~ 3 sec), and it takes about three minutes to obtain a complete 32-frequency sweep. The unknowns (θ, ϕ, γ) are then deduced from GP analysis (Manning and Fainberg 1980; Fainberg et al. 1985).

Figure 4 shows GP measurements for the same type III burst observed by Wind. Assuming that each GP direction of arrival result (θ, ϕ) is the centroid of a Gaussian source distribution, plots (a), (b) and (c) are equivalent to those for Cassini. Figure 5 summarizes the GP observations by the two spacecraft. This figure clearly emphasizes that the GP results from both spacecraft are consistent. Figure 6 represents the average angular radius of the source as a function of the frequency. This latter plot shows that apparent source size increases significantly with decreasing frequency ($\lesssim 20°$ at 1 MHz to $> 50°$ at 100 kHz).

As the Cassini data have been treated with a point source GP inversion, the GP results are biases. We simulated the GP results that would output the Cassini radio receiver with an extended source having the parameters found by the Wind at the lower frequency channel (E–W elongation ~ 0 $R_\odot$, N–S elevation ~ 70 $R_\odot$ with a angular extension of 50°). We obtain an apparent source shifted northward by $\sim 11°$, which gives an N–S elevation of the order of 110 $R_\odot$, which is exactly what we get with Cassini on the real data. So, despite a wide source extension implying strong biases on the Cassini results, the GP results on both

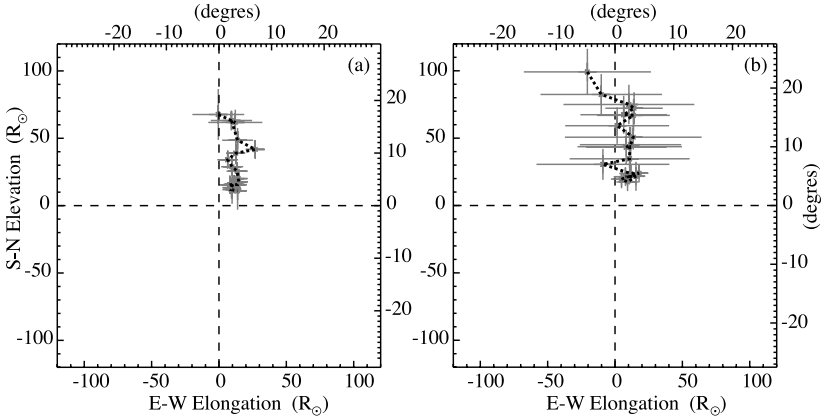


Fig. 5 Waves/RAD1 (**a**) and Cassini/RPWS/HFR (**b**) GP results of a solar type III radio burst observed simultaneously by the two spacecraft between 12:25 and 14:30 UT on September 1, 1999. The plots show the source positions as a function of elongation and elevation (in units of degrees and solar radii). The results are in good agreement with the type III source moving along northern Archimedean spiral-like magnetic field lines, consistent with the AR's location on the Sun

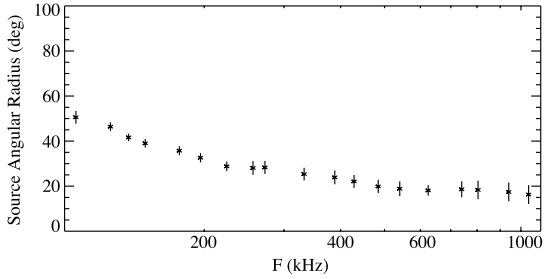


Fig. 6 Waves/RAD1 GP results of type III solar radio burst observed by Wind between 12:25 and 14:30 UT on September 1, 1999. The plot represents angular radius of the apparent source in degree as a function of frequency. Since the type III burst apparent source is extended, GP measurements which take account of the angular radius γ of the source will also be applied to S/Waves data

spacecraft are in good agreement. Moreover, we can check that above 200 kHz the Cassini and Wind goniopolarimetric results are giving the same direction of arrival.

5 Summary and Concluding Remarks

This paper has presented the different GP inversions available for space-borne radio receivers. Both spinning and stabilized spacecraft have been discussed. The GP specifics of the S/Waves instrument were presented in Sect. 3. We did not explicitly provide GP inversions or calibration inversions in this paper, but they are available in the various referenced papers. The GP inversion including the size of the source as a GP unknown is currently being developed and is the subject of a future paper.

In Sect. 4, we analyzed a type III burst observed with the Cassini and Wind radio receivers. We showed that both receivers provided the same source characteristics. However, as the Wind spacecraft is a spinning spacecraft, one spacecraft rotation (i.e., 3 sec) is necessary to obtain GP measurements. This also implies that the emission must remain constant

over a spacecraft spin. The GP measurement on the Cassini and STEREO receivers are only limited by the receiver integration time which is of the order of a few tens of milliseconds, depending on the instrument operating mode. When operating in an antenna switching mode (i.e., GP1 or GP2 modes), the time coherence of the source has to be greater than the time needed to switch antenna between successive GP0 measurements, which is a few tens of milliseconds. The S/Waves instrument is less sensitive than the Wind radio receivers to temporal variations of the observed signal. However, as Cassini and STEREO GP measurements include a smaller number of measurements than the Wind ones, the Cassini and STEREO GP results are then more sensitive to SNR errors.

The data coding used for S/Waves data is a significant improvement compared to the one used with the Cassini radio receiver. The S/Waves data are coded with 12-bit words, whereas the Cassini/RPWS/HFR data with 8 bits only. It has been showed that the digitization noise induced by 8-bit coding was the most important source of noise in the case of Cassini (Cecconi 2004; Cecconi and Zarka 2005). The new 12-bit coding reduces the digitization noise by a factor of $\sim$16 (i.e., the expected order of magnitude as $2^{12}/2^8 = 16$).

The error bars displayed for the GP results obtained from Cassini show that the choice of the instrument operating mode (integration time and frequency bandwidth, which are determining the measurement noise level) is essential to obtain the desired accuracy. As the S/Waves receivers include a more efficient data coding (12 bits instead of 8 bits), the recorded data will eventually be more accurate than Cassini/RPWS even with the same bandwidth and integration time.

Another improvement on STEREO, with respect to the Cassini radio receiver, is the shorter antenna used. This allows pushing up the high-frequency limit of quasi-static frequency range defined as $L \leq 10\lambda$. The monopoles are physically shorter (6 m for STEREO, 10 m for Cassini), but the effective lengths are also shorter in the case of STEREO: preliminary results from electromagnetic wire-grid simulations (Rucker et al. 2005; Oswald et al. 2006) give effective lengths of the order of 1.5 m, whereas the effective antenna length obtained for Cassini/RPWS/HFR is 1.68 m for the monopole antennas. The effective antenna length shall however be calibrated in-flight using the radio galactic background as a calibrated source.

Regarding type III observations, GP measurements provided by the new generation of receivers onboard stabilized spacecraft like Cassini or STEREO, offer great opportunities to study solar radio bursts with the best accuracy. It is then possible to retrieve radio source trajectories in the corona and the solar wind as well as to obtain the size and the possible polarization of the radio emissions.

Furthermore, in order to get accurate radio source locations in the corona and IPM, triangulation will be performed on GP measurements from the STEREO-A and -B spacecraft. This allows one to trace out Coronal Mass Ejections (CMEs) which drive shocks emitting type II radio bursts, as well as solar energetic electrons responsible for type III bursts. Propagation effects are both the main issues in solar radio burst studies, and their study will provide great a tool for sounding IPM properties. GP measurements applied on S/Waves will bring essential observational constraints on these propagation effects: joint observations of visible CMEs by the Sun Earth Connection Coronal Heliospheric Observatory (SECCHI; see Howard et al. 2007, this issue) and of associated type II radio burst emissions by S/Waves will provide, for the first time, CME trajectories in the IPM and comparison between optical observations and radio observations based on GP measurements.

Acknowledgements The authors wish to thank P.-L. Astier and M. Dekkali (LESIA, Observatoire de Paris, France) for their helpful comments and discussions. The Austrian team, lead by H.-O. Rucker (Austrian Academy of Sciences, Space Research Institute, Graz, Austria) is also thanked for its work on antenna modelling. They finally also thank Q.-N. Nguyen for her deep involvement in the processing of the S/Waves data.

References

S. Bale et al., Space Sci. Rev. (2007, this issue). doi:10.1007/s11214-007-9251-x
J.-L. Bougeret et al., Space Sci. Rev. (2007, this issue)
B. Cecconi, PhD thesis, Observatoire de Paris-Université Paris 7, Meudon, France, 2004
B. Cecconi, Radio Sci. **42**, RS2003 (2007)
B. Cecconi, P. Zarka, Radio Sci. **40**, RS3003 (2005)
G.A. Dulk, J.-L. Steinberg, S. Hoang, Astron. Astrophys. **141**, 30 (1984)
G.A. Dulk, J.L. Steinberg, S. Hoang, A. Lecacheux, in *The Sun and the Heliosphere in Three Dimensions*, ed. by R.G. Marsden. ASSL, vol. 123 (1986), p. 229
G.A. Dulk, W.C. Erickson, R. Manning, J.-L. Bougeret, Astrophys. J. **365**, 294 (2001)
J. Fainberg, R.G. Stone, Space Sci. Rev. **16**, 145 (1974)
J. Fainberg, S. Hoang, R. Manning, Astron. Astrophys. **153**, 145 (1985)
G. Fischer et al., in *Planetary Radio Emissions V*, ed. by H.O. Rucker, M.L. Kaiser, Y. Leblanc (Austrian Acad. of Sci. Press, Vienna, 2001), p. 347
D.A. Gurnett, M.M. Baumback, J. Rosenbauer, J. Geophys. Res. **83**, 616 (1978)
D.A. Gurnett et al., Space Sci. Rev. **114**, 395 (2004)
J. Hanasz, R. Schreiber, H. de Feraudy, M.M. Mogilevsky, T.V. Romantsova, Ann. Geophys. **16**, 1097 (1998a)
J. Hanasz et al., Cosm. Res. **36**, 575 (1998b)
J. Hanasz et al., J. Geophys. Res. **108**, 1408 (2003)
S. Hoang, G.A. Dulk, Y. Leblanc, Astron. Astrophys. **289**, 957 (1994)
S. Hoang, M. Maksimovic, J.-L. Bougeret, M.J. Reiner, M.L. Kaiser, Geophys. Res. Lett. **25**, 2497 (1998)
S. Howard et al., Space Sci. Rev. (2007, this issue)
M.L. Kaiser, Adv. Space Res. **36**, 1483 (2005)
P.J. Kellogg, Astron. Astrophys. **169**, 329 (1986)
J.D. Kraus, *Radio Astronomy* (McGraw-Hill, New York, 1966)
W.S. Kurth, M.M. Baumback, D.A. Gurnett, J. Geophys. Res. **80**, 2764 (1975)
H.P. Ladreiter, P. Zarka, A. Lecacheux, Planet. Space Sci. **42**, 919 (1994)
H.P. Ladreiter, P. Zarka, A. Lecacheux, W. Macher, H.O. Rucker, R. Manning, D.A. Gurnett, W.S. Kurth, Radio Sci. **30**, 1699 (1995)
A. Lecacheux, Astron. Astrophys. **70**, 701 (1978)
R. Manning, J. Fainberg, Space Sci. Inst. **5**, 161 (1980)
T. Oswald et al., in *Planetary Radio Emissions VI*, ed. by H.O. Rucker, W.S. Kurth, G. Mann (Austrian Acad. Sci. Press, Vienna, 2006), p. 475
M. Panchenko, Radio Sci. **39**, 6010 (2004)
M.J. Reiner, J. Fainberg, R.G. Stone, J. Geophys. Res. **98**, 18767 (1993)
M.J. Reiner, M.L. Kaiser, J. Fainberg, J.-L. Bougeret, R.G. Stone, Geophys. Res. Lett. **25**, 2493 (1998a)
M.J. Reiner, J. Fainberg, M.L. Kaiser, R.G. Stone, J. Geophys. Res. **103**, 1923 (1998b)
M.J. Reiner, M.L. Kaiser, J. Fainberg, R.G. Stone, J. Geophys. Res. **103**, 29651 (1998c)
M.J. Reiner, B.V. Jackson, D.F. Webb, D.R. Mizuno, M.L. Kaiser, J.-L. Bougeret, J. Geophys. Res. **110**, A09S14 (2005)
M.J. Reiner, M.L. Kaiser, J. Fainberg, J.-L. Bougeret, Sol. Phys. **234**, 301 (2006)
H.O. Rucker, W. Macher, R. Manning, H.P. Ladreiter, Radio Sci. **31**, 1299 (1996)
H.O. Rucker, W. Macher, G. Fischer, T. Oswald, J.-L. Bougeret, M.L. Kaiser, K. Goetz, Adv. Space Res. **36**, 1530 (2005)
J.-L. Steinberg, G.A. Dulk, S. Hoang, A. Lecacheux, M.G. Aubier, Astron. Astrophys. **140**, 39 (1984)
D.F. Vogl et al., J. Geophys. Res. **109**, A09S17 (2004)
P. Zarka, B. Cecconi, W.S. Kurth, J. Geophys. Res. **109**, A09S15 (2004)

A.3 Bonnin et al., 2008

Article paru en octobre 2008 dans la revue *Astronomy & Astrophysics*.

Liste des auteurs

X. Bonnin, S. Hoang, et M. Maskimovic.

Référence : Astronomy & Astrophysics, Volume 489, pp. 419-427.

A&A 489, 419–427 (2008)
DOI: 10.1051/0004-6361:200809777
© ESO 2008

Astronomy & Astrophysics

The directivity of solar type III bursts at hectometer and kilometer wavelengths: Wind-Ulysses observations

X. Bonnin, S. Hoang, and M. Maksimovic

Observatoire de Paris, LESIA, UMR 8109 CNRS, 92195 Meudon, France
e-mail: xavier.bonnin@obspm.fr

Received 13 March 2008 / Accepted 28 May 2008

ABSTRACT

We investigate the directivity of solar type III radio bursts at hectometer and kilometer wavelengths using radio data recorded simultaneously by the Wind and Ulysses spacecraft which are widely separated in heliocentric longitude and latitude. From the positions of the associated flares and the solar wind speed and plasma density measured aboard the spacecraft, we estimate the location of the type III radio sources along the approximately spiral magnetic field lines connected to the flare sites. Using the ratios of the radio flux densities measured from 1995 to 2005 at the same frequencies (940–80 kHz) on these spacecraft, we have for the first time derive the average directivity diagram of type III bursts in two dimensions, longitude and latitude relative to the emission source. This diagram is found to exhibit no significant variation with the solar activity. The diagram in longitude is found to shift east of the local magnetic field direction at the source. The angular width and eastward shift of the diagram are observed to increase with decreasing frequencies; around 800 kHz, its full width at maximum/10 level is about 190° and its eastward shift 23°. The diagram in latitude, obtained uniquely thanks to the out-of-ecliptic orbit of Ulysses, shows no significant variation with latitude.

