

**THESE DE DOCTORAT DE  
L'UNIVERSITE PIERRE ET MARIE CURIE**

SPÉCIALITÉ

ASTRONOMIE ET ASTROPHYSIQUE

Présentée par

**M. HESS SÉBASTIEN**

pour obtenir le grade de

**DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE**

**PROCESSUS D'ACCÉLÉRATION ET ÉMISSIONS RADIO  
DANS LE CIRCUIT IO-JUPITER**

Soutenue le 25 mars 2008

Devant le jury composé de :

Mme Rezeau	Laurence	présidente
M Louarn	Philippe	rapporteur
M Ergun	Robert	rapporteur
M Le Quéau	Dominique	examineur
M Heyvaerts	Jean	examineur
M Zarka	Philippe	directeur de thèse
M Mottez	Fabrice	directeur de thèse



## Remerciements

Pour paraphraser le grand penseur Fabrice *Fabulous* Mottez : "La thèse c'est comme un Gou-lash, il faut plein d'ingrédients pour que ce soit bon". En particulier deux bons directeurs de thèse. Philippe et Fabrice je vous remercie de m'avoir fait confiance et d'avoir été là quand il le fallait.

Il faut aussi un bon labo, j'ai eu la chance d'en avoir plusieurs : Le LESIA qui m'a nourrit et logé et en parallèle le CETP puis le LUTh. Je remercie les chercheurs et les directeurs de ces labos pour leur accueil.

Ensuite il faut de bons collègues, je ne les citerai pas tous, mais le coeur y est. Je remercie simplement Renée et Laurent pour le café et les discussions qui vont avec (scientifiques ou pas), Carine pour m'avoir rappelé que j'ai le vertige et Michel et Nicole pour m'avoir accueilli dans leur antre..euh..bureau.

Je remercie aussi "surtout particulièrement" les étudiants, thésards, post-doc, CDD et autres précaires de tous poils du pôle plasma et d'ailleurs pour les barbecues, pauses thé, pauses café, et autres pots aux quatre coins du monde, sans lesquelles cette thèse aurait vu le jour bien plus tôt (ou pas) : *FPL forever*.

Je veux aussi remercier les membres de mon jury de thèse : Laurence Rezeau qui l'a présidé, Philippe Louarn, Jean Heyvaertz et Dominique Le Quéaux qui ont réussi à trouver un espace dans leur emploi du temps (pas facile au vu du délai un peu court que je leur ai laissé) et Robert Ergun qui a fait le chemin depuis le Colorado, Thank you Bob.

I thank the LASP lab too, in particular Fran Bagenal, Licia Ray, Peter Delamere and Vincent Dole for having hosted me during a month and for the fruitfull discussions.

Je remercie mes parents, qui ont assuré l'intendance pendant ma thèse, et ma femme qui se sont occupés d'organiser la cérémonie alors que je soutenais ma thèse (et que je vadrouillais de colloques en ateliers). Silvia je t'adore.



## Résumé

Cette thèse est consacrée à l'étude des émissions radio de Jupiter dans le domaine décimétrique. Celles-ci sont liées à l'interaction d'Io, le plus proche satellite galiléen de Jupiter, avec la magnétosphère de la planète. Les processus d'accélération des électrons et d'émission de ces ondes sont déterminés et présentés dans cette thèse. Ils sont obtenus au travers de l'étude des caractéristiques des émissions et de leur modélisation numérique.

L'étude de la morphologie des émissions permet de déterminer les caractéristiques de la source d'émission : électrons en mouvement adiabatique pour les sursauts brefs et sources étendues le long d'une ligne de champ magnétique pour les émissions de plus longues durées. De plus l'énergie des électrons à l'origine de l'émission est déterminée aux environs de 3 keV. La simulation numérique de l'évolution des caractéristiques du plasma entre Io et Jupiter permet en outre de déterminer les processus d'accélération des électrons à l'origine de l'émission : ondes d'Alfvén ou chauffage, selon le type d'émissions.

La compréhension des processus à l'origine de l'émission permet d'utiliser cette dernière comme un diagnostic des paramètres du plasma à proximité des sources (énergie des électrons, profil de potentiel électrique, densité). L'évolution de l'énergie des électrons et des structures de potentiel au pied du tube de flux d'Io peut ainsi être observée sur une longue durée ( $> 1$  heure) avec une résolution de l'ordre de quelques secondes.

## Abstract

This thesis deals with the study of the jovian radio emissions in the decameter range. They are due to the interaction between Io, the nearest galilean satellite, and the jovian magnetosphere. The electron acceleration processes and the wave emissions processes are determined and presented in this thesis. They are obtained from the study of the emission characteristics and their modelisation by numerical simulations.

The study of the emission morphology permits to determine the source characteristics : electrons in adiabatic motion for the short bursts and sources along the Io flux tube for the longer emissions. Moreover the emitting electron energy is determined at about 3 keV.

The simulation of the plasma characteristic evolution between Io and Jupiter permits to determine the acceleration processes leading to the observed emissions : Alfvén waves or heating, depending on the kind of emission.

The understanding of the processes at the origin of the emission permits to use it as a diagnostic of the plasma parameters in the vicinity of the sources (electron energy, electric potential profile, density). The evolution of the electron energy and of the potential structures at the foot of the Io flux tube can thus be observed over a long duration ( $> 1$  hour) with a resolution of few seconds.



# Table des matières

0.1	Notations . . . . .	11
0.2	Types d'instabilités . . . . .	12
0.3	Abréviations . . . . .	12
<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>13</b>
<b>2</b>	<b>L'Interaction Io-Jupiter</b>	<b>19</b>
2.1	Mouvement de particules dans un champ magnétique . . . . .	19
2.2	L'Inducteur unipolaire . . . . .	21
2.3	Les Ailes d'Alfvén . . . . .	23
2.4	Et les autres satellites ? . . . . .	26
<b>3</b>	<b>Emissions Radio</b>	<b>29</b>
3.1	Généralités . . . . .	29
3.2	Les mécanismes d'émissions . . . . .	32
3.3	Le MASER-cyclotron . . . . .	34
3.3.1	Théorie . . . . .	34
3.3.2	Principales sources de l'instabilité . . . . .	37

<b>4</b>	<b>Questions ouvertes</b>	<b>41</b>
<b>5</b>	<b>Les Sursauts Longs</b>	<b>43</b>
5.1	Forme des sursauts . . . . .	43
5.2	Origine de l'énergie . . . . .	51
<b>6</b>	<b>Les Sursauts Courts</b>	<b>57</b>
6.1	Caractéristiques des sursauts . . . . .	57
6.2	Génération . . . . .	62
<b>7</b>	<b>Conséquences sur la physique aurorale de Jupiter</b>	<b>71</b>
7.1	Cavités aurorales . . . . .	71
7.2	Variations longitudinales . . . . .	72
7.3	Sauts de potentiels . . . . .	75
<b>8</b>	<b>Conclusion et perspectives</b>	<b>81</b>
<b>A</b>	<b>Méthodes de traitement des données</b>	<b>83</b>
A.1	Reconnaissance des sursauts . . . . .	83
A.2	Transformée de Radon . . . . .	85
A.3	Ajustement des segments adiabatiques . . . . .	86
<b>B</b>	<b>Codes numériques développés au cours de cette thèse</b>	<b>89</b>
B.1	SERPE/ExpRES . . . . .	89
B.2	ECLIPS/SPICE . . . . .	91
B.3	EM2D - $\delta f$ -PIC . . . . .	95



<b>C</b>	<b>Articles publiés au cours de cette thèse ou en cours de publication</b>	<b>97</b>
C.1	Io Jupiter interaction, millisecond bursts and field-aligned potentials . . . . .	97
C.2	Jovian S-bursts generation by Alfvén waves . . . . .	111
C.3	Generation of the jovian radio decametric arcs from the Io Flux Tube . . . . .	123
C.4	Modelling the Io-related DAM emission by modifying the beaming angle . . . . .	133
C.5	Electric potential jumps in the Io Flux Tube . . . . .	143
C.6	Simulation of the jovian radio decametric arcs . . . . .	157



# Notations et définitions

## 0.1 Notations

$E$	Champ électrique
$B$	Champ magnétique
$\mathbf{b}$	Vecteur champ magnétique
$R_J = 71900 \text{ km}$	Rayon équatorial de Jupiter
$R_{Io} = 1821 \text{ km}$	Rayon moyen de Io
$W$	Energie cinétique
$\mu$	Moment magnétique
$v$	Vitesse des particules
$v_T$	Vitesse thermique
$\alpha$	Angle d'attaque des particules
$\alpha_{lc}$	Ouverture de cône de perte
$\theta$	Angle d'émission
$N$	Indice de réfraction du mode R-X dans le milieu
$f, \omega$	Fréquence, pulsation de l'onde radio
$f_p, \omega_p$	Fréquence, pulsation plasma
$f_{ce}, \omega_c$	Fréquence, pulsation cyclotron électronique
$f_{max}, \omega_{max}$	Fréquence, pulsation cyclotron électronique à la "surface" de Jupiter
$f_m, \omega_m$	Fréquence, pulsation à laquelle une particule est réfléchiée par effet de miroir magnétique
$f_x, \omega_x$	Fréquence, pulsation de coupure du mode R-X
$\mathbf{k}$	Vecteur d'onde
$\lambda_{Io}$	Longitude de Io dans le référentiel de Jupiter (Système III)
$\lambda_{CML}, CML$	Longitude de l'observateur dans le référentiel de Jupiter (Système III)
$\delta\lambda$	Décalage entre la longitude de Io et la longitude équatoriale de la ligne de champ active (en radio)
$\parallel, \perp$	Indices indiquants que la grandeur se rapporte à la direction parallèle, perpendiculaire à la direction du champ magnétique