Key words. Sun: radio radiation – Sun: particle emission – plasmas – methods: data analysis

1. Introduction

It is generally agreed that the solar type III radio bursts are generated by suprathermal electrons ($v \approx 0.03$ to 0.3 c), ejected from solar active regions, accelerated in the low corona, and traveling outward along open magnetic field lines into the interplanetary medium (IPM). Along their path, these electrons develop "bump-on-tail" distribution unstable to the production of Langmuir waves at the local plasma frequency $f_p(\mathrm{kHz}) \simeq 9n_e^{1/2}$, where n_e is the plasma density in cm^{-3}. Some of the Langmuir wave energy is then converted through nonlinear wave-wave interactions into electromagnetic waves at the fundamental and/or second harmonic of f_p. Since the energetic electrons are guided along the open field lines, the "bump-on-tail" instability occurs essentially along these lines. As a result, the type III emission is expected to radiate primarily in about the magnetic field direction. On the other hand, the propagation of radio waves through the inhomogeneous IPM is controlled by large-scale structures (refraction and focusing) and small-scale inhomogeneities (random scattering) of the plasma density. These propagation effects are likely to significantly modify the primary directivity of the radio emission, resulting in a very different apparent directivity that is actually observed.

Knowledge of the emission directivity is of very important when studying the emission mechanism and ubiquitous propagation effects in the medium, particularly at low frequency. The first stereoscopic observations of the type III directivity were carried out at 169 kHz by Caroubalos & Steinberg (1974) and Caroubalos et al. (1974) from the Earth and Soviet planetary probe Mars-3. A thorough documentation of these works at high frequencies was made by Poquérusse (1984). At lower frequencies, namely at the hectometer and kilometer wavelengths, the widespread visibility of the type III emission was reported by MacDowall (1982), Dulk et al. (1985), and Lecacheux et al. (1989), using longitudinally separated spacecraft in the ecliptic plane, ISEE-3 and Voyagers. The first stereoscopic directivity measurements were reported by Poquérusse et al. (1996) and Hoang et al. (1997), using comparisons of flux densities measured between the ARTEMIS ground-based radio spectrograph around 150 MHz and the radio receiver (1.25–940 kHz) on the Ulysses spacecraft at the highest frequencies. Due to intensity intercomparisons performed between two very different frequency domains, these authors had to assume the radio spectrum to remain unchanged for all bursts, on the one hand, and, on the other, to select bursts occurring only near the Sun-Earth line for the ground-based spectrograph to always be set in the direction of the burst maximum intensity for comparison.

In this paper, we present the first stereoscopic measurement of the hectometer and kilometer type III directivity using radio data acquired simultaneously by the Wind and Ulysses spacecraft at the same frequencies. The advantage in combining them for stereoscopic radio observations is twofold: (1) Ulysses is widely separated from Wind in heliocentric longitude and latitude. (2) Both radio receivers are well-calibrated and can operate a common list of frequencies for accurate intercomparisons. The second requirement alleviates the difficulties mentioned above, encountered by Poquérusse et al. (1996) and Hoang et al. (1997) in their works based on intensity comparisons between two very different frequency domains. In Sect. 2 we describe the observations and data selection. In Sect. 3 we explain our method for measuring the directivity of the type II burst. Section 4 presents the results discussed in Sect. 5. In Sect. 6, we give a summary and conclusions.

2. Observations and data selection

We use radio data from the Unified Radio and Plasma Wave (URAP) experiment on Ulysses (Stone et al. 1992) and the WAVES instrument on Wind (Bougeret et al. 1995). The radio receiver on Wind (RAD1, 20–1040 kHz, 3 kHz bandwidth) can be commanded to operate on nearly all the 12 frequency channels of the high-band receiver on Ulysses (52–940 kHz, 3 kHz bandwidth): 940, 740, 540, 387, 272, 196, 148, 120, 100, 81, 63, and 52 kHz. Both these receivers are well-calibrated and have the 2-D direction-finding using the spacecraft spin modulation of the radio signal (Manning & Fainberg 1980; Fainberg et al. 1985). For direction-finding, the antenna system used on Ulysses (spin period ≃12 s) consists of the spin-axis electric monopole of 7.5 m and spin-plane electric dipole of 2×35 m; on Wind (spin period ≃3 s), it is composed of the spin-axis electric dipole of 2×5.28 m and spin-plane electric dipole of 2×50 m.

In the present study, we have selected type III bursts observed simultaneously by Wind and Ulysses between 1995 and 2005, a period spanning the 1996 minimum and 2001 maximum of the solar cycle 23. During that time, Ulysses made two orbits over the Sun's poles and explored wide ranges of distance, latitude, and longitude in the heliocentric Earth ecliptic (HEEC) coordinate system. Wind moved along its distant in-ecliptic prograde orbits around Earth to successively explore the Earth's magnetosphere and solar wind. We have considered bursts observed only when Wind was located in the solar wind well upstream of the Earth's bow shock, when the bursts were not polluted by terrestrial kilometric radiation, were relatively simple, isolated, and intense enough (at least 4 dB above background) so that their intensity time profiles at each frequency could be measured reliably at both spacecraft. In all cases, the background was first substracted by using quiet periods between bursts. The importance of properly measuring the burst intensity time profiles will appear clearer in Sect. 3.2. Another criterion used in selecting type III bursts is their association with solar flares within NOAA active regions (AR). This association allows us to know, within about 25°, the position of bursts near the Sun, as further explained in Sect. 3.1. For that purpose, we searched for a solar Hα and/or X flare could be associated in time with each selected type III. The associated solar flare was identified within an AR visible on the Sun using the Solar Geophysical Database (http://sgd.ngdc.noaa.gov/sgd/jsp/solarindex.jsp). Whenever an ambiguity existed on the burst position near the Sun, we checked it by using the direction-finding on the Wind radio receiver, and when available, meter wave type III bursts recorded by the RadioHeliograph at Nançay (France) (http://secchirh.obspm.fr).

Finally, from about 2000 bursts initially selected for the study, we are left with about 1000 bursts could be unambiguously associated with an identified AR. This type III data set does serve as a basis for measuring the radiation diagram as will be described below.

3. Measuring the type III radiation diagram

In this section we derive the 2-D directivity diagram of the hectometric and kilometric type III using the burst data set described above.

3.1. Source location and observing reference frame

To derive the radiation diagram, we need to know the 3-D position in the IPM of the type III source from which we can define the different viewing directions for Ulysses and Wind. To determine the position, we follow the method described by Saito et al. (1977) and Leblanc et al. (1998). We assume that the solar flare electrons responsible for the type III follow the approximately Archimedean spiral open magnetic field lines rooted in the Sun near the center of the associated ARs (see Sect. 2) and spreading outward into the IPM at the same constant heliolatitudes as the ARs. In the HEEC coordinates the spiral field lines can be expressed as

$$r - r_{\mathrm{AR}} = -\frac{v_{\mathrm{sw}}}{\omega_\odot}(l - l_{\mathrm{AR}}), \tag{1}$$

where the subscript AR denotes the related active region, r is the heliodistance, r_{AR} the reference distance of the spiral field line rooted in the AR (assumed at 1 solar radius), l the heliolongitude, l_{AR} the longitude of the footpoint of the spiral (assumed to be the AR's center), v_{sw} the solar wind speed, and $\omega_\odot$ the solar corotational angular speed of 13.3° per day.

We can estimate the value of v_{sw} using solar wind speed recorded in situ at Wind (Ogilvie et al. 1995) located near Earth. If we assume that these spirals remain unchanged, i.e., with negligible radial and temporal evolution, then the value of v_{sw} is measured by Wind at the time t_{W} when the spiral line rooted in the associated AR passes the spacecraft by corotation.

Similarly, we can represent the plasma conditions all along the spiral paths travelled by the type III electrons, using the plasma density measured in situ at Wind (Ogilvie et al. 1995) at the time t_{W} and the fact that in the IPM the density decreases closely as r^{-2} (McComas et al. 1992; Issautier et al. 1998). This procedure allows complete determination of the position of the type III sources along the spiral field lines at different frequencies.

Figure 1 illustrates the geometry of observation. Figure 1 (left panel) shows the type III source along the spiral magnetic field line and the locations of Wind and Ulysses in the HEEC coordinate system xyz. Figure 1 (right panel) defines the new observation reference frame centered at the type III source: the x'-axis is tangent to the open magnetic field line passing the source anti-sunward; the z'-axis is in the plane defined by the x'-axis and the vertical to the ecliptic plane, oriented in the direction of ecliptic North; the y'-ais completes the orthogonal right handed coordinate system. In the source-centered reference frame just defined, the new coordinates of the observing spacecraft (with index $i = U$ for Ulysses, W for Wind) are: the spacecraft Cartesian components x'_i, y'_i, z'_i, which are transformed from the spacecraft HEEC Cartesian coordinates x_i, y_i, z_i; and the coordinates of the spacecraft relative to the source frame, namely its longitude $\varphi_i = \arctan(y'_i/x'_i)$ with $\varphi_i \in (-180°\ \mathrm{E}, +180°\ \mathrm{W})$, its latitude $\theta_i = \arctan(\sqrt{x_i'^2 + y_i'^2}/z'_i)$ with $\theta_i \in (-90°\ \mathrm{S}, +90°\ \mathrm{N})$, and its distance to the source $d_i = \sqrt{x_i'^2 + y_i'^2 + z_i'^2}$.

3.2. Radiation diagram

At the antenna terminals of each spacecraft with index i, we measure the source flux density time profile, $S_i(t)(\mathrm{Wm}^{-2}\ \mathrm{Hz}^{-1})$. Figure 2 shows an example of a type III burst observed by Wind (top) and Ulysses (bottom) on 17 June 1996 at a frequency of 196 kHz. The continuous curve above the background level represents the actual burst flux density profile. The lower curve, denoted above as $S_i(t)$, shows the same data, but with the background removed. The burst onset time, t_{onset}, defines the time at which the burst intensity rises significantly from background. The end time, t_{end}, is the time when the burst intensity goes down to the background level.

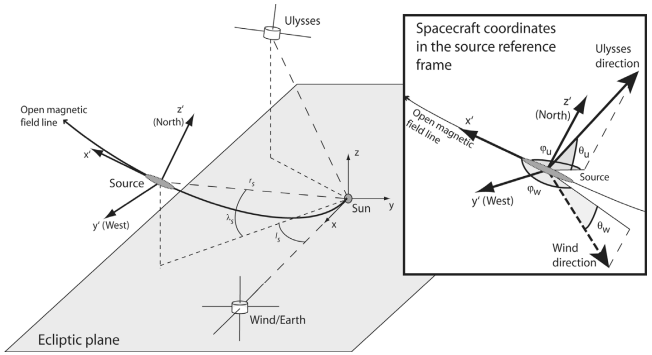


Fig. 1. Geometry of observation. (*Left panel*) Type III source on the spiral open magnetic field line and the locations of Wind and Ulysses in the HEEC (Heliocentric Earth Ecliptic) coordinate system *xyz*. (*Right panel*) Source-centered reference frame $x'y'z'$: the x'-axis is tangent to the open magnetic field line passing the source anti-sunward; the z'-axis is in the plane defined by the x'-axis and the vertical to the ecliptic plane, oriented to ecliptic North; the y'-axis completes the orthogonal right-handed coordinate system. The direction of Wind and Ulysses is defined by the longitude φ and latitude θ relative to the source frame.

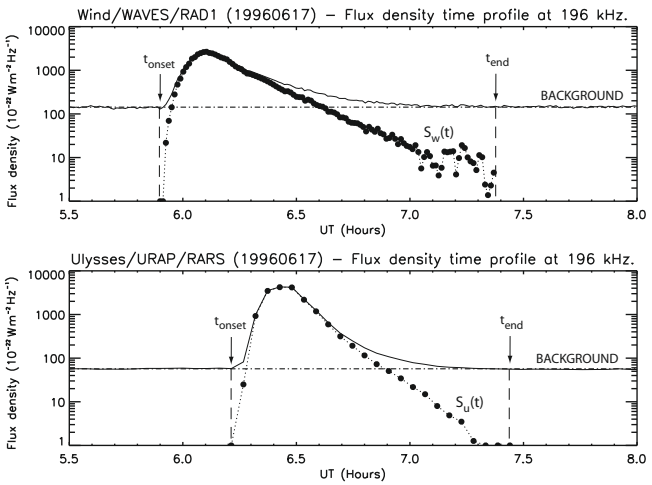


Fig. 2. The flux density time profile of a type III burst observed by Wind (*top*) and Ulysses (*bottom*) on 17 June 1996 at 196 kHz. The continuous curve above background represents the actual burst intensity profile. The lower curve (full circles), denoted $S_W(t)$ and $S_U(t)$, shows the same burst profile, but with the background removed. The burst is seen to occur between the onset time t_{onset} and end time t_{end} (see text for exact definition).

In the source reference frame defined above in Fig. 1 (right panel), we can determine the energy density $E_i(\mathrm{JHz}^{-1})$ radiated by the source at frequency f with flux density $S_i(t)$ from t_{onset} to t_{end} (Fig. 2), per unit solid angle in the direction (φ_i, θ_i) of the spacecraft at distance d_i:

$$E_i(f,\varphi_i,\theta_i) = \int_{t_{onset}}^{t_{end}} S_i(t,f,\varphi_i,\theta_i)\mathrm{d}_i^2\mathrm{d}t. \quad (2)$$

This can be defined as

$$E_i(f,\varphi_i,\theta_i) = E_{max}(f)D(f,\varphi_i,\theta_i) \quad (3)$$

where $D(f,\varphi_i,\theta_i)$ is the radiation diagram of the event at f, normalized to 1 in the direction of maximum intensity, and $E_{max}(f)$ the energy spectrum of the event taken in the direction of maximum intensity at each frequency.

From the above, it is clear that we cannot use the measurements of the energy density from a single spacecraft to derive the directivity, since the energy $E_{max}(f)$ varies widely from one event to another. Then for measuring the radiation diagram, we consider the radio energy ratios at a frequency f between Ulysses (index U) and Wind (index W) in order to eliminate $E_{max}(f)$, which is not actually measured, such as,

$$R_W(f) = \frac{E_W(f,\varphi_W,\theta_W)}{E_U(f,\varphi_U,\theta_U)} = \frac{E_{max}(f)D(f,\varphi_W,\theta_W)}{E_{max}(f)D(f,\varphi_U,\theta_U)} = \frac{D(f,\varphi_W,\theta_W)}{D(f,\varphi_U,\theta_U)}, \quad (4)$$

$$R_U(f) = \frac{1}{R_W(f)} = \frac{E_U(f,\varphi_U,\theta_U)}{E_W(f,\varphi_W,\theta_W)} = \frac{E_{max}(f)D(f,\varphi_U,\theta_U)}{E_{max}(f)D(f,\varphi_W,\theta_W)} = \frac{D(f,\varphi_U,\theta_U)}{D(f,\varphi_W,\theta_W)}. \quad (5)$$

Equations (4) and (5) imply that the measured energy ratios, R_W and R_U, are equal to the ratio of the radiation diagram observed by the two spacecraft in two different directions (φ_W,θ_W) and (φ_U,θ_U). It is noteworthy that it is not redundant to use both R_W and R_U because they put two times more constraints on the diagram to be measured, as we shall see in the next section.

Table 1. Characteristics of the type III radiation diagram.

Frequency (kHz)	Data points	φ_0 (deg)	a	$\Delta\varphi_2$ (deg)	$\Delta\varphi_{10}$ (deg)
940–740	2020	−23 ± 1	0.92 ± 0.08	96 ± 2	190 ± 4
540–388	1900	−27 ± 1	0.87 ± 0.09	98 ± 2	196 ± 4
272–196	822	−29 ± 2	0.78 ± 0.11	104 ± 4	212 ± 8
148–124	344	−35 ± 5	0.77 ± 0.13	106 ± 4	216 ± 14
104–80	212	−55 ± 6	0.50 ± 0.20	124 ± 12	352 ± 16

4. Results

In this section, we derive the radiation diagram $D(f,\varphi,\theta)$ from the measurements of the radio energy ratios, R_W and $R_U = 1/R_W$ (Eqs. (4) and (5)), made simultaneously by Wind in the direction (φ_W,θ_W) and Ulysses in the direction (φ_U,θ_U) relative to the source frame, as illustrated in Fig. 1. For that purpose, we fit a model function with 2 fitting parameters, which will be explained and justified in Sect. 4.2, to the energy ratios R_W and R_U. In the next section, in order to guide the choice of the model diagram to be fitted to observations, we highlight the complex dependency of the observables R_W and R_U upon the directions (φ_W,θ_W) and (φ_U,θ_U) of Wind and Ulysses.

4.1. Energy ratio vs. observing direction

To show how the energy ratios R_W and R_U and the related diagram D may depend on the observing direction (φ,θ), Fig. 3 represents the data R_W and R_U as functions of the observing longitude φ and latitude θ. Figure 3a displays measurements of R_W and R_U at all frequencies selected between 940 and 80 kHz as a function of φ_W and φ_U respectively, for different absolute values of θ_W and θ_U, respectively (coded by the color bar scale). Similarly Fig. 3b shows measurements of R_W and R_U at all frequencies selected as a function of θ_W and θ_U, respectively, for different absolute values of φ_W and φ_U. To check for any dependence on direction (φ,θ) of the R data, their averaged values in 20° bins of the abscissae φ and θ are also shown.

As can be seen from Fig. 3b, R shows a slight variation with the observing latitude θ: the θ averaged values of R tend to lie approximately around a flat maximum at low latitudes and decrease slightly by a factor of 6 towards higher latitudes. In contrast, Fig. 3a displays a stronger dependence by R on the observing longitude φ: the φ averaged values of R decrease from a maximum at small longitudes to a minimum at large longitudes by a factor of 25. Furthermore, the relative latitude θ appears to be uniformly distributed about the φ variation trend of R: this means that the variation of R with φ is independent of θ.

4.2. Radiation diagram vs. observing longitude

Figure 3a suggests that the energy ratios R and radiation diagram D, to a first approximation, are only functions of the observing longitude φ and frequency f. From Eqs. (4) and (5), and omitting f for brevity, the R_W and R_U data can be expressed by the model functions:

$$\mathfrak{R}_W = \frac{D(\varphi_W)}{D(\varphi_U)}, \quad (6)$$

$$\mathfrak{R}_U = \frac{D(\varphi_U)}{D(\varphi_W)}. \quad (7)$$

For the radiation diagram $D(\varphi)$ itself, we take an empirical model function of the form

$$D(\varphi) = 10^{a[\cos(\varphi-\varphi_0)-1]}, \quad (8)$$

where φ is the observing longitude (φ_W,φ_U), φ_0 the longitude of the maximum intensity (normalized to 1), and a the amplitude of the cosine diagram. Here, a defines the full angular width $\Delta\varphi_n$ at the maximum/n level of the diagram such that

$$\frac{1}{n} = 10^{a[\cos(\Delta\varphi_n/2)-1]}, \quad (9)$$

$$\Delta\varphi_n = 2\arccos(1 - \mathrm{Log}_{10}n/a). \quad (10)$$

The choice of the model diagram in Eq. (8) is simply based on the shape with a single beam exhibited by the observed R_W and R_U represented in Fig. 3. It is worth noticing that the observed diagram is nothing compared to the primary diagram at the source because of the ubiquitous propagation effects in the medium, which are expected to strongly distort and smooth out any sophisticated primary diagram that exists.

We then fit the model functions $\mathfrak{R}_W$ and $\mathfrak{R}_U$, with the two fitting parameters a and φ_0, to the measured R_W and R_U data (Eqs. (4) and (5) and Fig. 3a), by the Levenberg-Marquardt nonlinear least-squares method (Press et al. 1992). The results of the diagram fitting are shown in Fig. 4 for five groups of two frequencies: (a) 940–740, (b) 540–388, (c) 272–196, (d) 148–124, and (e) 104–80 kHz. The diagram $D(\varphi)$ (Eq. (8)) obtained with the fitted values of a and φ_0 is plotted as $\log_{10}D(\varphi)$ vs. φ. These values of a and φ_0 are also given in each panel of Fig. 4 and in Table 1. Since we have no direct measurements of the diagram itself, which is obtained by fitting to the actually measured data R_W and R_U, we represent the diagram data by $D_W(\varphi_W) = R_W \times D(\varphi_U)$ and $D_U(\varphi_U) = R_U \times D(\varphi_W)$. For illustration, these data are averaged in 20° bins of φ and plotted as a function of φ in Fig. 4. As expected, the fitted curve of the diagram can be seen to clearly pass through the averaged diagram data points to within the scatter bars.

In Fig. 4, the derived value of the amplitude a of the cosine diagram gives the full angular width $\Delta\varphi_n$ of the diagram at maximum/n level (see Eq. (10)). The derived φ_0 indicates an eastward tilt of the radiation diagram from the local magnetic field direction at the source. As the frequency decreases, the eastward shift φ_0 increases and the amplitude a decreases (consequently the diagram width $\Delta\varphi_n$ increases). Table 1 summarizes the results of the diagram fitting assuming the emission source at the fundamental (F), together with the diagram widths $\Delta\varphi_2$ (at maximum/2) and $\Delta\varphi_{10}$ (at maximum/10) as computed from Eq. (10). In the table, the fitting parameters φ_0 and a are given with their numerical uncertainties for the five groups of two frequencies. The present diagram observations essentially confirm previous results of Hoang et al. (1997) on the angular width and eastward shift of the type III emission diagram, but provide more accurate diagrams thanks to systematic comparisons of Wind and Ulysses radio burst data at the same frequencies and in all directions. Further consideration of these diagram characteristics will be given in Sect. 5.

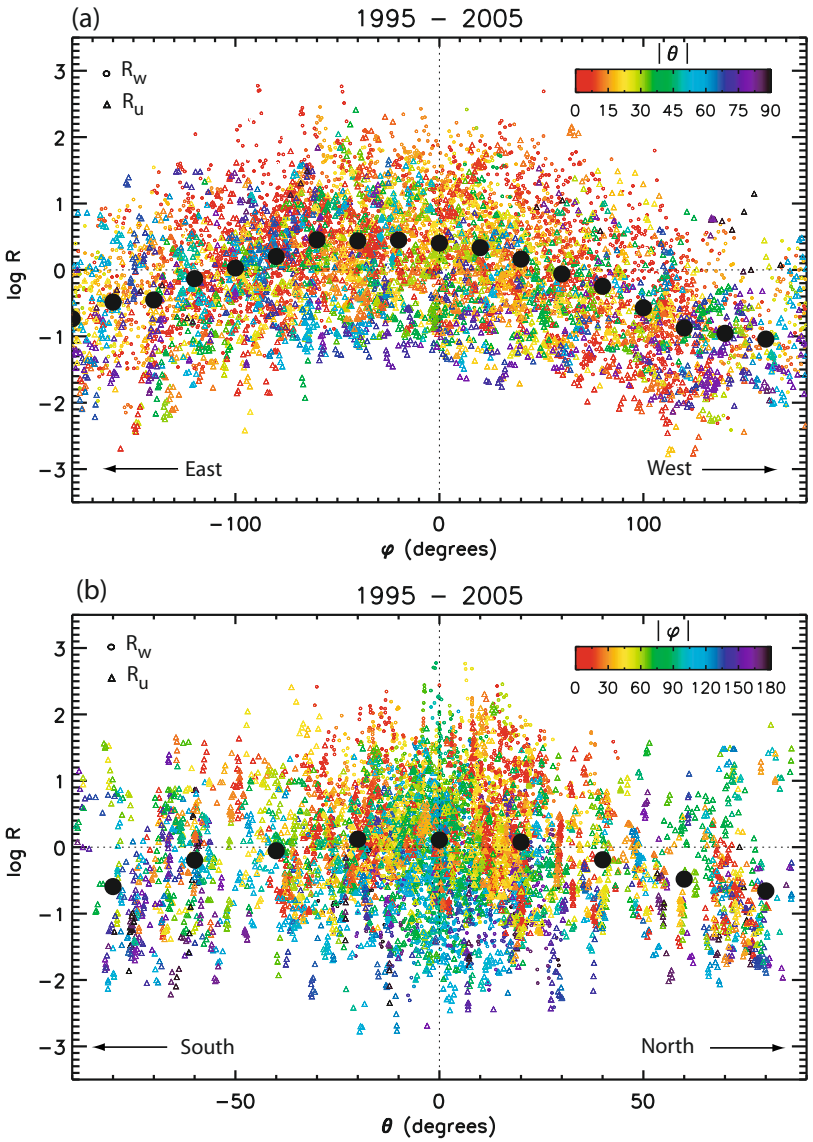


Fig. 3. (a) Type III burst energy ratios R measured from Wind (circles) and Ulysses (triangles), at all selected frequencies and for all relative latitudes θ of the spacecraft, θ_W and θ_U, as a function of the longitudes φ of Wind and Ulysses, φ_W and φ_U, relative to the source (in coordinates $x'y'z'$, Fig. 1). Different absolute values of latitude θ are indicated by a color bar. Averaged values of R in 20° bins of longitude φ are plotted as black full circles. (b) Energy ratios R measured from Wind (circles) and Ulysses (triangles), at all selected frequencies and for all relative longitudes φ of the spacecraft, φ_W and φ_U, as a function of the latitudes θ of Wind and Ulysses, θ_W and θ_U, relative to the source. Different absolute values of φ indicated by the color bar. Averaged values of R in 20° bins of θ plotted as black full circles.

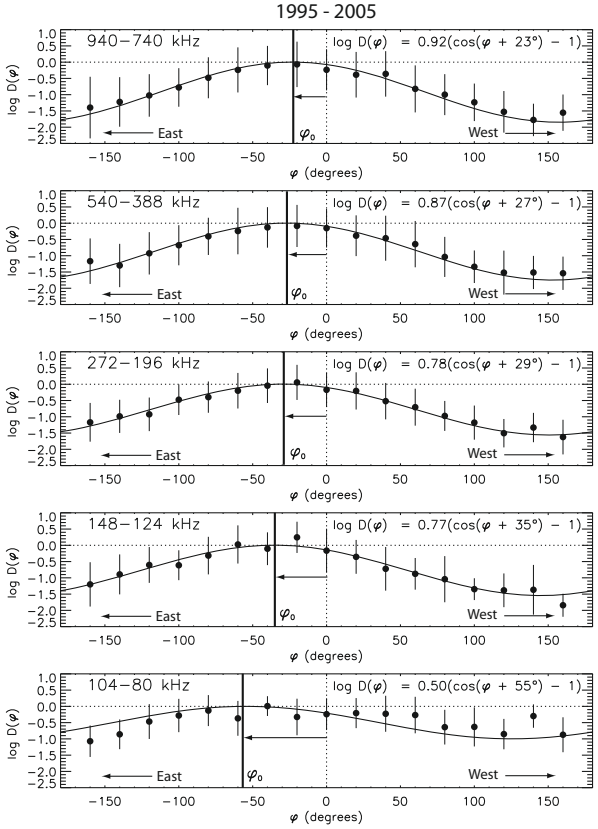


Fig. 4. The diagram in longitude φ relative to the source, with the fitted values of the amplitude a and shift φ_0, is plotted as a continuous line as $\log_{10} D(\varphi)$ vs. φ, in different frequency ranges. The diagram data (see definition in the text) are averaged in 20° bins of φ and plotted (black circles with scatter bars) vs. φ. As the frequency decreases, the shift φ_0 to east of the local magnetic field direction increases and the amplitude a of the cosine diagram decreases.