## 0.2 Types d'instabilités

Instabilité oblique	Instabilité dont l'émission est définie par : $k_{\parallel} = \frac{v}{c^2} \frac{\omega_c}{\cos \alpha}$ et $\omega = \omega_c(1 + \frac{v^2}{c^2})$
Instabilité perpendiculaire	Instabilité dont l'émission est définie par : $k_{\parallel} = 0$ et $\omega = \omega_c(1 - \frac{v^2}{c^2})$
Instabilité anneau	Instabilité dont l'émission est définie par : $k_{\parallel} = \frac{v \cos \alpha}{c^2} \omega_c$ et $\omega = \omega_c(1 + \frac{v^2}{c^2}(\cos^2 \alpha - \frac{1}{2}))$
Instabilité cône de perte	Instabilité dont l'émission est définie par : $k_{\parallel} = \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{v_T}{c^2} \frac{\omega_c}{\cos \alpha_{lc}}$ et $\omega = \omega_c(1 + \frac{v^2}{c^2})$ (pour un coeur de distribution maxwellien)

## 0.3 Abréviations

IFT	"Io Flux Tube"	Tube de flux de Io
IFP	"Io FootPrint"	Empreinte du tube de flux de Io
CMI	"Cyclotron Maser Instability"	Instabilité MASER-cyclotron
VIP4	Modèle de champ magnétique	Réalisé à partir des mesures Voyager et Pioneer et à partir de observations de la position de l'IFP
VIT4	Modèle de champ magnétique	Réalisé à partir de observations de la position de l'IFP et normalisé par les mesures Voyager
UV		Ultraviolet
IR		Infrarouge

# Chapitre 1

## Introduction

Jupiter (Fig. 1.1-a) est la plus grosse planète de notre système solaire, avec un rayon équatorial  $R_J$  de 71900 km, soit environ dix fois plus que celui de la Terre. Située à 5,2 unités astronomiques du soleil, elle est la 5ème planète du système solaire à partir du soleil. Sa taille et sa relative proximité permettent de l'observer facilement depuis le sol ou l'orbite terrestre à toutes les longueurs d'ondes. C'est d'ailleurs le 4ème astre le plus lumineux du ciel dans la gamme de longueurs d'ondes visibles et est donc connu depuis l'antiquité. Comme toutes les planètes géantes, Jupiter est presque exclusivement composée d'hydrogène ( $\sim 90\%$ ) et d'hélium sous forme gazeuse et liquide (en profondeur) voire sous forme métallique pour l'hydrogène. Elle n'a donc pas de surface définie et lorsque le mot est employé, il se réfère en général à l'altitude à laquelle l'atmosphère devient opaque (altitude qui varie avec la longueur d'onde considérée) ou bien à l'altitude à laquelle la pression est d'un bar. Jupiter a une période de rotation rapide, un jour jovien dure 9 heures 55 minutes.

De par sa taille, sa période de rotation rapide et la probable composition de son intérieur (hydrogène métallique), Jupiter génère, par effet dynamo, le champ magnétique le plus intense parmi les planètes du système solaire. Le champ magnétique maximal à sa surface est de 14 Gauss environ ( $\sim 1$  Gauss pour la Terre); il est à l'origine d'une magnétosphère très étendue. Une magnétosphère est la région de l'environnement d'une planète dominée par la pression du champ magnétique planétaire (Fig. 1.2). A sa frontière (la magnétopause) la pression magnétique égale la pression cinétique du vent solaire. Ainsi la magnétosphère est légèrement comprimée dans la direction du soleil (d'où vient le vent solaire) et très étirée dans la direction opposée (queue de la magnétosphère). La queue de la magnétosphère jovienne peut atteindre l'orbite de Saturne, 5 unités astronomiques plus loin (Grzedzielski et al., 1981). Le champ magnétique intense de Jupiter domine la dynamique de sa magnétosphère et l'action du vent solaire est négligeable dans la plus grande partie de celle-ci, ce qui constitue un cas opposé à celui de la Terre.

Le champ magnétique jovien est relativement bien connu grâce aux mesures des sondes Voyager 1 & 2 et Pioneer (jusqu'à l'ordre 3). De plus, l'observation en infrarouge (IR) des empreintes des pieds des tubes de flux (ensembles de lignes de champ magnétique et de plasma gelé dans le champ magnétique, voir chapitre 2) liés aux satellites les plus proches

(en particulier Io) a permis d'apporter une contrainte supplémentaire. Les modèles de champ magnétique les plus précis à ce jour (en particulier concernant le tube de flux d'Io (IFT : "Io Flux Tube")) sont le VIP4 (Connerney et al., 1998) et le VIT4 (Connerney, communication personnelle), ce dernier est exclusivement bâti autour des mesures IR de l'empreinte du pied de l'IFT (IFP : "Io FootPrint"). Ces deux modèles sont utilisés dans cette thèse. Tous les modèles supposent un dipôle magnétique incliné d'environ  $10^\circ$  par rapport à l'axe magnétique et dont le pôle nord se situe à une longitude (dans le système de longitude III) de  $200^\circ$  environ.

Toutes les planètes du système solaire possédant un champ magnétique (Terre, Jupiter, Saturne, Uranus, Neptune) émettent des ondes radio (Fig. 1.3). La fréquence de ces émissions est proportionnelle à l'intensité du champ magnétique planétaire, le facteur de proportionnalité indiquant que ces émissions proviennent d'électrons (voir chapitre 2.1). Afin de pouvoir engendrer des ondes radio, il est nécessaire que ces populations d'électrons aient des distributions en vitesse instables. Pour cela les électrons doivent avoir subi des phases d'accélération (Section 3.3.2). Celles-ci sont aussi à l'origine des phénomènes d'aurores polaires en permettant la précipitation de particules énergétiques dans les atmosphères planétaires. Les deux phénomènes, émissions radio et aurores polaires sont donc généralement liés. Ces émissions sont ainsi la conséquence de la dynamique de la magnétosphère.

L'observation et la modélisation des émissions radios permettent donc de mieux comprendre les mécanismes à l'oeuvre dans les magnétosphères planétaires. Ma thèse se concentre sur les émissions radio de Jupiter, et plus précisément celles dues à l'interaction entre Jupiter et son satellite Io.

A ce jour, Jupiter possède 69 satellites connus (mai 2007). Les quatre principaux (Io, Europe, Ganymède et Callisto) furent observés par Galilée en 1610, faisant d'eux les premiers objets observés ne tournant ni autour du soleil ni autour de la Terre. Leur découverte fût un rude coup porté à la théorie géocentriste (tous les corps célestes tournent autour de la Terre) et participa à l'essor de l'héliocentrisme (les planètes tournent autour du soleil et les satellites autour des planètes).

Avec un rayon moyen  $R_{Io}$  de 1821 km, Io (Fig. 1.1-b) est le plus petit des satellites "galiléens", il est aussi le plus proche de la planète. Io est situé à une distance de 5,95 rayons joviens du centre de la planète (soit environ la distance Terre-Lune). Les importantes forces de marée exercées sur lui par Jupiter sont à l'origine de son orbite parfaitement circulaire et de sa rotation synchrone (Io fait un tour sur lui même avec la même période que sa révolution autour de Jupiter). Néanmoins l'attraction exercée par les autres satellites galiléens perturbe cette orbite. Les variations des forces de marée ainsi créées chauffent l'intérieur du satellite et font de lui le corps volcanique le plus actif du système solaire. Les volcans de Io éjectent en moyenne une tonne de matière par seconde dans l'espace. Cette matière, principalement de l'oxygène et du soufre, est alors ionisée par des mécanismes de collision avec des électrons énergétiques, par des photons énergétiques et par échange de charge (voir la revue de Thomas et al. (2004)). Le plasma ainsi créé est entraîné par le champ magnétique de la planète, se répartissant le long d'un tore de plasma relativement dense ( $> 1000$  particules par  $\text{cm}^{-3}$ ) sur une orbite proche de celle de Io (Fig. 1.2). Alors que l'orbite de Io est dans le plan de l'équateur géographique de Jupiter, le tore se trouve dans le plan de l'équateur centrifuge de la planète (combinaison de l'équateur géographique et de l'équateur magnétique).