4.3. Effect of the observing latitude on the directivity

In this section, we examine the latitude dependence of the radiation diagram in more detail. From the above section and Eqs. (4) and (5), we may express the energy ratios differently as measured between Wind (W) and Ulysses (U) (at f) by

$$R_W = \frac{D(\varphi_W)}{D(\varphi_U)} \frac{D(\theta_W)}{D(\theta_U)}, \tag{11}$$

$$R_U = \frac{D(\varphi_U)}{D(\varphi_W)} \frac{D(\theta_U)}{D(\theta_W)}, \tag{12}$$

where the model diagram function $D(\theta)$ has the same form as $D(\varphi)$ of Eq. (8). Then by removing the longitude φ dependence from the diagram, we can obtain the energy ratios that are functions of the latitude θ alone as

$$R^{\theta}_W = R_W \frac{D(\varphi_U)}{D(\varphi_W)} = \frac{D(\theta_W)}{D(\theta_U)}, \tag{13}$$

$$R^{\theta}_U = \frac{1}{R^{\theta}_W} = \frac{D(\theta_U)}{D(\theta_W)}. \tag{14}$$

The R^{θ}_W and R^{θ}_U ratios can then be expressed by the empirical model functions, which depend on the latitude θ alone:

$$\mathfrak{R}^{\theta}_W = \frac{D(\theta_W)}{D(\theta_U)}, \tag{15}$$

$$\mathfrak{R}^{\theta}_U = \frac{D(\theta_U)}{D(\theta_W)}, \tag{16}$$

with

$$D(\theta) = 10^{b[\cos(\theta-\theta_0)-1]}, \tag{17}$$

where θ_0 is the latitude θ of the maximum intensity (normalized to 1), and b the amplitude of the cosine diagram.

We then fit the model functions $\mathfrak{R}^{\theta}_W$ and $\mathfrak{R}^{\theta}_U$, with the fitting parameters b and θ_0, to the measured R^{θ}_W and R^{θ}_U – Eqs. (13) and (14). The results of the diagram fitting are shown in Fig. 5 for the five groups of two frequencies: (a) 940–740, (b) 540–388, (c) 272–196, (d) 148–124, and (e) 104–80 kHz. The diagram $D(\theta)$ (Eq. (17)) obtained with the fitted values of b and θ_0 is plotted in continuous line as $\log_{10} D(\theta)$ vs. θ. These values of b and θ_0 are also displayed in each panel of Fig. 5. Since we

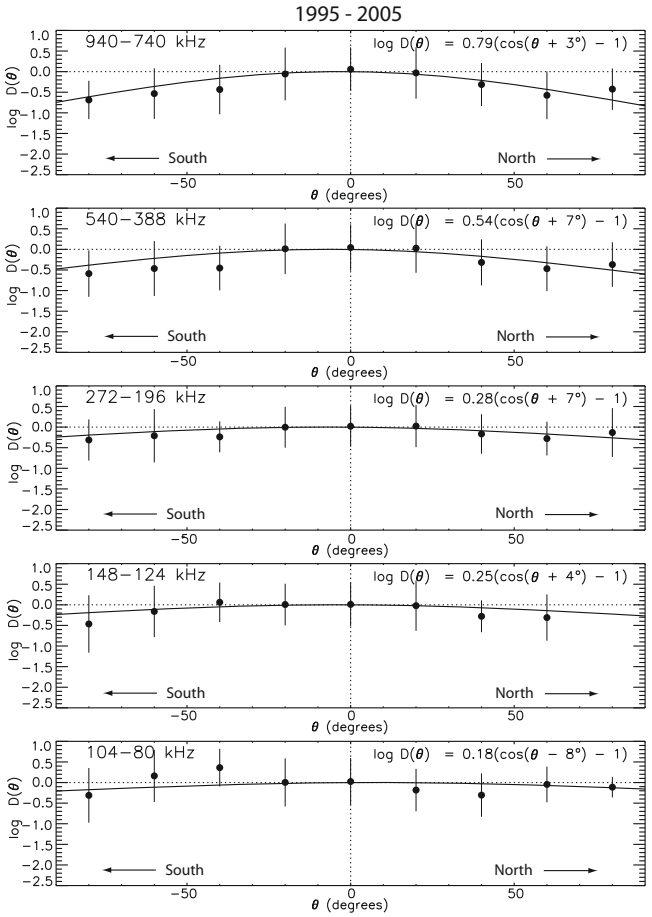


Fig. 5. The diagram in latitude θ relative to the source, with the fitted values of the amplitude and shift, is plotted as a continuous line as $\log_{10}D(\theta)$ vs. θ, in different frequency ranges. The diagram data (see definition in the text) are averaged in 20° bins of θ and plotted (black circles with scatter bars) vs. θ. No significant tilt is seen in the diagram. A weak directivity is observed equatorward at highest frequencies. At low frequency, the diagram is nearly isotropic.

have no direct measurements of the diagram that is obtained by least-squares fitting to the actually measured data R^{θ}_{W} and R^{θ}_{U}, we represent the diagram data by $D_W(\theta_W) = R^{\theta}_{W} \times D(\theta_U)$ and $D_U(\theta_U) = R^{\theta}_{U} \times D(\theta_W)$. For illustration, the latter data are averaged in 20° bins of θ and plotted as a function of θ in Fig. 5. The fitted curve of the diagram can be seen, as expected, to pass through the diagram's averaged data points to within the scatter bars. From the figure, there is no significant tilt θ_0 of the diagram maximum from 0° latitude, in contrast to the longitude φ case. The amplitude b of the cosine diagram $D(\theta)$ is also much smaller than the amplitude a of the diagram $D(\varphi)$ and decreases rapidly towards lower frequencies. This will be discussed further in Sect. 5.3.

5. Discussion

We now address different effects that may affect the type III radiation diagram we have found above.

5.1. Eastward shift of the radiation diagram

From Fig. 4 we find that the radiation diagram axis shifts significantly to east from the local magnetic field direction, in agreement with previous observations of Poquérusse et al. (1996) and Hoang et al. (1997). This eastward shift of the diagram axis out of the spiral magnetic field lines traveled by the type III electrons is not consistent with what should be expected from the plasma emission mechanism of the type III bursts that are emitted in that magnetic field direction. Following Poquérusse et al. (1996) and referring to Fig. 6, we can interpret the eastward shift of the diagram axis as follows. The type III electron streams travel outward along open-field lines from the associated flare sites in active regions through complex coronal structures of closed-field lines. Along these open-field lines, the solar wind escapes faster than in the surrounding areas. At some distance farther out, when the spiral open-field lines start to deviate by a few degrees from the radial direction, the faster wind along the type III electron trajectories catches up with the ambient slower wind, and thus

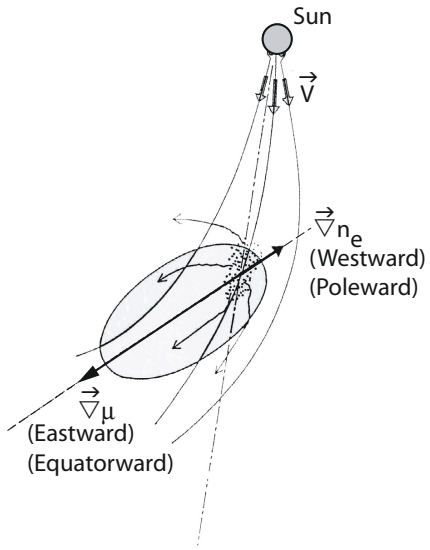


Fig. 6. Schematic interpretation of the eastward (equatorward) shift of the type III emission diagram in longitude (latitude) relative to the local open-field direction at the source. The type III electrons travel outward along spiral open-field lines from the associated flare sites in active regions. Along these paths, the solar wind escapes faster than in the surrounding areas filled with structures of closed-field lines. At some distance farther out, the faster wind catches up with the ambient slower wind and produces a density compression that leads to a transverse density gradient ∇n_e directed westward (poleward) of the open-field direction. This in turn results in a refractive index gradient $\nabla\mu = -\nabla n_e$, oriented eastward (equatorward) in the opposite sense of the density gradient. Radiation is thus bent in the eastward (equatorward) direction as observed.

produces a density compression that leads to a transverse density gradient ∇n_e directed west of the spiral field direction, like in the well-known corotating interaction regions (CIRs). This in turn results in a refractive index gradient $\nabla\mu = -\nabla n_e$, oriented eastward in the opposite sense of the density gradient, and so bends radiation in the eastward direction as observed.

It is well known that, in the CIR density compression regions observed in the solar wind, westward density gradients actually exists (e.g., Schwenn & Marsch 1990, Fig. 3.10; Lacombe et al. 2000, Fig. 2). On the other hand, that the eastward shift of the diagram increases with decreasing frequency (Fig. 4 and Table 1), i.e., at larger heliocentric distance, implies that the density gradient (or density compression) along the CIR-like path traveled by the type III electrons is presumably stronger farther away from the sun. This seems to be suggested by three-dimensional magnetohydrodynamic models of solar wind large-scale structures (Pizzo 1994).

5.2. Directivity and propagation effects

As summarized in Table 1, the angular width of the type III radiation diagram increases with decreasing observing frequencies. This is presumably due to propagation effects at work in the IPM: refraction by regular density gradient and scattering by random density fluctuations. Computer simulations of these propagation effects have been performed for several decades, among other emission features, on the directivity at hectometer and kilometer wavelengths (e.g., Steinberg 1972; Thejappa et al. 2007). Using a simple model of isotropic point source and different density relative fluctuations with Gaussian distribution (Steinberg 1972) or power-law distribution (Thejappa et al. 2007), by computer Monte Carlo simulations these authors could qualitatively reproduce the anisotropic shape and large width of the apparent directivity diagram of the type III at low frequency.

There can be no doubt therefore that, on the grand average, propagation effects are likely to strongly affect the primary diagram of the type III source. Detailed propagation computations, taking additional parameters into account such as the source angular size and beaming, are necessary before attempting to deduce any information on the radiation diagram of the primary source (e.g., Zheleznyakov & Zaitsev 1970).

Furthermore, since energy loss due to electron collisions can be neglected in the IPM, we might expect propagation effects to be negligible in the radiation transfer at low frequency, while they do strongly distort the radiation diagram because of angular scattering undergone by radio waves. We can thus reasonably assume that the total energy radiated in space by the emission source is not much affected by propagation. This consideration is worthy of note when estimating the efficiency of the mode conversion in the type III emission mechanism.

5.3. Directivity and the observing relative latitude

As can be seen from Fig. 5, the amplitude of the latitude diagram is found to be much smaller than that of the longitude diagram illustrated in Fig. 4: this is consistent with the dominant effect of the longitude in the type III directivity diagram. On the other hand, this amplitude decreases rapidly from higher frequencies to lower frequencies, the diagram in latitude becomes isotropic at low frequency. At highest frequencies, the latitude diagram is slightly anisotropic, decreasing from maximum around 0° latitude to about maximum/6 at high latitude. This latitude behavior of the emission, which increases towards low latitude (equatorward), was also observed by Hoang et al. (1997). As observed, this latitudinal directivity appears to be contrary to that expected from a plasma density distribution more or less concentrated in a dense and narrow solar equatorial band as actually observed at high latitude (see Issautier et al. 1997, and references therein). Indeed, such a plasma density distribution presents a latitudinal component of the density gradient directed towards low latitude and consequently should bend radiation in the opposite sense, i.e., towards high latitude (poleward).

To explain the equatorward directivity, as in the case of the eastward shift of the longitude diagram discussed in Sect. 5.1 and shown in Fig. 6, we speculate on a poleward component of the local density gradient ∇n_e along the type III electron open-field tube. As a result, this will produce a refractive index gradient $\nabla\mu = -\nabla n_e$ and bend radiation equatorwards.

5.4. Directivity and the type III radiation mode

From stereoscopic observations of type III bursts (see Dulk 2000, and references therein), it has been suggested that type III bursts radiate at both the fundamental (F) and harmonic (H), but with different directivities: at small (longitude) angles from

the spiral type III electron trajectory, the radiation at a given frequency is initially at F and followed later on by H; at large angles, only H is observed. These F and H directivities have been established by Monte Carlo simulation of radio wave propagation in the IPM (Thejappa et al. 2007).

As a consequence, the directivity we measure at the same frequency f might consist of both the fundamental F and harmonic H radiation near the diagram axis; and way off the diagram axis, it might consist of H radiation alone. To check for that effect, we performed the data analysis by restricting the observing longitude angles to a range between $-80°$ and $60°$ around the diagram axis. The results found indicate higher values of the diagram amplitude a and lower ones for the angular width $\Delta\varphi$ than in the case of a widespread longitude range, and thus point to the F narrower diagram on top of the H wider diagram.

5.5. Variation of the directivity with the solar cycle

To check for a possible variation of the radiation diagram with the solar cycle, we have divided the whole period of observation from 1995 to 2005 into two subperiods of equal duration spanning the 1996 minimum and 2001 maximum separately. We then performed the diagram data analysis on each of these subperiods. The comparison of the results found for the two subperiods and the whole period show no significant difference between the diagrams measured during the minimum and maximum phases of the solar cycle.

6. Conclusion

Using radio data recorded simultaneously by the Wind and Ulysses spacecraft from 1995 to 2005 at the same frequencies between 940 and 80 kHz, we have derived for the first time the average radiation diagram of the solar hectometric and kilometric type III bursts in two dimensions (longitude and latitude relative to the source). No variation with the solar cycle has been detected in the diagrams derived separately from the minimum and maximum activity phases.

The full angular width of the diagram in longitude at the maximum/10 level is about $190°$ at 940–740 kHz and increases to nearly $360°$ at 104–80 kHz. The axis of the diagram is found to shift eastward from the local magnetic field direction at the source by an angle increasing from $23°$ at 940–740 kHz to $55°$ at 104–80 kHz. This eastward shift is interpreted to be the result of refraction by a westward density gradient due to a local density compression region along the open magnetic field lines above the associated active regions.

The diagram in latitude, obtained uniquely thanks to the out-of-ecliptic exploration of Ulysses, shows no poleward directivity that should be expected from the interplanetary plasma density distribution, more or less spherical, that exists at latitudes above the ecliptic plane. On the contrary, at the highest frequencies this diagram is observed to decrease slightly towards higher latitudes; at lower frequencies, it becomes nearly isotropic with latitudes. The absence of a poleward directivity in latitude is possibly due to a local poleward density gradient that results in a local equatorward refractive index gradient bending radiation towards low latitudes.

Our study has confirmed previous findings of Hoang et al. (1997) from the Ulysses/URAP radio receiver and ARTEMIS ground-based radio spectrograph. Moreover, it has provided more accurate measurements of the average radiation diagram of the type III bursts and new insights into the propagation of radio waves and solar particles along open magnetic field lines above active regions and in corotating interaction regions. In this respect, our results implying transverse density compression bring new constraints to hydrodynamic models dealing with solar wind structures (see Forsyth & Gosling 2001, and references therein). Precise knowledge of this diagram obtained with our study will be valuable for studying both the emission mechanism and the propagation in interplanetary space of the type III bursts. The data analysis tool developed for the present study can be easily applied to the STEREO duo-spacecraft mission to investigate solar radio emissions.

Acknowledgements. The Wind/WAVES investigation is a collaboration of the Observatoire de Paris, NASA/GSFC, and the University of Minnesota. The Ulysses/URAP investigation is a joint project of NASA/GSFC, the Observatoire de Paris, the University of Minnesota, and the CETP, Velizy, France. The French contribution to these projects is supported by the CNES and CNRS. Part of the data used in this study comes from the Centre des Données de la Physique des Plasmas (CDPP) in Toulouse, France. We are grateful to Catherine Lacombe and Carine Briand for careful reading of the manuscript and helpful comments. S.H. thanks Michel Poquérusse for interesting discussions on the type III emission directivity.

References

Bougeret, J.-L., Kaiser, M. L., Kellogg, P. J., et al. 1995, Space Sci. Rev., 71, 231
Caroubalos, C., & Steinberg, J. L. 1974, A&A, 32, 245
Caroubalos, C., Poquérusse, M., & Steinberg, J. L. 1974, A&A, 32, 255
Dulk, G. A. 2000, in Radio Astronomy at Long Wavelengths, ed. R. G. Stone, K. W. Weiler, M. L. Goldstein, & J.-L. Bougeret, 115
Dulk, G. A., Steinberg, J. L., Lecacheux, A., Hoang, S., & MacDowall, R. J. 1985, A&A, 150, L28
Fainberg, J., Hoang, S., & Manning, R. 1985, A&A, 153, 145
Forsyth, R. J., & Gosling, J. T. 2001, Corotating and transient structures in the heliosphere (The heliosphere near solar minimum. The Ulysses perspective, ed. A. Balogh, R. G. Marsden and E. J. Smith, Springer-Praxis Books in Astrophysics and Astronomy (London: Springer), 107
Hoang, S., Poquérusse, M., & Bougeret, J.-L. 1997, Sol. Phys., 172, 307
Issautier, K., Meyer-Vernet, N., Moncuquet, M., & Hoang, S. 1997, Sol. Phys., 172, 335
Issautier, K., Meyer-Vernet, N., Moncuquet, M., & Hoang, S. 1998, J. Geophys. Res., 103, 1969
Lacombe, C., Salem, C., Mangeney, A., et al. 2000, Ann. Geophys., 18, 852
Leblanc, Y., Dulk, G. A., & Bougeret, J.-L. 1998, Sol. Phys., 183, 165
Lecacheux, A., Steinberg, J.-L., Hoang, S., & Dulk, G. A. 1989, A&A, 217, 237
MacDowall, R. J. 1982, Master's Thesis, University of Maryland
Manning, R., & Fainberg, J. 1980, Space Sci. Instrum., 5, 161
McComas, D. J., Bame, S. J., Feldman, W. C., Gosling, J. T., & Phillips, J. L. 1992, Geophys. Res. Lett., 19, 1291
Ogilvie, K. W., Chornay, D. J., Fritzenreiter, R. J., et al. 1995, Space Sci. Rev., 71, 55
Pizzo, V. J. 1994, J. Geophys. Res., 99, 4185
Poquérusse, M. 1984, Ph.D. Thesis, University Paris 7
Poquérusse, M., Hoang, S., Bougeret, J.-L., & Moncuquet, M. 1996, in Amer. Inst. Phys. Conf. Ser. 382, ed. D. Winterhalter, J. T. Gosling, S. R. Habbal, W. S. Kurth, & M. Neugebauer, 62
Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, A. W. T., & Flannery, B. P. 1992, Numerical Recipes in C: The Art of Scientific Computing (Cambridge University Press)
Saito, K., Poland, A. I., & Munro, R. H. 1977, Sol. Phys., 55, 121
Schwenn, R., & Marsch, E. 1990, Physics of the Inner Heliosphere I. Large-Scale Phenomena (Physics of the Inner Heliosphere I)
Steinberg, J.-L. 1972, A&A, 18, 382
Stone, R. G., Bougeret, J. L., Caldwell, J., et al. 1992, A&AS, 92, 291
Thejappa, G., MacDowall, R. J., & Kaiser, M. L. 2007, ApJ, 671, 894
Zheleznyakov, V. V., & Zaitsev, V. V. 1970, Sov. Astron., 14, 250

Annexe B

Etalonnage en flux des données radio du récepteur haute fréquence de l'expérience STEREO/Waves

Sommaire

B.1 caractéristique du récepteur haute fréquence 145
B.2 Etalonnage en flux radio 145
B.2.1 Emission radio galactique 146
B.3 Comparaison avec les données étalonnées de l'instrument Wind/Waves 149

B.1 CARACTÉRISTIQUE DU RÉCEPTEUR HAUTE FRÉQUENCE

L'expérience STEREO/Waves (ou S/Waves) embarquée à bord des deux sondes quasi-identiques de la mission STEREO [1] a pour objectif l'étude des ondes radioélectriques solaires et plasma basses fréquences (Bougeret et al. 2008). A cet effet, elle regroupe plusieurs instruments de hautes précisions permettant de mesurer les trois composantes du champ électrique d'ondes électrostatiques et électromagnétiques à des fréquences de l'ordre de la fraction de Hz jusqu'à environ $16\,MHz$ (plus deux canaux de fréquence supplémentaires autour de $30\,MHz$). En particulier, trois récepteurs radio sont disponibles :

- Le récepteur basse fréquence (LFR) [2], constitué de trois récepteurs LFA, LFB, et LFC, et qui couvre la gamme de fréquences $[2.5 - 160\,kHz]$.
- Le récepteur haute fréquence (HFR) [3], constitué de deux récepteurs HF1 et HF2, et qui couvre la gamme de fréquence $[125 - 16025\,kHz]$.
- Le récepteur à fréquence fixe (FFR) [4] pouvant opérer à $30,025\,MHz$ ou bien $32,025\,MHz$.

Les principales caractéristiques de ces récepteurs sont résumées dans le tableau B.1 ci-dessous.

TABLE B.1 – *caractéristiques des récepteurs de l'expérience STEREO/Waves.*

	LFR	HFR	FFR
Gamme de fréquences	2.5 kHz - 160 kHz	125 kHz - 16,025 kHz	30,025/32,025 MHz
Bande passante	2-octave	25 kHz	25 kHz
Résolution spectrale	$\Delta F/F_0 = 8,66\%$	$\geq 50\,kHz$	N/A
Sensibilité	$6\ nV/Hz^{1/2}$	$6\ nV/Hz^{1/2}$	$40\ nV/Hz^{1/2}$
Dynamique	120 dB	80 dB	50 dB

La partie haute fréquence du récepteur LFR (10-160 kHz) et l'intégralité du récepteur HFR sont connectées par l'intermédiaire de 2 voies d'entrée V1 et V2 aux 3 antennes électrique X,Y, et Z de $6\,m$ disposées en tétraèdre sur la face arrière de chaque sonde. Un ordinateur de bord gère les différentes configurations d'antennes permises (monôpole/dipôle ou monopôle/monopôle) ainsi que les temps d'intégration, les bandes passantes, et les résolutions spectrales propres à chaque mode d'opération. En particulier, un mode spécifique permet d'effectuer des mesures de goniopolarimétrie (voir Cecconi et al. 2008 pour plus de détails ; consultable à l'annexe A).

B.2 ETALONNAGE EN FLUX RADIO

L'étalonnage des données brutes reçues par télémétrie en données physiques (exprimées en V^2/Hz), s'effectue d'abord au sol avant lancement à l'aide d'un générateur de bruit blanc, puis en vol en utilisant périodiquement un générateur de bruit blanc intégré. Nous ne détaillerons pas cette étape dont les explications peuvent

1. Solar TErrestrial Relationship Observatory.
2. Low Frequency Receiver.
3. High Frequency Receivers.
4. Fixed Frequency Receiver.

êtres consultées dans Bougeret et al. (2008) en annexe. La conversion des données physiques obtenues en flux radio (ou plutôt densité de flux radio) exprimée en $W/m^2/Hz$ nécessite un second étalonnage qui peut être réalisé en utilisant une source de référence dont l'émission radio est suffisamment bien connue, en l'occurrence le rayonnement radio de notre galaxie. Cette méthode a été, entre autres, appliquée avec succès au récepteurs radio des missions Wind et Cassini (Dulk et al. 2001, Zarka et al. 2004).

On peut exprimer la densité de flux radio S (en $W/m^2/Hz$) reçue par une antenne électrique par :

$$S = \frac{P - P_g - P_r - P_b}{P_g} S_g \tag{B.1}$$

où P est la puissance spectrale (en V^2/Hz) mesurée aux bornes de l'antenne, P_g et S_g sont respectivement, la puissance spectrale (en V^2/Hz) et la densité de flux (en $W/m^2/Hz$) du rayonnement galactique, P_r est la puissance spectrale (en V^2/Hz) du bruit généré par le récepteur, et P_b est la puissance spectrale (en V^2/Hz) associée aux autres sources de bruit basse fréquence (c.-à-d. bruit d'impact et bruit quasi-thermique.)

La mesure du bruit du récepteur P_r a été réalisée depuis le sol avant le lancement indépendamment pour chaque sonde. Les bruits d'impact et quasi-thermique sont provoqués respectivement par les collisions entre antenne électrique et électrons du plasma ambiant, et par les fluctuations électrostatiques du plasma ambiant au voisinage d'une antenne électrique. On peut considérer le bruit thermique comme négligeable au-dessus de $\sim 100\,kHZ$. Pour le bruit d'impact, nous prendrons un modèle de la forme $P_{b0}(f_0/f)^2$, où P_{b0} correspond au niveau de bruit à la fréquence minimum f_0.

B.2.1 Emission radio galactique

Spectre radio

Le rayonnement galactique est un rayonnement synchrotron et free-free émis par les électrons relativistes se déplaçant dans le champ magnétique de la Galaxie. Le spectre radio a été récemment étudié à basse fréquence ($200\,kHz \lesssim f \lesssim 20\,MHz$) par Dulk et al. (2001) et Manning et Dulk (2001). En particulier, l'étude réalisée par Dulk et al. (2001) fournit un modèle analytique empirique de l'intensité (en $W/m^2/Hz/sr$) de ce rayonnement dans la direction des pôle galactiques :

$$S_g(f) = S_{gl} f^{-0.52} \frac{1 - exp[-\tau(f)]}{\tau(f)} + S_{eg} f^{-0.80} exp[-\tau(f)], \tag{B.2}$$

où f est la fréquence en MHz, le premier terme est la contribution galactique et le second, la contribution extra-galactique, et $\tau(f)$ est l'opacité dans la direction des pôles galactiques. Les valeurs numériques des paramètres sont :

$$S_{gl}(f) = 2.48 \times 10^{-20},\ S_{eg} = 1.06 \times 10^{-20},\ \tau(f) = 5.0 f^{-2.1}, \tag{B.3}$$

les unités de ces paramètres sont fixées par homogénéité.

L'émission galactique reste constant dans le temps, et l'intensité du rayonnement est à peu près homogène dans toutes les directions sauf dans le plan de la Galaxie, où elle peut être de 5 à 10 fois plus élevée. L'angle solide de réception d'une antenne électrique à faible gain (tel qu'un dipôle possédant un angle solide de réception de $8\pi/3\,sr$) est toutefois beaucoup plus grand que la taille des régions où se concentrent ces variations d'intensité. En utilisant de telles antennes, on réalise une erreur d'un facteur 2 sur les mesures dans toutes les directions. Le modèle du spectre radio issue des deux études est représenté sur la figure (B.1) ; ce modèle va servir d'émission de référence pour étalonner les données radio HFR.

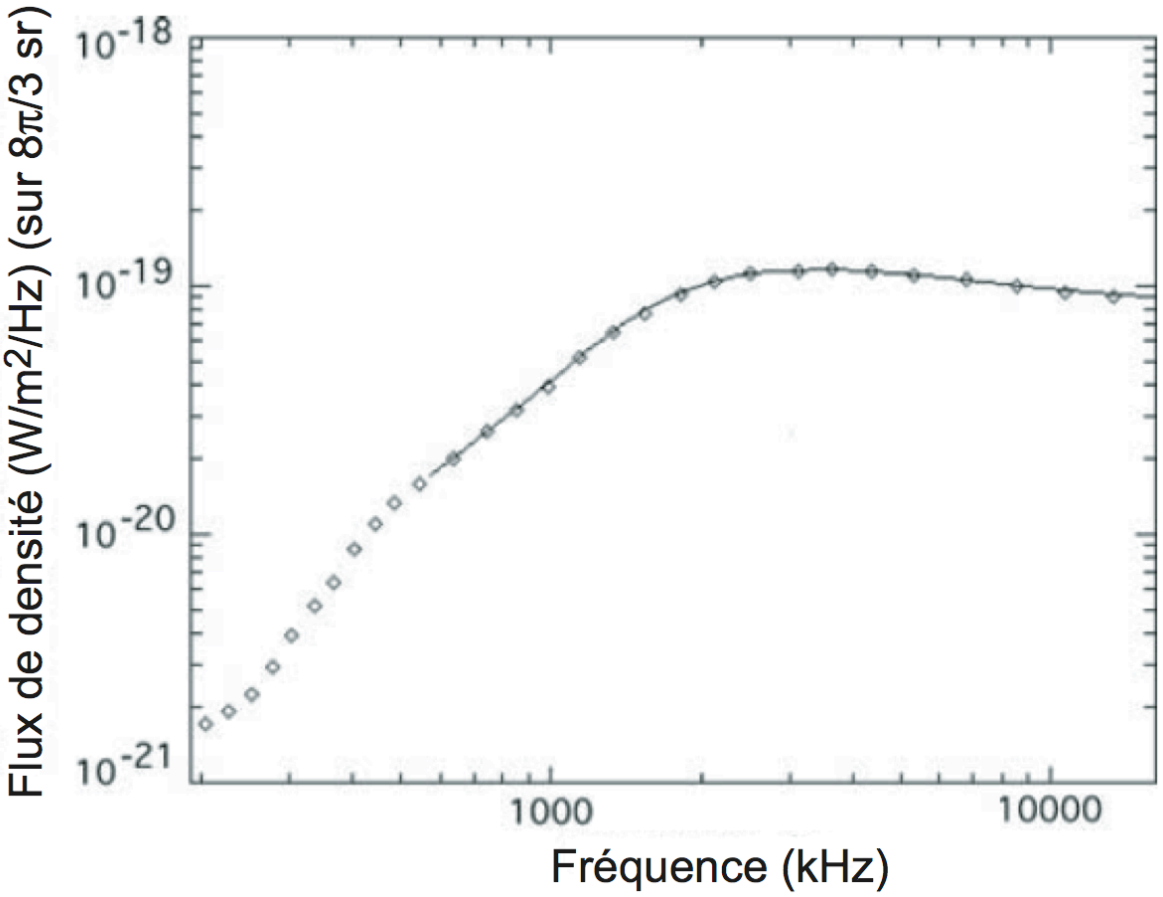


FIGURE B.1 – *Modèle du spectre radio de la galaxie dans la gamme de fréquence* $[\sim 0.1 - 20\,MHz]$ *déduit de Dulk et al. (2001) et Manning et Dulk (2001).*