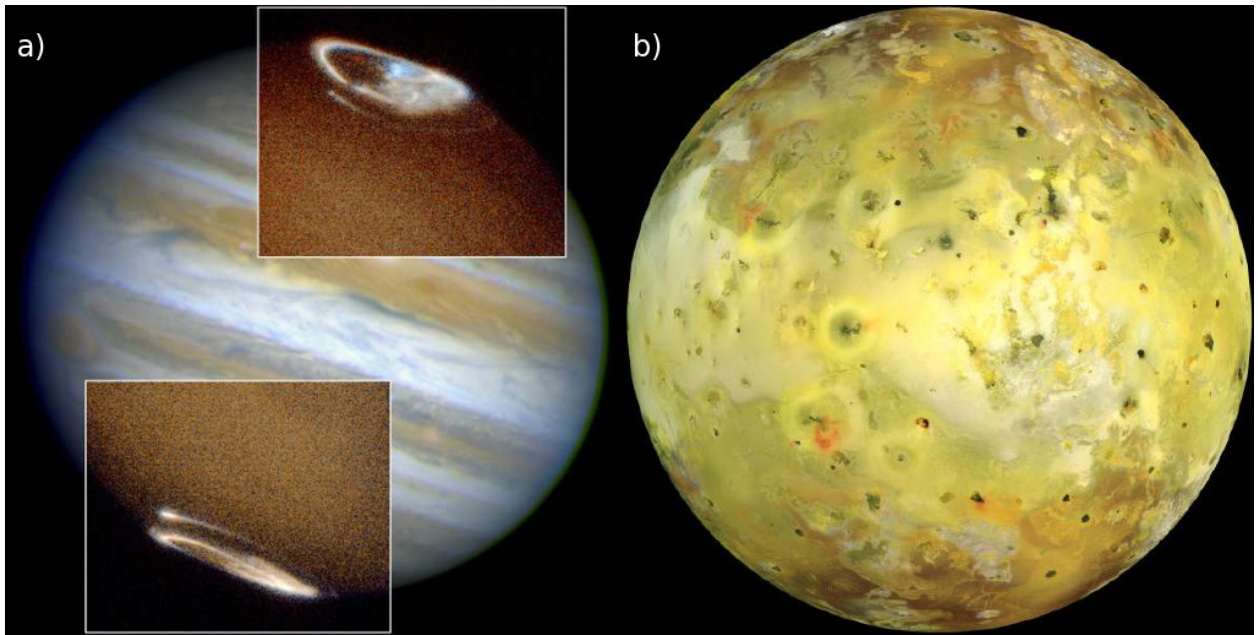


FIG. 1.1 – a) Vue de Jupiter dans le visible et dans l’ultraviolet. La plus grosse planète du système solaire est une géante gazeuse. Dans le visible on voit des bandes nuageuses, en UV (encarts) on peut observer les émissions aurorales. b) Vue de Io. La surface du satellite est couverte par du soufre éjecté par de nombreux volcans (taches noires).

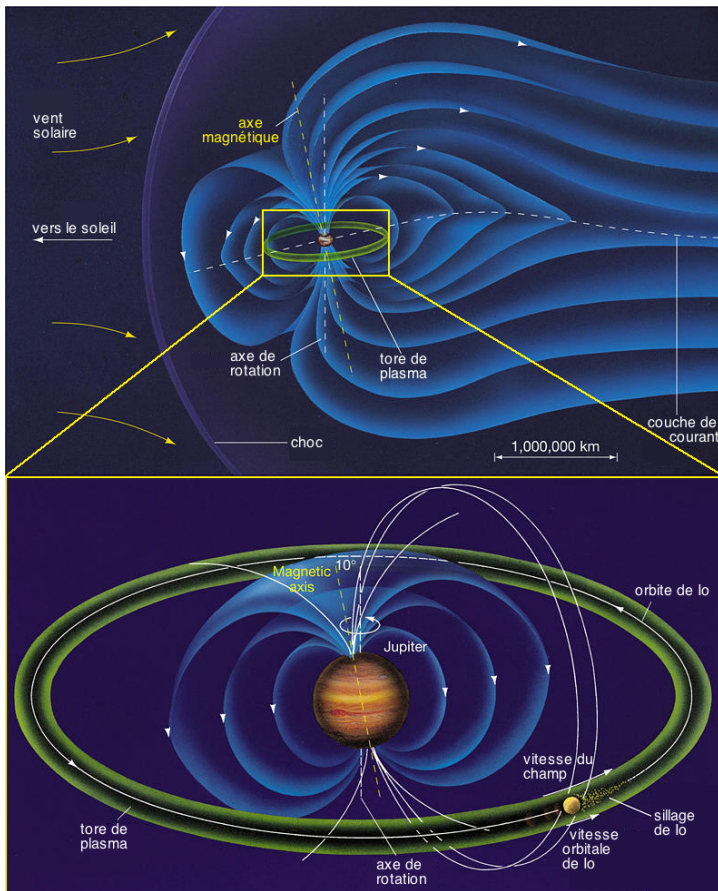


FIG. 1.2 – Schéma de la magnétosphère de Jupiter. La pression du vent solaire comprime la magnétosphère coté jour et l’étire coté nuit. Le plasma magnétosphérique, localisé principalement dans le tore de Io et dans la couche de courant, est entraîné par la rotation du champ magnétique. Le mouvement relatif de Io et du tore de plasma entraîne la création d’un sillage devant Io et d’un champ électrique important.

Les émissions radio décamétriques (1 MHz - 40 MHz) traitées dans cette thèse sont liées à l'interaction d'Io et du plasma de son tore avec le champ magnétique jovien. Les émissions décamétriques de Jupiter, observées pour la première fois par Burke and Franklin (1955), furent les premières émissions radio planétaires détectées. Bigg (1964) établit une relation entre l'observation des émissions radio joviennes et la phase de Io ( $\Phi_{Io}$  : angle entre le méridien jovien de Io et la ligne de visée), établissant un lien entre ces émissions et l'interaction de la planète et de son satellite. La prise en compte du rôle Io a permis de déduire des observations radio la période sidérale de Jupiter et d'établir un système de coordonnées jovien, le système III.

Parmi l'ensemble des émissions radio planétaires, une partie est liée à l'interaction entre une planète et l'un de ses satellites, qui se trouve alors à l'origine de l'accélération des particules. Outre Io, d'autres satellites engendrent une émission en radio et/ou une activité aurorale visible en UV : à Jupiter Europe (Higgins et al., 2006), Ganymède (Menietti et al., 1998) et Callisto (Menietti et al., 2001) et à Saturne Titan est suspecté (Menietti et al., 2007). L'interaction Io-Jupiter met en jeu le plus d'énergie (Chapitre 2) et les émissions radio (et aurorales en UV et infrarouge) les plus intenses. De plus la gamme de fréquences dans laquelle se situe l'émission radio due à Io est majoritairement au dessus de la fréquence de coupure de l'ionosphère terrestre ( $\sim 10$  MHz) et permet donc son observation depuis le sol (donc avec une forte résolution temporelle et spectrale).

Le cas de l'interaction Io-Jupiter présente l'intérêt d'être bien contraint car la localisation de la source d'énergie est connue précisément (Io) et des mesures in-situ des paramètres du plasma et de la distribution des particules ont été effectuées par la sonde Galileo dans le tore de plasma. La localisation des émissions est, elle aussi, relativement bien contrainte par l'observation en UV et IR de la position du pied de la ligne de champ magnétique passant par Io (IFP). Cela permet donc une analyse fine des processus physiques (accélérations par exemple) le long des lignes de champ reliant Io à Jupiter à l'origine des émissions radio, sans recours à un grand nombre d'hypothèses. Les similitudes entre les différentes émissions radio planétaires permettent ensuite d'extrapoler les connaissances acquises par l'étude de ce cas à des systèmes moins bien contraints (autres satellites, planètes plus éloignées voire exoplanètes).

Je m'emploie dans cette thèse à relier les modèles d'interaction Io-Jupiter (brièvement exposés dans le chapitre 2) aux émissions radio engendrées par cette interaction (décrites succinctement dans le chapitre 3 et plus en détail dans les chapitres 5 et 6). En effet, si le lien entre certaines émissions décamétriques et l'interaction Io-Jupiter est établi d'après des arguments géométriques, les mécanismes physiques du transfert de l'énergie vers les émissions radio restent à explorer.

Cela nécessite tout d'abord de s'interroger sur les différents mécanismes possibles de génération des ondes radio, afin de pouvoir interpréter les observations. Ils sont discutés dans le chapitre 3. Parmi ceux-ci la théorie de l'instabilité MASER-cyclotron (CMI : "cyclotron-maser instability"), compatible avec l'ensemble des observations, est décrite plus en détails.

Les chapitres 2 et 3 sont des chapitres d'introduction et de revue sur les connaissances concernant l'interaction Io-Jupiter et les émissions radio qui lui sont liés antérieures à cette thèse. Après ces deux chapitres, le chapitre 4 introduit les lignes directrices du travail accompli



durant ma thèse.