Mesure du bruit galactique

Pour mesurer le bruit galactique P_g à partir des données HFR, nous avons tracé l'histogramme des intensités P pour chaque canaux de fréquence sur une période couvrant les 6 premiers mois de la mission STEREO. Cette histogramme montre une distribution gaussienne, dont le centre est le niveau de bruit de fond, correspondant à $P_g + P_r + P_b$. Pour chaque fréquence, nous avons pris l'intensité correspondant à 5% du total des points de mesures qui s'ajuste bien au bruit de fond mesuré sur les profiles d'intensité. Ces mesures ont ainsi été réalisées pour chaque mode (dipôle/monopôle) disponibles sur chacune des voies pour les deux sondes.
La figure (B.2) montre le spectre obtenu avec les données HFR de STEREO-A/Waves sur la voie 1 en mode monopôle (E_X), et sur la voie 2 en mode dipôle ($E_Y - E_X$). La courbe en trait plein noire correspond au monopôle, et la courbe en trait plein rouge au dipôle. Par ailleurs, les bruits récepteurs mesurés au sol sont représentés par les points noires (monopôle) et rouges (dipôle). Ainsi que les bruits d'impacts dérivant en $\sim 1/f^2$ selon les lignes pointillées noires (monopôle) et rouges (dipôle).

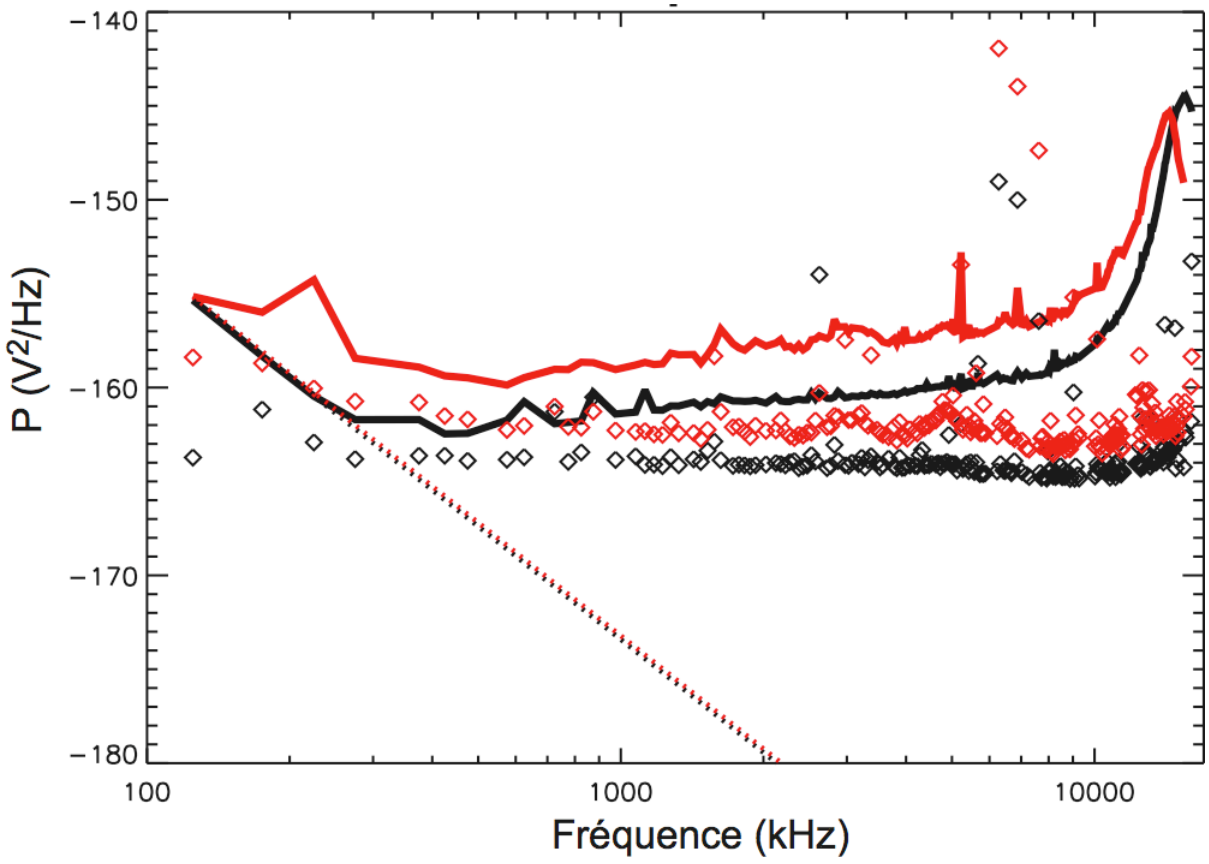


FIGURE B.2 – *Spectre radio mesuré sur STEREO-A/Waves/HFR à partir de 6 mois de données. La courbe en trait plein noire correspond au mode monopôle (E_X) mesuré sur la voie 1, et la courbe en trait plein rouge au dipôle ($E_Y - E_X$) mesuré sur la voie 2. Par ailleurs, les bruits récepteurs mesurés au sol sont représentés par les points noires (monopôle) et rouges (dipôle). Ainsi que les bruits d'impacts dérivant en $\sim 1/f^2$ selon les lignes pointillées noires (monopôle) et rouges (dipôle).*

Les pics d'intensité observés se situent vers 15.2 MHz pour E_X, vers 14.3 MHz pour $E_Y - E_X$, et correspondent aux résonances d'antenne à $2L = 2\lambda$, où L est la longueur

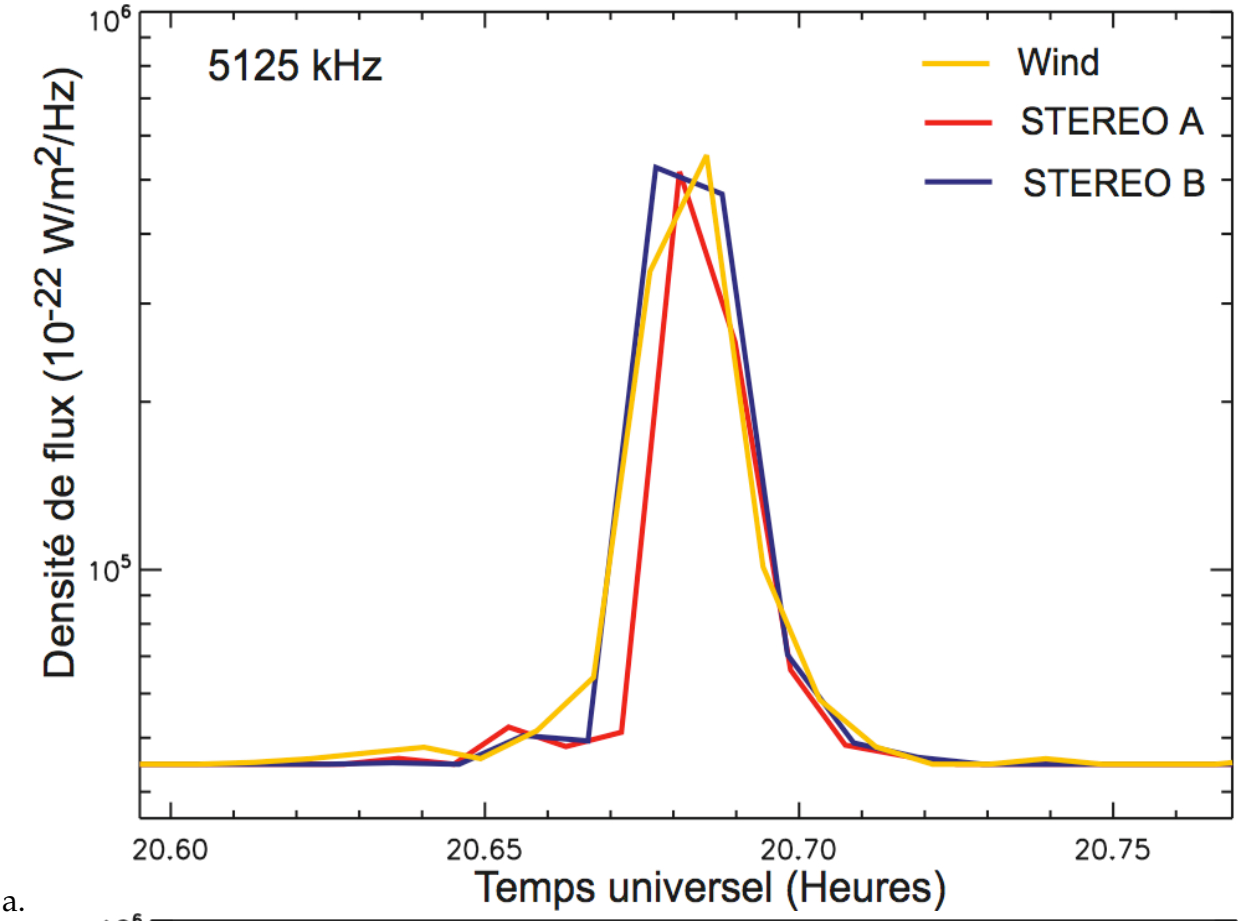
effective d'antenne, et λ la longueur d'onde. Ces mesures donnent donc une longueur effective d'antenne de $L_m \sim 4.9\,m$ pour le monopôle, et $L_m \sim 5.2\,m$ pour le dipôle. En particulier, la connaissance des longueurs d'antenne effective est indispensable pour pouvoir réaliser des mesures goniopolarimétrique avec l'instrument S/Waves.

B.3 Comparaison avec les données étalonnées de l'instrument Wind/Waves

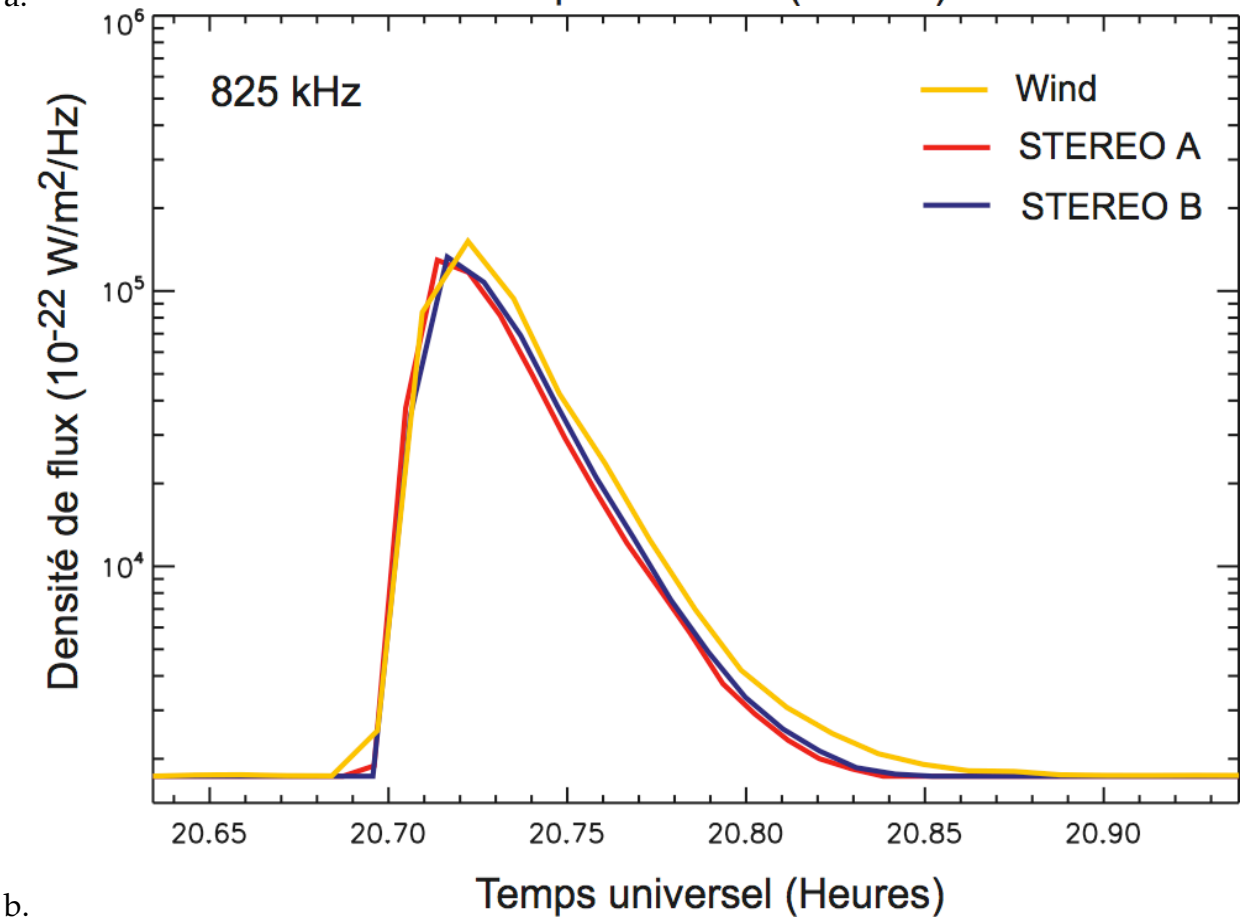
Le spectre galactique déduit des mesures d'intensité nous donne ainsi accés au rapport $\gamma = P_g/S_g$. Ce rapport permet d'une part, d'étalonner les données radio du récepteur HFR, mais également d'estimer les paramètres effectifs d'antenne. Cependant l'étude détaillée de l'obtention de ces paramètres ne nous concerne pas ici, et ne sera donc pas abordée.
De plus la relative proximité des sondes STEREO, et de la sonde Wind dans les premiers mois de la mission, nous ont offert l'opportunité unique de comparer les flux radio mesurées lors de l'observation simultanée d'un même sursaut par les trois sondes. Durant le mois de janvier, les trois sondes se trouvent dans l'environnement terrestre, et observent simultanément près de 40 sursauts de type III [5]. La figure (B.3) illustre la comparaison entre les flux de densité d'un sursaut de type III observé à deux fréquences communes, par Wind, et les deux sondes de la mission STEREO. La figure (B.3a) montre le profil d'intensité d'un sursaut de type III observé par les trois sondes à $5125\,kHz$, le 23 janvier 2007 (le bruit de fond a été au préalable calculé sur chaque profil, puis normalisé à une valeur commune non nulle). La durée entre deux points de mesures vaut environs $30\,s$ pour les trois sondes (Wind ; courbe jaune, STEREO-A ; courbe rouge, et STEREO-B ;courbe bleue). On observe malgré tout un profil différent. Ceci n'est pas surprenant compte-tenu du caractère très impulsif des sursauts à ces fréquences (la durée de la phase montante est du même ordre de grandeur que la résolution temporelle.) La figure (B.3b) correspond au même sursaut de type III observé à $825\,kHz$.