La théorie de l'instabilité MASER-cyclotron permet de relier les caractéristiques du plasma aux caractéristiques des émissions radio. Au moyen de simulations numériques, grâce aux codes que j'ai développés au cours de ma thèse et qui sont présentés dans l'annexe B, je relierai les processus d'accélération du plasma (et donc l'interaction Io-Jupiter) à leur effet sur les paramètres du plasma et donc, au travers de la CMI, aux caractéristiques des émissions observées. Celles-ci se divisent en deux types selon leur durée caractéristique : les sursauts radio longs (Chapitre 5) et les sursauts courts (Chapitre 6). Pour réaliser une étude approfondie des émissions observées j'ai développé des méthodes numériques présentées dans l'annexe A.

L'étude menée au cours de ma thèse a permis de retrouver à distance, et pour la première fois, des processus mis en évidence dans la zone aurorale terrestre uniquement et seulement par des mesures in-situ. L'apport de l'étude du rayonnement radio à la compréhension de la physique aurorale de Jupiter et une brève étude comparative de celle-ci avec les connaissances actuelles sur la physique aurorale terrestre sont présentés dans le chapitre 6. Les résultats obtenus au cours de cette thèse montrent en effet que, bien que les paramètres du plasma soient différents dans les zones aurorales terrestres et joviennes (en particulier à cause du champ magnétique très intense de Jupiter), il existe de nombreuses similitudes entre la zone aurorale au pied du tube de flux d'Io et la zone aurorale terrestre (émission par instabilité MASER-cyclotron, processus d'accélération par exemple), qui est explorée par des sondes spatiales depuis plus de 30 ans et est donc mieux connue que celle de Jupiter.

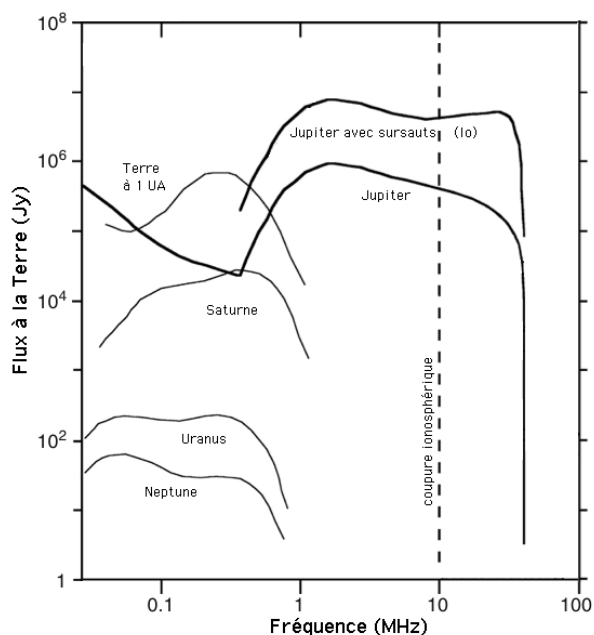


FIG. 1.3 – Flux des émissions radio planétaires vues de la Terre en fonction de la fréquence. Le flux observé dépend de la distance entre l'astre et la Terre, alors que la fréquence d'émission dépend majoritairement de l'intensité du champ magnétique planétaire. Il est à noter que seuls les émissions radio joviennes sont observables à partir du sol, car en partie à des fréquences supérieures à la fréquence de coupure de l'ionosphère terrestre (tirets). De plus les sursauts radio joviens (majoritairement dus à Io) sont bien plus intenses que l'émission aurorale de fond.



# Chapitre 2

## L'Interaction Io-Jupiter

### 2.1 Mouvement de particules dans un champ magnétique

La présence d'un champ magnétique introduit une anisotropie dans le plasma. Son comportement dans les directions parallèle et perpendiculaire diffère. Perpendiculairement au champ magnétique  $\mathbf{B}$ , la force de Lorentz ( $q\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ ) exercée par le champ sur une particule de charge  $q$  induit un mouvement circulaire de la particule autour d'une ligne de champ magnétique. Les particules tournent autour des lignes de champ avec une fréquence dite "fréquence cyclotron". La fréquence cyclotron électronique locale en fonction de l'intensité locale du champ magnétique  $B$  est donnée par :

$$f_{ce} = eB/2\pi m_e \quad (2.1)$$

$$f_{ce}(MHz) \simeq 3B(Gauss) \quad (2.2)$$

Où  $-e$  est la charge électrique de l'électron et  $m_e$  sa masse. Etant donnée la relation simple liant fréquence cyclotron et intensité du champ magnétique, cette dernière sera exprimée en terme de fréquence cyclotron électronique dans cette thèse.

On appelle centre guide le point autour duquel la particule semble tourner. Soit  $R$  sa position et  $r$  la position de la particule, on montre qu'au premier ordre de  $m/e$  les champs peuvent être évalués indifféremment en  $r$  ou en  $R$  (Northrop, 1964). L'équation du mouvement du centre guide est (Alfvén, 1950; Spitzer, 1952) :

$$\frac{d\mathbf{v}_{cg}}{dt} = -\frac{e}{m}(\mathbf{E}(R) + \mathbf{v}_{cg} \times \mathbf{B}(R)) - \frac{v_{\perp}^2}{2} \frac{\nabla \mathbf{B}(R)}{\mathbf{B}(R)} \quad (2.3)$$

Où  $v_{cg}$  est la vitesse du centre guide,  $v_{\perp}$  étant la vitesse de gyration de la particule autour du centre guide. Au premier ordre on peut écrire l'évolution de la vitesse parallèle au champ magnétique du centre guide  $v_{\parallel}$  (et de la particule elle-même puisque qu'elle tourne autour dans le plan perpendiculaire) comme :

$$\frac{dv_{\parallel}}{dt} = \frac{e}{m} E_{\parallel} - \frac{\tilde{\mu}}{m} \frac{dB}{ds} \quad (2.4)$$

Où  $\tilde{\mu} = v_{\perp}^2/(2mB)$  est appelé le premier invariant adiabatique, ou le moment magnétique de la particule. Des particules en mouvement dans un champ magnétique dont les gradients sont faibles sur une distance correspondant au rayon de gyration des particules autour des lignes de champ ( $R_L$  : "rayon de Larmor") n'échangent pas d'énergie avec le champ magnétique (hypothèse "adiabatique"). Le rayon de Larmor des électrons dans les régions d'émissions des ondes décimétriques est  $R_J = v_T/\omega_c \sim 1m$  (avec  $v_T$  la vitesse thermique des électrons), distance sur laquelle le champ magnétique est quasiment constant, ce qui implique que l'hypothèse adiabatique doit être correcte. Il existe alors deux invariants du mouvement des particules (en l'absence de champs autres que le champ magnétique) : leur énergie cinétique totale  $W \propto v^2$  et leur moment magnétique (Alfvén, 1950; Spitzer, 1952). Dans cette thèse, le champ magnétique étant exprimé par la fréquence cyclotron locale des électrons  $f_{ce}$ , nous définissons  $\mu$  comme :

$$\mu = \frac{v_{\perp}^2}{f_{ce}} \quad (2.5)$$

Nous pouvons relier les deux invariants du mouvement en exprimant l'énergie cinétique de la particule en fonction de son moment magnétique  $\mu$ .

$$v^2 = v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2 \quad (2.6)$$

$$v^2 = v_{\parallel}^2 + \mu f_{ce} \quad (2.7)$$

L'énergie cinétique  $v^2$  et le moment magnétique  $\mu$  étant constants, la formule (2.7) nous donne la variation de la vitesse parallèle  $v_{\parallel}$  de la particule (ou l'énergie cinétique  $W_{\parallel} \propto v_{\parallel}^2$ ) en fonction de la fréquence cyclotron électronique locale  $f_{ce}$  :

$$v_{\parallel}^2 = v^2 - \mu f_{ce} \quad (2.8)$$

Dans l'hypothèse adiabatique cette équation est simplement l'intégrale de l'équation 2.4. On voit que pour une certaine fréquence dite fréquence miroir ( $f_m$ ) la vitesse parallèle devient nulle :

$$f_m = \frac{v^2}{\mu} \quad (2.9)$$

Dans ce cas, d'après l'équation 2.4, la particule est réfléchiée. On parle d'effet miroir magnétique.

La relativité restreinte impose qu'il se crée un champ électrique induit  $E_{induit}$  dans un repère dans lequel le champ magnétique se déplace avec une vitesse  $\delta v$  :

$$\mathbf{E}_{induit} = \delta \mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad (2.10)$$

En présence de plasma (sensible aux champs électromagnétique) cette relation est modifiée pour devenir la loi d'Ohm généralisée :

$$\mathbf{E}_{plasma} = \delta \mathbf{v} \times \mathbf{B} + \eta \mathbf{J} + \frac{\mathbf{J} \times \mathbf{B}}{ne} - \frac{\nabla \cdot \mathbf{P}}{ne} + \frac{m_e}{ne^2} \frac{\partial \mathbf{J}}{\partial t} \quad (2.11)$$

Où  $J$  est un courant électrique,  $\eta$  la résistivité due aux collisions et  $P$  la pression. Le champ électrique ainsi généré détermine la dynamique globale de la magnétosphère. Sur Terre le

champ électrique dominant est induit par l'écoulement du vent solaire sur les bords de la magnétosphère. Dans le cas de Jupiter le champ électrique dominant est créé par la rotation rapide du champ magnétique planétaire. En retour ce champ électrique induit une dérive du plasma  $v_d$  :

$$\mathbf{v}_d = \frac{\mathbf{E}_{plasma} \times \mathbf{B}}{B^2} \quad (2.12)$$

Si on néglige les termes introduits par la présence du plasma (c.-à-d. qu'on suppose  $E_{plasma} = E_{induit}$ ) cette vitesse est égale à  $\delta v$ . Le champ électrique tend à s'annuler dans le repère du plasma en forçant le plasma à se déplacer en suivant les lignes de champ magnétique ("corotation" du plasma). Les lignes de champ magnétique et le plasma sont liés (champ "gelé" dans le plasma), on parle alors de tube de flux pour décrire l'entité constituée par des lignes de champ magnétique et du plasma. La majeure partie des phénomènes auroraux sur Jupiter est liée à des écarts à la corotation du plasma (dus aux termes supplémentaires dans l'équation 2.11). L'arc auroral principal de Jupiter, par exemple, est situé le long de lignes de champs coupant l'équateur à environ 20 rayons joviens, soit la distance à partir de laquelle le champ magnétique n'est plus assez intense pour entraîner le plasma dans sa rotation.

## 2.2 L'Inducteur unipolaire

Dans le cas de l'interaction Io-Jupiter, la source d'énergie est la différence de vitesse entre Io, orbitant selon les lois képlériennes en 42 heures 27,5 minutes, et son tore (Fig. 2.1-c) en corotation, dont la période de révolution est la période de rotation propre de la planète (9 heures 55 minutes). Cette différence de vitesse est d'environ  $v_{Io} = 52$  km/s.

Tout comme un plasma hors corotation (Eq. 2.10), un champ électrique  $E_{Io}$  est induit dans le repère de Io entre son hémisphère dirigé vers Jupiter et son opposé :

$$\mathbf{E}_{Io} = \mathbf{v}_{Io} \times \mathbf{B} \simeq 400kV/(2R_{Io}) \quad (2.13)$$

Une partie des gaz émis par les volcans de Io, ionisés par collision, échange de charge ou photoionisation, est retenue par le champ gravitationnel de Io. Ce champ étant faible, Io possède une ionosphère très ténue, qui est néanmoins conductrice. Le champ électrique induit  $E_{Io}$  génère donc un courant traversant l'ionosphère de Io, ce qui se traduit par l'existence d'aurores visibles en UV (Fig. 2.1-a). Ce courant se propage ensuite le long des lignes de champ magnétique (la conductivité parallèlement au champ magnétique étant bien plus grande que dans le plan perpendiculaire) et se referme ensuite dans l'ionosphère jovienne. Les courants traversant l'ionosphère de Jupiter y génèrent des aurores visibles en ultraviolet (UV) et en IR (Fig. 2.1-b).

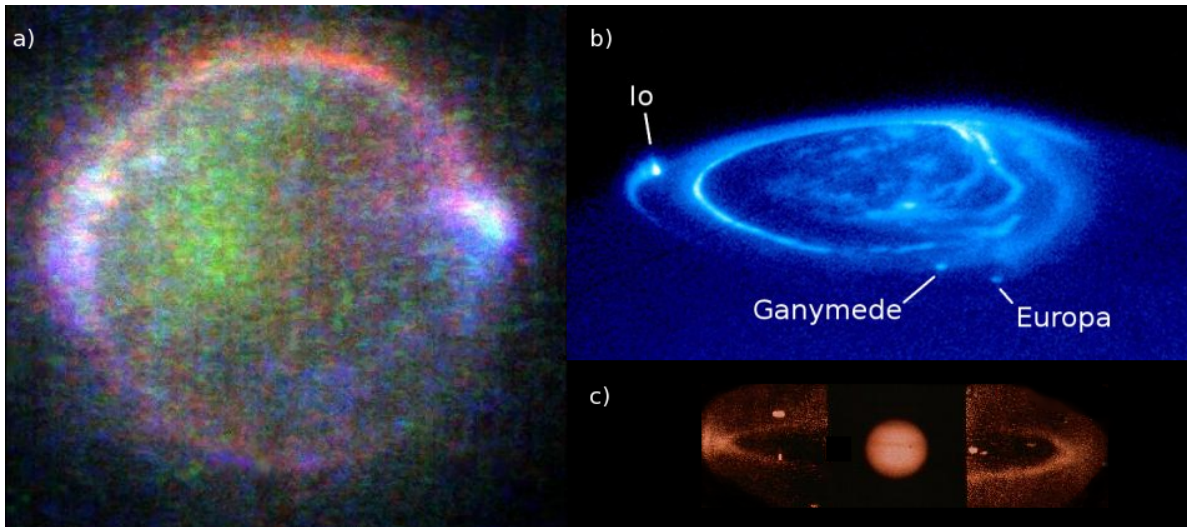


FIG. 2.1 – a) Vue de Io en UV montrant l'émission aurorale engendrée par le passage d'un courant électrique dans l'ionosphère ionienne. b) Vue du pôle magnétique nord de Jupiter en UV. Autour de l'arc auroral principal on observe trois "spots", éventuellement suivis de traînées, correspondant aux pieds des tubes de flux de Io, Europe et Ganymède. c) Vue du tore de Io dans la raie du soufre (673 nm).

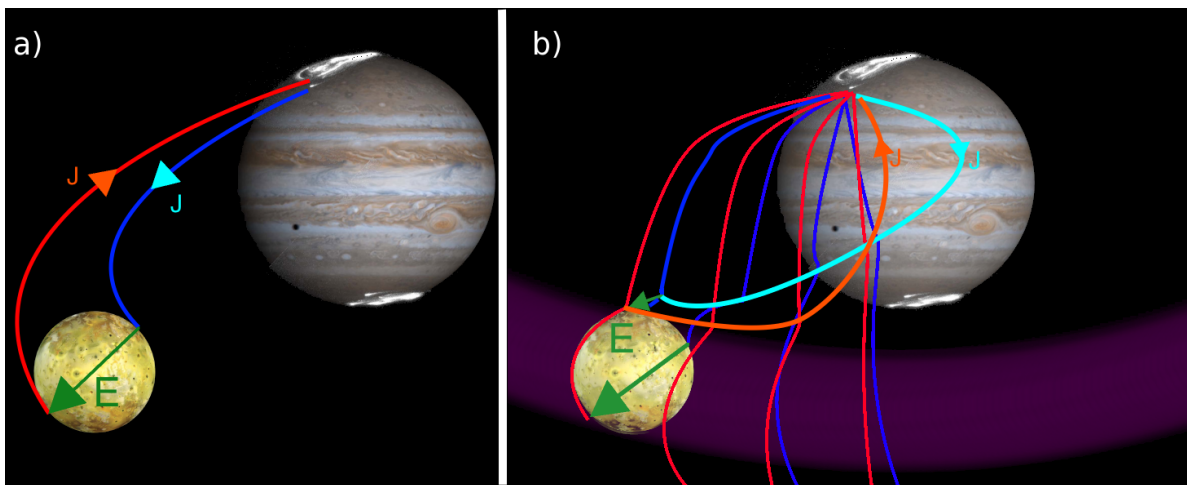


FIG. 2.2 – a) Système de courants dans le **modèle d'inducteur unipolaire**. Le mouvement de Io par rapport au champ magnétique crée un champ électrique radial  $E_{Io}$ . Le courant  $J$  suit les lignes de champ magnétique. Le courant montant (bleu ciel) suit les lignes de champ magnétique intérieures (bleu foncé). Le courant descendant (orange) suit les lignes de champ magnétique extérieures (rouge). Le circuit de referme dans l'ionosphère jovienne, provoquant des aurores aux pieds des lignes de champs (visibles au nord et au sud sur ce photo-montage). b) Dans le **modèle d'Alfvén**, les lignes de champ magnétique (intérieures en bleu foncé et extérieures en rouge) sont gelées dans le tore de plasma (violet) et perturbées (déformées) par le passage de Io. Le courant  $J$  engendré par le champ électrique radial  $E$  se propage à la même vitesse que la perturbation des lignes de champ magnétique. Le courant est montant sur les lignes de champ intérieures (bleu ciel) et descendant sur les lignes extérieures (orange).

En tenant compte de la conductance (conductivité de Pedersen intégrée) de l'ionosphère de Io,  $\Sigma_P^{Io}$ , et la conductance du reste du circuit électrique,  $\Sigma_F$  (conductance le long des lignes de champ magnétique et conductance de Pedersen dans l'ionosphère jovienne), on trouve pour chaque hémisphère un courant  $J_{Io}$  (Saur, 2004) :

$$J_{Io} = 2\Sigma_P^{Io} E_{Io} R_{Io} \frac{\Sigma_F (g_F + 1)}{\Sigma_P^{Io} + \Sigma_F (g_F + 1)} \quad (2.14)$$

où  $g_F$  est un facteur géométrique. Cette équation est en fait une expression de la loi d'Ohm : *Intensité = Tension/Résistance*. Dans le cas de l'interaction Io-Jupiter  $\Sigma_P^{Io} \gg \Sigma_F$  (Kivelson et al., 1996; Gurnett et al., 1996). L'équation précédente se résume donc à :

$$J_{Io} = 2\Sigma_F E_{Io} R_{Io} (g_F + 1) \quad (2.15)$$

Io, Jupiter et sa magnétosphère forment un circuit électrique ; décrire l'interaction Io-Jupiter revient donc à étudier ce circuit.