L'étalonnement des données radio HFR est globalement en bon accord avec les flux mesurés sur Wind pour le mois de janvier. On constate néanmoins un écart de près de $\sim 4\,dB$ en moyenne entre le flux mesuré sur Wind, et les flux calculés sur les sondes A et B. Notre étalonnage surestime donc le rapport $\frac{P_g}{S_g}$. Cette différence s'explique principalement par l'utilisation des mesures du bruit récepteur effectuées au sol qui sous-estiment le niveau réel de bruit récepteur. De plus, les valeurs de S_g déduites du modèle galactique sont obtenues en considérant les antennes comme des dipôles électriques.

5. En particulier, le 14 janvier 2007, les trois sondes détectent la présence d'ondes de Langmuir associées avec un sursaut de type III.



a.



b.

FIGURE B.3 – *Comparaison des données radio étalonnée en flux sur Wind, STEREO-A, et STEREO-B. la figure* ***a*** *représente le profile temporel d'intensité à* 5125 *kHz d'un sursauts de type III observé le 23 janvier 2007 par les sondes : Wind (courbe jaune), STEREO-A (courbe rouge), et STEREO-B (courbe bleue). A cette époque, les trois sondes se trouvent encore dans l'environnement terrestre. La résolution temporelle vaut environ* 30 *s pour les trois sondes. La figure* ***b*** *représente le même sursaut observé à* 825 *kHz.*

Bibliographie

H. Alvarez, F. Haddock, et R. P. Lin. Evidence for Electron Excitation of Type III Radio Burst Emission. *Sol. Phys.*, 26 :468–473, Octobre 1972. (Cité page 24.)

H. Alvarez et F. T. Haddock. Solar Wind Density Model from km-Wave Type III Bursts. *Sol. Phys.*, 29 :197–209, Mars 1973. (Cité page 26.)

K. A. Anderson, R. P. Lin, et D. W. Potter. Measurements of low energy electrons and ions during long-lived solar particle events. *Space Science Reviews*, 32 :169–184, Mars 1982. (Cité page 61.)

M. J. Aschwanden, M. L. Montello, B. R. Dennis, et A. O. Benz. Sequences of correlated hard X-ray and type III bursts during solar flares. *ApJ*, 440 :394–406, Février 1995. (Cité page 28.)

M. J. Aschwanden, H. J. Wiehl, A. O. Benz, et S. R. Kane. Correlation of solar decimetric radio bursts with X-ray flares. *Sol. Phys.*, 97 :159–172, Mai 1985. (Cité page 28.)

A. Balogh, V. Bothmer, N. U. Crooker, R. J. Forsyth, G. Gloeckler, A. Hewish, M. Hilchenbach, R. Kallenbach, B. Klecker, J. A. Linker, E. Lucek, G. Mann, E. Marsch, A. Posner, I. G. Richardson, J. M. Schmidt, M. Scholer, Y.-M. Wang, R. F. Wimmer-Schweingruber, M. R. Aellig, P. Bochsler, S. Hefti, et Z. Mikić. The Solar Origin of Corotating Interaction Regions and Their Formation in the Inner Heliosphere. *Space Science Reviews*, 89 :141–178, Juillet 1999. (Cité page 59.)

T. S. Bastian, A. O. Benz, et D. E. Gary. Radio Emission from Solar Flares. *ARA&A*, 36 :131–188, 1998. (Cité page 28.)

J. L. Bougeret, K. Goetz, M. L. Kaiser, S. D. Bale, P. J. Kellogg, M. Maksimovic, N. Monge, S. J. Monson, P. L. Astier, S. Davy, M. Dekkali, J. J. Hinze, R. E. Manning, E. Aguilar-Rodriguez, X. Bonnin, C. Briand, I. H. Cairns, C. A. Cattell, B. Cecconi, J. Eastwood, R. E. Ergun, J. Fainberg, S. Hoang, K. E. J. Huttunen, S. Krucker, A. Lecacheux, R. J. MacDowall, W. Macher, A. Mangeney, C. A. Meetre, X. Moussas, Q. N. Nguyen, T. H. Oswald, M. Pulupa, M. J. Reiner, P. A. Robinson, H. Rucker, C. Salem, O. Santolik, J. M. Silvis, R. Ullrich, P. Zarka, et I. Zouganelis. S/WAVES : The Radio and Plasma Wave Investigation on the STEREO Mission. *Space Science Reviews*, 136 : 487–528, Avril 2008. (Cité pages 40, 71, 145 et 146.)

J.-L. Bougeret, M. L. Kaiser, P. J. Kellogg, R. Manning, K. Goetz, S. J. Monson, N. Monge, L. Friel, C. A. Meetre, C. Perche, L. Sitruk, et S. Hoang. Waves : The Radio and Plasma Wave Investigation on the Wind Spacecraft. *Space Science Reviews*, 71 :231–263, Février 1995. (Cité page 43.)

J.-L. Bougeret, J. H. King, et R. Schwenn. Solar radio burst and in situ determination of interplanetary electron density. *Sol. Phys.*, 90 :401–412, Février 1984. (Cité page 26.)

A. Buttighoffer, M. Pick, E. C. Roelof, S. Hoang, A. Mangeney, L. J. Lanzerotti, R. J. Forsyth, et J. L. Phillips. Coronal electron stream and Langmuir wave detection inside a propagation channel at 4.3 AU. *J. Geophys. Res.*, 100 :3369–3381, Mars 1995. (Cité page 61.)

C. Caroubalos, M. Aubier, Y. Leblanc, et J. L. Steinberg. Transfer Characteristics of Solar Radiation in a Scattering Corona. *A&A*, 16 :374, Février 1972. (Cité page 35.)

C. Caroubalos, D. Maroulis, N. Patavalis, J.-L. Bougeret, G. Dumas, C. Perche, C. Alissandrakis, A. Hillaris, X. Moussas, P. Preka-Papadema, A. Kontogeorgos, P. Tsitsipis, et G. Kanelakis. The New Multichannel Radiospectrograph ARTEMIS-IV/HECATE, of the University of Athens. *Experimental Astronomy*, 11 :23–32, Février 2001. (Cité page 36.)

C. Caroubalos, M. Poquérusse, et J. L. Steinberg. The Directivity of Type III Bursts. *A&A*, 32 :255, Mai 1974. (Cité page 35.)

C. Caroubalos et J. L. Steinberg. Evidence of Solar Burst Directivity at 169 MHz from Simultaneous Ground Based and Deep Space Observations (STEREO-1 Preliminary Results). *A&A*, 32 :245, Mai 1974. (Cité page 36.)

B. Cecconi. *Etude goniopolarimÈtrique des Èmissions radio de Jupiter et Saturne ‡ l'aide du rÈcepteur radio de la sonde Cassini*. PhD thesis, University Paris 7, 2004. (Cité page 94.)

B. Cecconi, X. Bonnin, S. Hoang, M. Maksimovic, S. D. Bale, J.-L. Bougeret, K. Goetz, A. Lecacheux, M. J. Reiner, H. O. Rucker, et P. Zarka. STEREO/Waves Goniopolarimetry. *Space Science Reviews*, 136 :549–563, Avril 2008. (Cité pages 40, 45, 94 et 145.)

G. A. Dulk. Type III Solar Radio Bursts at Long Wavelengths. Dans R. G. Stone, K. W. Weiler, M. L. Goldstein, et J.-L. Bougeret, éditeurs, *Radio Astronomy at Long Wavelengths*, page 115, 2000. (Cité page 30.)

G. A. Dulk, W. C. Erickson, R. Manning, et J.-L. Bougeret. Calibration of low-frequency radio telescopes using the galactic background radiation. *A&A*, 365 : 294–300, Janvier 2001. (Cité pages 22, 85, 146 et 147.)

G. A. Dulk, M. V. Goldman, J. L. Steinberg, et S. Hoang. The speeds of electrons that excite solar radio bursts of type III. *A&A*, 173 :366–374, Février 1987. (Cité page 83.)

G. A. Dulk, Y. Leblanc, P. A. Robinson, J.-L. Bougeret, et R. P. Lin. Electron beams and radio waves of solar type III bursts. *J. Geophys. Res.*, 103 :17223–17234, Août 1998. (Cité pages 21 et 85.)

G. A. Dulk, D. B. Melrose, et S. Suzuki. Evidence for extreme divergence of open field lines from solar active regions. *Proceedings of the Astronomical Society of Australia*, 3 : 375–379, 1979. (Cité page 26.)

G. A. Dulk, J. L. Steinberg, et S. Hoang. Type III bursts in interplanetary space - Fundamental or harmonic ? *A&A*, 141 :30–38, Décembre 1984. (Cité pages 30, 63, 85 et 93.)

G. A. Dulk, J. L. Steinberg, S. Hoang, et A. Lecacheux. Latitude distribution of interplanetary magnetic field lines rooted in active regions. Dans R. G. Marsden, éditeur,

The Sun and the Heliosphere in Three Dimensions, volume 123 de *Astrophysics and Space Science Library*, pages 229–233, 1986. (Cité page 28.)

G. A. Dulk, J. L. Steinberg, A. Lecacheux, S. Hoang, et R. J. MacDowall. The visibility of type III radio bursts originating behind the sun. *A&A*, 150 :L28–L30, Septembre 1985. (Cité pages 36 et 92.)

G. A. Dulk et S. Suzuki. The position and polarization of Type III solar bursts. *A&A*, 88 :203–217, Août 1980. (Cité page 85.)

L. G. Evans, J. Fainberg, et R. G. Stone. Characteristics of Type III Exciters Derived from Low Frequency Radio Observations. *Sol. Phys.*, 31 :501–511, Août 1973. (Cité pages 21 et 79.)

J. Fainberg, S. Hoang, et R. Manning. Measurements of Distributed Polarized Radio Sources from Spinning Spacecraft - Effect of a Tilted Axial Antenna - ISEE-3 Application and Results. *A&A*, 153 :145, Décembre 1985. (Cité page 43.)

V. L. Ginzburg et V. V. Zhelezniakov. On the Possible Mechanisms of Sporadic Solar Radio Emission (Radiation in an Isotropic Plasma). *AZh*, 35 :694, 1958. (Cité page 23.)

R. J.-M. Grognard. Numerical simulation of the weak turbulence excited by a beam of electrons in the interplanetary plasma. *Sol. Phys.*, 81 :173–180, Novembre 1982. (Cité page 24.)

D. A. Gurnett et R. R. Anderson. Electron plasma oscillations associated with type III radio bursts. *Science*, 194 :1159–1162, Décembre 1976. (Cité page 24.)

D. A. Gurnett et R. R. Anderson. Plasma wave electric fields in the solar wind - Initial results from HELIOS 1. *J. Geophys. Res.*, 82 :632–650, Février 1977. (Cité page 24.)

S. Hoang, G. A. Dulk, J. L. Bougeret, et Y. Leblanc. Solar type III kilometric radio bursts associated with Langmuir waves : Ulysses-Wind stereoscopic observations. *AGU Fall Meeting Abstracts*, page A2, Décembre 1998. (Cité pages 30 et 36.)

S. Hoang, G. A. Dulk, et Y. Leblanc. Interplanetary type 3 radio bursts that approach the plasma frequency : ULYSSES observations. *A&A*, 289 :957–971, Septembre 1994. (Cité page 83.)

S. Hoang, M. Poquérusse, et J.-L. Bougeret. The Directivity of Solar Kilometric Type III Bursts : Ulysses-Artemis Observations in and Out of the Ecliptic Plane. *Sol. Phys.*, 172 :307–316, Mai 1997. (Cité pages 2, 36, 38, 39, 43, 53, 59, 63 et 91.)

A. J. Hundhausen. Solar wind stream interactions and interplanetary heat conduction. *J. Geophys. Res.*, 78 :7996–8010, 1973. (Cité pages 59 et 64.)

K. Issautier, N. Meyer-Vernet, M. Moncuquet, et S. Hoang. Pole-To-pole Solar Wind Density from ULYSSES Radio Measurements. *Sol. Phys.*, 172 :335–343, Mai 1997. (Cité page 63.)

K. Issautier, N. Meyer-Vernet, M. Moncuquet, et S. Hoang. Solar wind radial and latitudinal structure - Electron density and core temperature from ULYSSES thermal noise spectroscopy. *J. Geophys. Res.*, 103 :1969, Février 1998. (Cité pages 45 et 91.)