Le premier modèle de l'interaction Io-Jupiter est le modèle unipolaire proposé par Goldreich and Lynden-Bell (1969).

Dans ce modèle la conductivité le long des lignes de champ magnétique est supposée infinie, c'est à dire très grande devant la conductance de Pedersen dans l'ionosphère jovienne  $\Sigma_P^{Jupiter}$ .

C'est donc la résistance électrique de l'ionosphère jovienne ( $\Sigma_P^{Jupiter}^{-1}$ ) qui limite le courant  $J_{Io}$ , on a donc  $\Sigma_F = \Sigma_P^{Jupiter}$ . Dans ce cas on détermine le facteur géométrique  $g_F \sim 2$  (Saur, 2004). L'intensité du courant  $J_{uni}$  le long des lignes de champ magnétique est donnée par l'équation :

$$J_{uni} \simeq 6E_{Io} \Sigma_P^{Jupiter} R_{Io} \quad (2.16)$$

Où  $\Sigma_P^{Jupiter}$  est la conductivité de Pedersen de l'ionosphère jovienne.

Ce modèle, proposé avant la découverte de la présence d'un tore de plasma autour de l'orbite de Io ne prend pas en compte la propagation du courant au travers de celui-ci. C'est pourquoi un nouveau modèle dû être proposé.

## 2.3 Les Ailes d'Alfvén

Le modèle précédent suppose que la conductivité parallèlement aux lignes de champ magnétique est infinie. Or, la présence d'un tore de plasma sur une orbite proche de celle de Io impose que la conductivité soit limitée à proximité du satellite. Afin de déterminer cette conductivité, il est nécessaire d'étudier en détail l'interaction de Io avec le tore de plasma. En se déplaçant dans le tore, Io déplace du plasma, et avec lui les lignes de champ magnétique gelées. Cette déformation des lignes de champ magnétique est une superposition d'ondes d'Alfvén. Ces ondes peuvent être représentées comme étant l'oscillation d'un tube de flux, elles portent un courant déterminé par la conductivité associée à l'onde d'Alfvén  $\Sigma_A$ .

$$\Sigma_A = (\mu_0 v_A)^{-1} \quad (2.17)$$

Où  $v_A$  est la vitesse des ondes d'Alfvén. Pour un milieu de densité  $\rho$ , cette vitesse est donnée par :

$$v_A = B/\sqrt{\mu_0\rho} \quad (2.18)$$

Cette conductivité étant bien plus faible que la conductivité de Pedersen de l'ionosphère jovienne  $\Sigma_P^{Jupiter}$ , on peut exprimer la conductivité du circuit  $\Sigma_F$  par la conductivité d'Alfvén  $\Sigma_A$  dans l'équation du courant (Eq. 2.14) (avec un facteur géométrique  $g_F = 1$ ). On obtient l'expression du courant dans ce modèle ( $J_{Alfvén}$ ) par l'équation (Neubauer, 1980; Goertz, 1983; Saur, 2004) :

$$J_{Alfvén} \simeq 4E_{Io}\Sigma_A R_{Io} \sim 1MA \quad (2.19)$$

De plus, la présence du tore de plasma relativement dense autour de l'orbite de Io impose une vitesse de propagation limitée au courant généré par l'interaction Io-Jupiter, voisine de celle des ondes d'Alfvén  $v_A$  dans le milieu. La vitesse finie de propagation des ondes d'Alfvén dans le tore, couplée à la vitesse de celui-ci par rapport à Io entraîne la formation d'"ailes d'Alfvén" : Dans le repère de Io, l'onde semble se déplacer de manière oblique par rapport aux lignes de champ magnétique (Neubauer, 1980).

En conséquence, la présence de ces ailes d'Alfvén décale la ligne de champ magnétique active à proximité de Jupiter de plusieurs degrés par rapport à la ligne de champ magnétique passant par Io. Cet angle est appelé "lead angle" (angle d'attaque) ou "lag" (décalage) selon qu'il traduit une avance ou un retard de la ligne de champ active.

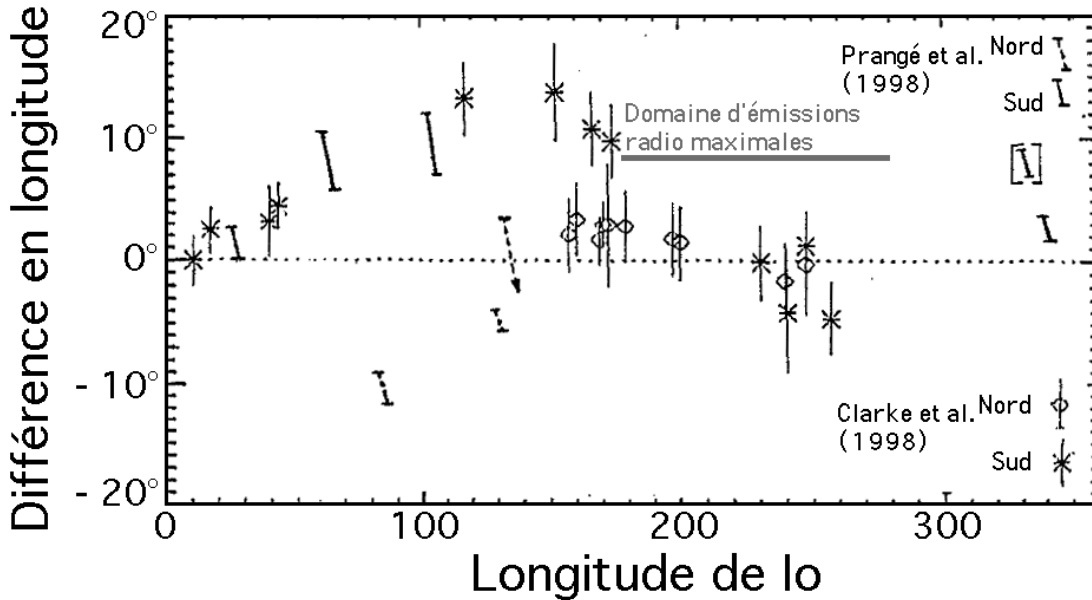


FIG. 2.3 – Mesures du décalage en longitude entre la position de l'IFP prédite par le modèle de champ magnétique VIP4 et celle observée en UV par Prangé et al. (1998); Clarke et al. (1998). Le décalage est présenté en fonction de la longitude de Io  $\lambda_{Io}$ . Dans la gamme de longitude de Io pour lesquelles on observe la plupart des émissions radio décimétriques ( $\lambda_{Io} \sim 180^\circ - 250^\circ$ ) ce décalage est faible.



Il est possible d'estimer cet angle par des observations UV, en comparant la position de l'IFP où sont observées les émissions aurorales avec la position de l'IFP prédite par un modèle de champ magnétique. La figure 2.3 montre les mesures du décalage en longitude entre la position de l'IFP prédite par le modèle de champ magnétique VIP4 et celle observée en UV par Prangé et al. (1998); Clarke et al. (1998).