K.-L. Klein, S. Krucker, G. Lointier, et A. Kerdraon. Open magnetic flux tubes in the corona and the transport of solar energetic particles. *A&A*, 486 :589–596, Août 2008. (Cité page 26.)

V. V. Krasnoselskikh, V. V. Lobzin, K. Musatenko, J. Soucek, J. S. Pickett, et I. H. Cairns. Beam-plasma interaction in randomly inhomogeneous plasmas and statistical properties of small-amplitude Langmuir waves in the solar wind and electron foreshock. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 112 :10109–+, Octobre 2007. (Cité page 25.)

C. Lacombe, C. Salem, A. Mangeney, J.-L. Steinberg, M. Maksimovic, et J. M. Bosqued. Latitudinal distribution of the solar wind properties in the low- and high-pressure regimes : Wind observations. *Annales Geophysicae*, 18 :852–865, Août 2000. (Cité page 59.)

K. R. Lang. *The Cambridge Encyclopedia of the Sun*. The Cambridge Encyclopedia of the Sun, by Kenneth R. Lang, pp. 268. ISBN 0521780934. Cambridge, UK : Cambridge University Press, October 2001., Octobre 2001. (Cité page 15.)

Y. Leblanc, G. A. Dulk, et J.-L. Bougeret. Tracing the Electron Density from the Corona to 1au. *Sol. Phys.*, 183 :165–180, Novembre 1998. (Cité pages 26, 44 et 75.)

A. Lecacheux, J.-L. Steinberg, S. Hoang, et G. A. Dulk. Characteristics of type III bursts in the solar wind from simultaneous observations on board ISEE-3 and Voyager. *A&A*, 217 :237–250, Juin 1989. (Cité pages 36, 46 et 92.)

B. Li, I. H. Cairns, et P. A. Robinson. Simulations of coronal type III solar radio bursts : 1. Simulation model. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 113(12) : 6104, Juin 2008a. (Cité pages 33 et 94.)

B. Li, I. H. Cairns, et P. A. Robinson. Simulations of coronal type III solar radio bursts : 2. Dynamic spectrum for typical parameters. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 113(12) :6105, Juin 2008b. (Cité pages 33, 34 et 94.)

R. P. Lin, D. W. Potter, D. A. Gurnett, et F. L. Scarf. Energetic electrons and plasma waves associated with a solar type III radio burst. *ApJ*, 251 :364–373, Décembre 1981. (Cité page 24.)

R. J. MacDowall. Direcitivity of Type III Solar Radio Bursts. Master's thesis, University of Maryland, 1982. (Cité pages 36 et 92.)

H. H. Malitson et W. C. Erickson. Observations of Type III and Type IV Solar Radio Bursts at 26.3 Mc/s. *ApJ*, 144 :337, Avril 1966. (Cité page 26.)

R. Manning et G. A. Dulk. The Galactic background radiation from 0.2 to 13.8 MHz. *A&A*, 372 :663–666, Juin 2001. (Cité pages 146 et 147.)

R. Manning et J. Fainberg. A new method of measuring radio source parameters of a partially polarized distributed source from spacecraft observations. *Space Science Instrumentation*, 5 :161–181, 1980. (Cité pages 43 et 45.)

E. Marsch. Kinetic Physics of the Solar Corona and Solar Wind. *Living Reviews in Solar Physics*, 3 :1, Juillet 2006. (Cité page 10.)

D. J. McComas, S. J. Bame, W. C. Feldman, J. T. Gosling, et J. L. Phillips. Solar wind halo electrons from 1-4 AU. *Geophys. Res. Lett.*, 19 :1291–1294, Juin 1992. (Cité page 45.)

D. J. McLean et N. R. Labrum. Book-Review - Solar Radiophysics - Studies of Emission from the Sun at Meter Wavelengths. *Astrophys. Lett.*, 25 :271–+, 1987. (Cité page 13.)

D. B. Melrose. Predicted Preferential Backward Emission at the Second Harmonic of the Plasma Frequency in Solar Radio Bursts. *Astrophys. Lett.*, 15 :55, Octobre 1973. (Cité page 33.)

D. B. Melrose, I. H. Cairns, et G. A. Dulk. Clumpy Langmuir waves in type III solar radio bursts. *A&A*, 163 :229–238, Juillet 1986. (Cité page 23.)

D. B. Melrose et G. A. Dulk. Implications of Liouville's theorem on the apparent brightness temperatures of solar radio bursts. *Sol. Phys.*, 116 :141–156, Mars 1988. (Cité page 85.)

K. Musatenko, V. Lobzin, J. Soucek, V. V. Krasnoselskikh, et P. Décréau. Statistical properties of small-amplitude Langmuir waves in the Earth's electron foreshock. *Planet. Space Sci.*, 55 :2273–2280, Décembre 2007. (Cité page 25.)

L. Muschietti. Electron beam formation and stability. *Sol. Phys.*, 130 :201–228, Décembre 1990. (Cité page 24.)

K. W. Ogilvie, D. J. Chornay, R. J. Fritzenreiter, F. Hunsaker, J. Keller, J. Lobell, G. Miller, J. D. Scudder, E. C. Sittler, Jr., R. B. Torbert, D. Bodet, G. Needell, A. J. Lazarus, J. T. Steinberg, J. H. Tappan, A. Mavretic, et E. Gergin. SWE, A Comprehensive Plasma Instrument for the Wind Spacecraft. *Space Science Reviews*, 71 :55–77, Février 1995. (Cité page 45.)

V. Pizzo. A three-dimensional model of corotating streams in the solar wind. I - Theoretical foundations. *J. Geophys. Res.*, 83 :5563–5572, Décembre 1978. (Cité pages 65 et 67.)

V. J. Pizzo. Global, quasi-steady dynamics of the distant solar wind 2 : Deformation of the heliospheric current sheet. *J. Geophys. Res.*, 99 :4185–4191, Mars 1994. (Cité pages 59, 64 et 65.)

M. Poquérusse. *Etude stereoscopique et spectrographique des sursauts radio solaires de type III*. PhD thesis, University Paris 7, 1984. (Cité pages 36, 37, 38 et 39.)

M. Poquérusse, S. Hoang, J.-L. Bougeret, et M. Moncuquet. Ulysses-ARTEMIS radio observation of energetic flare electrons. Dans D. Winterhalter, J. T. Gosling, S. R. Habbal, W. S. Kurth, et M. Neugebauer, éditeurs, *American Institute of Physics Conference Series*, volume 382 de *American Institute of Physics Conference Series*, pages 62–65, 1996. (Cité pages 2, 21, 36, 38, 39, 59, 83, 85, 86 et 91.)

M. Poquérusse, J. L. Steinberg, C. Caroubalos, G. A. Dulk, et R. M. MacQueen. Measurement of the 3-dimensional positions of type III bursts in the solar corona. *A&A*, 192 :323–334, Mars 1988. (Cité pages 26 et 27.)

W. H. Press, S. A. Teukolsky, A. W. T. Vetterling, et B. P. Flannery. *Numerical Recipes in C : The Art of Scientific Computing*. Cambridge University Press, 1992. (Cité page 54.)

M. J. Reiner, J. Fainberg, M. L. Kaiser, et R. G. Stone. Type III radio source located by Ulysses/Wind triangulation. *J. Geophys. Res.*, 103 :1923, Février 1998. (Cité page 28.)

M. J. Reiner, J. Fainberg, et R. G. Stone. Interplanetary Type III Radio Bursts Observed from High Southern Heliographic Latitudes. *Space Science Reviews*, 72 :255–260, Avril 1995. (Cité page 63.)

M. J. Reiner, K. Goetz, J. Fainberg, M. Kaiser, B. Cecconi, M. Makisimovic, S. Hoang, J. Bougeret, et S. D. Bale. Stereo Triangulation of Solar Type III Radio Bursts. *AGU Fall Meeting Abstracts*, pages A2+, Décembre 2007. (Cité page 83.)

P. A. Robinson. Radial variation of type-III source parameters. *Sol. Phys.*, 137 :307–315, Février 1992. (Cité pages 22, 24 et 83.)

P. A. Robinson. Stochastic Wave Growth, Power Balance, and Beam Evolution in Type III Solar Radio Sources. *Sol. Phys.*, 168 :357–374, Octobre 1996. (Cité page 86.)

P. A. Robinson et I. H. Cairns. Fundamental and harmonic radiation in type III solar radio bursts. *Sol. Phys.*, 154 :335–360, Octobre 1994. (Cité page 30.)

P. A. Robinson et I. H. Cairns. Fundamental and Harmonic Emission in Type III Solar Radio Bursts - I. Emission at a Single Location or Frequency. *Sol. Phys.*, 181 :363–394, Août 1998a. (Cité page 24.)

P. A. Robinson et I. H. Cairns. Fundamental and Harmonic Emission in Type III Solar Radio Bursts - II. Dominant Modes and Dynamic Spectra. *Sol. Phys.*, 181 :395–428, Août 1998b. (Cité page 24.)

P. A. Robinson et I. H. Cairns. Fundamental and Harmonic Emission in Type III Solar Radio Bursts - III. Heliocentric Variation of Interplanetary Beam and Source Parameters. *Sol. Phys.*, 181 :429–437, Août 1998c. (Cité pages 24 et 83.)

P. A. Robinson et I. H. Cairns. Theory of Type III And Type II Solar Radio Emissions. Dans R. G. Stone, K. W. Weiler, M. L. Goldstein, et J.-L. Bougeret, éditeurs, *Radio Astronomy at Long Wavelengths*, page 37, 2000. (Cité page 22.)

P. A. Robinson, I. H. Cairns, et D. A. Gurnett. Clumpy Langmuir waves in type III radio sources - Comparison of stochastic-growth theory with observations. *ApJ*, 407 :790–800, Avril 1993a. (Cité page 25.)

P. A. Robinson, A. J. Willes, et I. H. Cairns. Dynamics of Langmuir and ion-sound waves in type III solar radio sources. *ApJ*, 408 :720–734, Mai 1993b. (Cité page 25.)

K. Saito, A. I. Poland, et R. H. Munro. A study of the background corona near solar minimum. *Sol. Phys.*, 55 :121–134, Novembre 1977. (Cité page 44.)

C. Sawyer et J. W. Warwick. Wide visibility of kilometric type III bursts. *A&A*, 177 : 277–282, Mai 1987. (Cité page 38.)

R. Schwenn et E. Marsch. *Physics of the Inner Heliosphere I. Large-Scale Phenomena.* Physics of the Inner Heliosphere I, 1990. (Cité pages 59 et 87.)

A. Sharma, D. V. Kumar, et A. K. Ghatak. Tracing rays through graded-index media : a new method. *Appl. Opt.*, 21 :984–987, Mars 1982. (Cité page 64.)

J. L. Steinberg, M. Aubier-Giraud, Y. Leblanc, et A. Boischot. Coronal Scattering, Absorption and Refraction of Solar Radiobursts. *A&A*, 10 :362, Février 1971. (Cité pages 35, 58 et 94.)

J.-L. Steinberg et C. Caroubalos. Space Radioastronomy of Solar Bursts at all Frequencies. *A&A*, 9 :329, Décembre 1970. (Cité page 35.)

J. L. Steinberg, S. Hoang, A. Lecacheux, M. G. Aubier, et G. A. Dulk. Type III radio bursts in the interplanetary medium - The role of propagation. *A&A*, 140 :39–48, Novembre 1984. (Cité pages 31, 46, 48 et 85.)

R. G. Stone, J. L. Bougeret, J. Caldwell, P. Canu, Y. de Conchy, N. Cornilleau-Wehrlin, M. D. Desch, J. Fainberg, K. Goetz, et M. L. Goldstein. The Unified Radio and Plasma wave investigation. *A&AS*, 92 :291–316, Janvier 1992. (Cité pages 36 et 43.)

P. A. Sturrock. Type III Solar Radio Bursts. Dans W. N. Hess, éditeur, *The Physics of Solar Flares*, page 357, 1964. (Cité page 24.)

S. Suzuki, K. V. Sheridan, et G. A. Dulk. Polarization and position measurements of Type III bursts. Dans M. R. Kundu et T. E. Gergely, éditeurs, *Radio Physics of the Sun*, volume 86 de *IAU Symposium*, pages 315–321, 1980. (Cité page 30.)

G. Thejappa, R. J. MacDowall, et M. L. Kaiser. Monte Carlo Simulation of Directivity of Interplanetary Radio Bursts. *ApJ*, 671 :894–906, Décembre 2007. (Cité pages 35, 58, 64 et 94.)

R. R. Weber. Low frequency spectra of type III solar radio bursts. *Sol. Phys.*, 59 : 377–385, Octobre 1978. (Cité pages 22 et 85.)

J. P. Wild. Observations of the Spectrum of High-Intensity Solar Radiation at Metre Wavelengths. II. Outbursts. *Australian Journal of Scientific Research A Physical Sciences*, 3 :399, Septembre 1950a. (Cité page 19.)

J. P. Wild. Observations of the Spectrum of High-Intensity Solar Radiation at Metre Wavelengths. III. Isolated Bursts. *Australian Journal of Scientific Research A Physical Sciences*, 3 :541, Décembre 1950b. (Cité page 19.)

J. P. Wild, J. D. Murray, et W. C. Rowe. Harmonics in the Spectra of Solar Radio Disturbances. *Australian Journal of Physics*, 7 :439, Septembre 1954. (Cité pages 29 et 35.)

A. J. Willes, P. A. Robinson, et D. B. Melrose. Second harmonic electromagnetic emission via Langmuir wave coalescence. *Physics of Plasmas*, 3 :149–159, Janvier 1996. (Cité page 30.)

R. Woo et S. R. Habbal. Imprint of the Sun on the Solar Wind. *ApJ*, 510 :L69–L72, Janvier 1999. (Cité page 11.)

R. Woo et S. R. Habbal. The Origin of the Solar Wind. *American Scientist*, 90 :532, Décembre 2002. (Cité page 10.)

P. Zarka, B. Cecconi, et W. S. Kurth. Jupiter's low-frequency radio spectrum from Cassini/Radio and Plasma Wave Science (RPWS) absolute flux density measurements. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 109(18) :9, Août 2004. (Cité page 146.)

V. V. Zheleznyakov et V. V. Zaitsev. The Theory of Type III Solar Radio Bursts. II. *Soviet Astronomy*, 14 :250, Octobre 1970. (Cité pages 23, 32 et 33.)