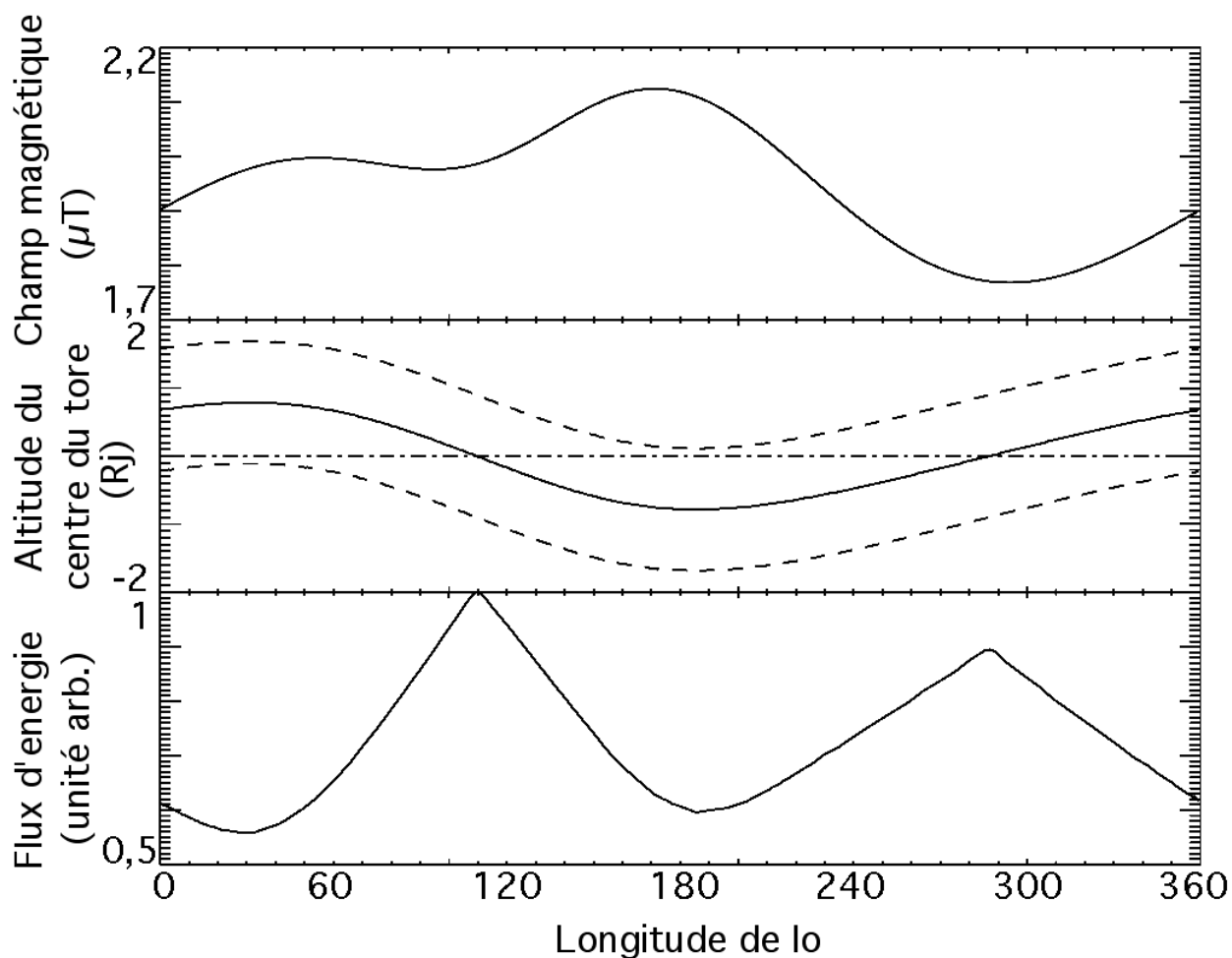


FIG. 2.4 – a) Intensité du champ magnétique à Io  $B_{Io}$  d'après le modèle de champ magnétique VIT4 en fonction de la longitude de Io. b) Altitude du centre du tore de plasma (équateur centrifuge) par rapport à Io d'après le modèle VIT4. Les tirets indiquent la position du bord du tore de plasma (= 1 échelle de hauteur =  $0.9 R_J$ ). c) Flux d'énergie  $\phi_w$  injecté dans l'IFT, calculé en utilisant l'équation 2.22 et les données précédentes.

Contrairement au modèle unipolaire, pour lequel l'intensité du courant (Eq 2.16) ne varie pas (ou peu) en fonction de la longitude de Io, le modèle "ailes d'Alfvén", pour lequel le courant dépend de la vitesse d'Alfvén dans le tore, prédit des variations du flux d'énergie injectée dans le tube de flux d'Io. Ce flux est donné par (Neubauer, 1980; Goertz, 1983) :

$$\Phi_W \sim J_{\text{Alfvén}} E_{I_o} R_{I_o} \quad (2.20)$$

$$\sim E_{I_o}^2 R_{I_o}^2 \Sigma_A \quad (2.21)$$

$$\sim V_{I_o}^2 R_{I_o}^2 B_{I_o} \sqrt{\frac{\rho_{I_o}}{\mu_0}} \quad (2.22)$$

$$\sim 10^{11} W \quad (2.23)$$

où  $B_{I_o}$  et  $\rho_{I_o}$  sont respectivement l'intensité du champ magnétique et la densité du plasma à Io. En utilisant un modèle de champ magnétique (ici le modèle VIT4 qui décrit le mieux la géométrie des lignes de champ magnétique passant par Io) et un modèle simple de tore (tore dont l'échelle de hauteur en densité est de  $0.9 R_J$ ) on peut estimer la variation du flux d'énergie injecté dans l'IFT  $\Phi_W$  en fonction de la longitude de Io (Fig. 2.4).

Cette expression  $\Phi_W$  est une approximation au premier ordre. Des gradients de densité et donc de vitesse d'Alfvén  $v_A$  (Eq. 2.18) engendrent des réflexions des ondes d'Alfvén sur les bords du tore d'Io et sur l'ionosphère. De plus les effets non-linéaires interviennent dans la propagation des ondes d'Alfvén (Jacobsen et al., 2007) et peuvent engendrer leur filamentation sur les bords du tore. Cette filamentation génère une forte interaction entre ondes d'Alfvén et plasma, ce qui se manifeste par des processus d'accélération et de chauffage des particules (Chust et al., 2005). Tous ces effets sont à prendre en compte pour obtenir une expression précise du flux  $\Phi_W$ .

## 2.4 Et les autres satellites ?

Le moteur de l'interaction Io-Jupiter est le mouvement relatif du satellite par rapport aux lignes de champ magnétique. Or il existe de nombreux satellites orbitant à l'intérieur des magnétosphères planétaires. A Jupiter, on peut observer les empreintes des pieds des tubes de flux d'Europe et de Ganymède en UV et IR (Fig. 2.1) :

⌊ L'interaction Europe-Jupiter est qualitativement similaire à l'interaction Io-Jupiter, Europe se déplaçant dans une couche de plasma constituée principalement d'ion oxygène.

⌊ L'interaction Ganymède-Jupiter est très différente, Ganymède possédant un champ magnétique interne propre. Son interaction avec le champ magnétique jovien ressemble plus à l'interaction du champ magnétique de la Terre avec le vent solaire, il met en jeu la reconnexion des lignes de champ magnétique issues des champs de Ganymède et Jupiter.

⌊ Pour Callisto et les autres satellites orbitant dans les magnétosphères des planètes magnétisées,

on suppose que l'interaction est similaire à l'interaction Io-Jupiter. Il est important de remarquer que les paramètres de l'interaction sont variables d'un satellite à l'autre (densité, degré d'ionisation et composition du plasma magnétosphérique; champ magnétique propre du satellite; conductivité de l'ionosphère de satellite par exemple).

Le tableau 2.1 montre la puissance  $\phi_W$  de l'interaction calculée (Eq. 2.22) à partir de valeurs estimées de la conductance  $\Sigma$ . Les valeurs de  $\Sigma$  pour les satellites joviens sont tirées de Neubauer (1980), pour les satellites saturniens de Saur and Strobel (2005) et dans le cas de Titan calculée à partir des mesures de Snowden et al. (2007) et Neubauer et al. (2006). Lorsque plusieurs valeurs de la conductance sont indiquées, la seconde est la conductance d'Alfvén  $\Sigma_A$  tandis que la première est la conductance de Pedersen de l'ionosphère du satellite  $\Sigma_P^{sat}$  d'après Saur and Strobel (2005). Si cette dernière est plus faible que la conductance d'Alfvén, elle détermine majoritairement l'intensité de l'interaction ( $\Sigma \sim \Sigma_P^{sat}$ ). Dans tous les cas la puissance mise en jeu dans l'interaction  $\Phi_W$  indiquée est calculée à partir de la conductance d'Alfvén, c'est donc une puissance maximale.

Le tableau 2.1 indique aussi les puissances dissipées en radio  $P_{radio}$  et en UV  $P_{UV}$  lorsque celles-ci sont connues (d'après Zarka (2007)).

Satellite	L( $R_P$ )	$B_S$ (G)	$V_S$ (km/s)	$R_S$ (km)	$\Sigma$ (S)	$\Phi_W$ (W)	$P_{radio}$ (W)	$P_{UV}$ (W)
<b>de Jupiter</b>								
Io	5.9	0.02	57	1821	2.2	$\sim 10^{11}$	$10^9 - 10^{10}$	$10^{10} - 10^{11}$
Europe	9.4	0.005	104	1560	0.74	$\sim 10^{10}$	?	$10^9 - 10^{10}$
Ganymède <sup>a</sup>	15	0.001	177	2640 ( $\times 2-3$ ) <sup>a</sup>	1.2	$\sim 10^{10}$	$\sim 10^9$	$10^9 - 10^{10}$
Callisto	26.3	0.0003	322	2420	1.2	$10^8 - 10^9$	$< 10^8$	ND
<b>de Saturne</b>								
Encelade	3.9	0.0036	25.5	500	$\sim 0 - 3.4$	$< 10^9$	ND	ND
Tethys	4.9	0.002	33.6	1060	$\sim 0.3 - 5$	$\sim 10^9$	ND	ND
Dioné	6.3	0.0008	40	1120	2-7.4	$\sim 10^8$	ND	ND
Rhée	8.7	0.0003	56.6	1530	$\sim 7.6$	$\sim 10^8$	ND	ND
Titan	20,3	$\sim 5$ nT	120	2575	$\sim 6$	$\sim 10^7$	?	ND

TAB. 2.1 – Puissance de  $\phi_W$  l'interaction satellite-planète pour différents satellites de Jupiter et Saturne calculée en supposant une interaction de type ailes d'Alfvén (Eq. 2.22). Sont indiqués dans ce tableau le rayon de l'orbite du satellite (en rayons planétaires), le champ magnétique moyen sur cette orbite (en Gauss), la vitesse du satellite par rapport au plasma environnant (en km/s), le rayon du satellite (en km) et la conductance (en Siemens). Les puissances dissipées en radio  $P_{radio}$  et UV  $P_{UV}$  sont indiquées (ND : non détecté; ? : détection marginale ou non confirmée, pas d'estimation de la puissance).

<sup>a</sup> Ganymède interagit via sa propre magnétosphère. Cependant la puissance de l'interaction est du même ordre de grandeur que pour une interaction par ailes d'Alfvén (moyennant la prise en compte de la taille de la magnétosphère du satellite).



# Chapitre 3

## Emissions Radio

### 3.1 Généralités

Les émissions radio des planètes magnétisées sont majoritairement observées à des fréquences correspondant aux fréquences cyclotron des électrons  $f_{ce}$  dans leurs régions aurorales. Les émissions décamétriques contrôlées par Io sont observées entre  $\sim 1$  MHz et  $\sim 40$  MHz, ce qui correspond aux valeurs de la fréquence cyclotron électronique entre la "surface" jovienne et le bord du tore de plasma de Io.

Ceci indique que la source de l'émission est composée d'électrons énergétiques qui perdent leur énergie au profit d'ondes radio au travers de leur mouvement autour des lignes de champ magnétique. Le mécanisme par lequel l'énergie des électrons est transférée aux ondes radio est décrit dans les sections suivantes.

Le mouvement de gyration des électrons étant à l'origine des émissions radio, les ondes observées sont polarisées circulairement, le sens de polarisation (dans le repère du champ magnétique) varie selon les planètes et le type d'émissions observé. Pour Jupiter, ces émissions radio issues des régions aurorales ont quasi-exclusivement une polarisation circulaire droite (le champ électrique de l'onde "tourne" dans le même sens que les électrons), pour les autres planètes, dont la Terre, les deux polarisations sont généralement observées. Ces ondes à la fréquence locale des électrons et polarisées circulairement (polarisation droite ou gauche) correspondent à une certaine catégorie de modes propres du plasma (Pour chaque mode, la première lettre est le nom du mode en propagation parallèle et la seconde son nom en propagation perpendiculaire) :

- Le mode L-O ("Left - Ordinary") : mode ayant une polarisation circulaire gauche (le champ électrique de l'onde "tourne" dans le sens inverse des électrons). La courbe de dispersion de ce mode (Fig. 3.1, tirets) indique une fréquence de coupure basse à une fréquence proche de la fréquence propre du plasma. A haute fréquence, ce mode tend vers une onde de lumière

( $\omega_{LO} = ck$  lorsque  $\omega_{LO} \gg \omega_p$ ); l'onde peut donc se propager dans le vide (et donc être vue à distance de la planète).

\_ Le mode R-X ("Right - eXtraordinary") : mode ayant une polarisation circulaire droite. La courbe de dispersion de ce mode (Fig. 3.1, courbe continue) indique une fréquence de coupure basse à une fréquence proche de la fréquence cyclotron électronique. A haute fréquence, ce mode tend vers une onde de lumière ( $\omega_{RX} = ck$  lorsque  $\omega_{RX} \gg \omega_c$ ), ce qui indique que l'onde peut se propager dans le vide (et donc être vue à distance de la planète).

\_ Le mode R-Z : mode ayant une polarisation droite. Ce mode possède une fréquence de coupure basse à une fréquence proche de la fréquence propre du plasma et une fréquence de résonance haute à une fréquence proche de la fréquence cyclotron électronique (Fig. 3.1, pointillés). Ce mode ne peut donc pas se propager hors du plasma (pas d'asymptote vers une onde de lumière à haute fréquence, Stupp (2000)).

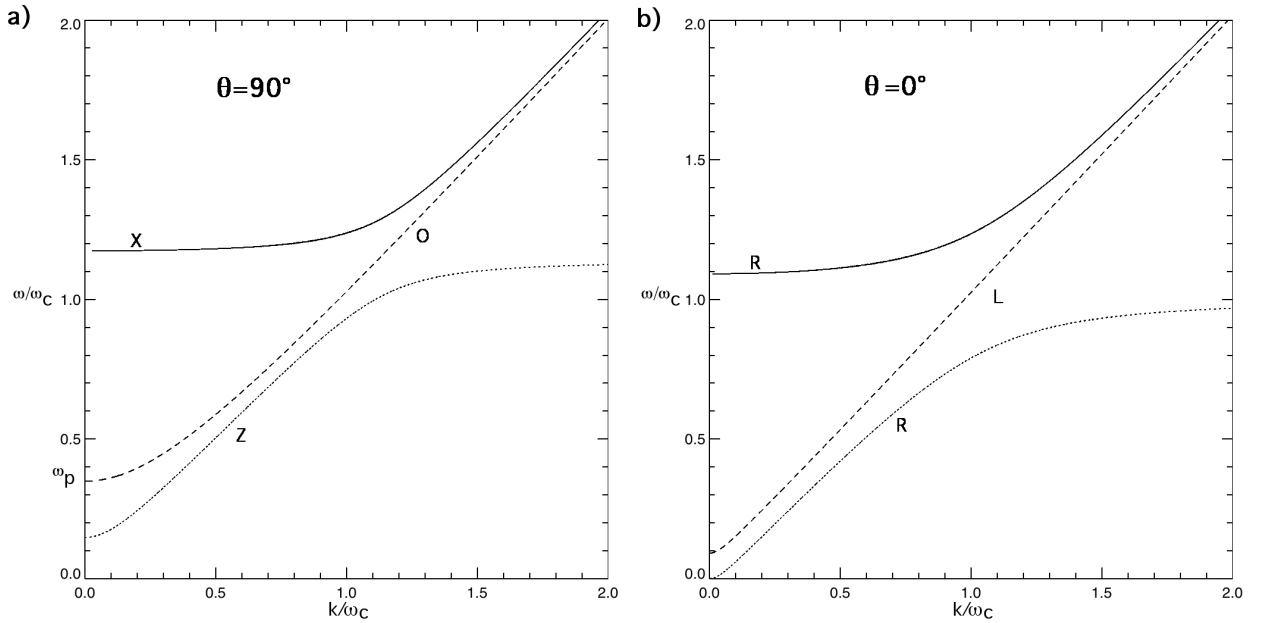


FIG. 3.1 – a) Dispersion en propagation perpendiculaire ( $\theta = 90^\circ$ ) des modes (R-)X, (L-)O, (R-)Z. b) Dispersion en propagation parallèle ( $\theta = 0^\circ$ ) des modes R(-X), L(-O), R(-Z).

Les émissions décimétriques dues à l'interaction Io-Jupiter sont observées à distance, avec une polarisation droite dans le repère du champ magnétique, sur le mode R-X. Une polarisation droite dans le repère du champ magnétique indique que, hors de la magnétosphère de Jupiter, on observe une polarisation droite pour les sources de l'hémisphère magnétique nord et une polarisation gauche pour les sources de l'hémisphère magnétique sud.

Ces émissions furent observées pour la première fois par Burke and Franklin (1955), puis Bigg (1964) établit une relation entre l'observation des émissions radio joviennes et la phase

de Io ( $\Phi_{Io}$  : angle entre le méridien jovien de Io et la ligne de visée), établissant un lien entre ces émissions et l'interaction de la planète et de son satellite. Une étude précise montre que la probabilité d'observation de l'émission radio décimétrique dépend non seulement de la phase de Io, mais aussi de la longitude de l'observateur dans le système III (CML : "central meridian longitude") (Carr et al., 1983). Dans l'espace ( $\Phi_{Io}, CML$ ), la probabilité d'observation est forte dans quatre régions, appelées Io-A, Io-B, Io-C et Io-D (Figure 3.2). Les régions Io-A et Io-C d'une part, ainsi que les régions Io-B et Io-D d'autre part, correspondent à des couples ( $\Phi_{Io}, CML$ ) très proches. Les quatre régions d'émissions correspondent approximativement à la même gamme de longitudes de Io. La longitude de Io ( $\lambda_{Io}$ ) est reliée au couple ( $\Phi_{Io}, CML$ ) par :

$$\lambda_{Io} = 180^\circ - \Phi_{Io} + CML \quad (3.1)$$

Les quatre zones d'émissions sont expliquées par une émission de sources situées dans les hémisphères nord et sud, à la surface d'un "cône d'émission" d'une ouverture de  $\sim 70^\circ$  environ (les ondes radio sont émises à  $70^\circ$  de la ligne de champ magnétique active). Un observateur ne voyant les émissions que lorsqu'il se trouve dans la direction d'émission (sa direction correspond à un bord du cône d'émission), elles ne sont visibles que lorsque la ligne de champ active se trouve au limbe (Lecacheux et al. (1998); Queinnec and Zarka (1998), Fig. 3.2).

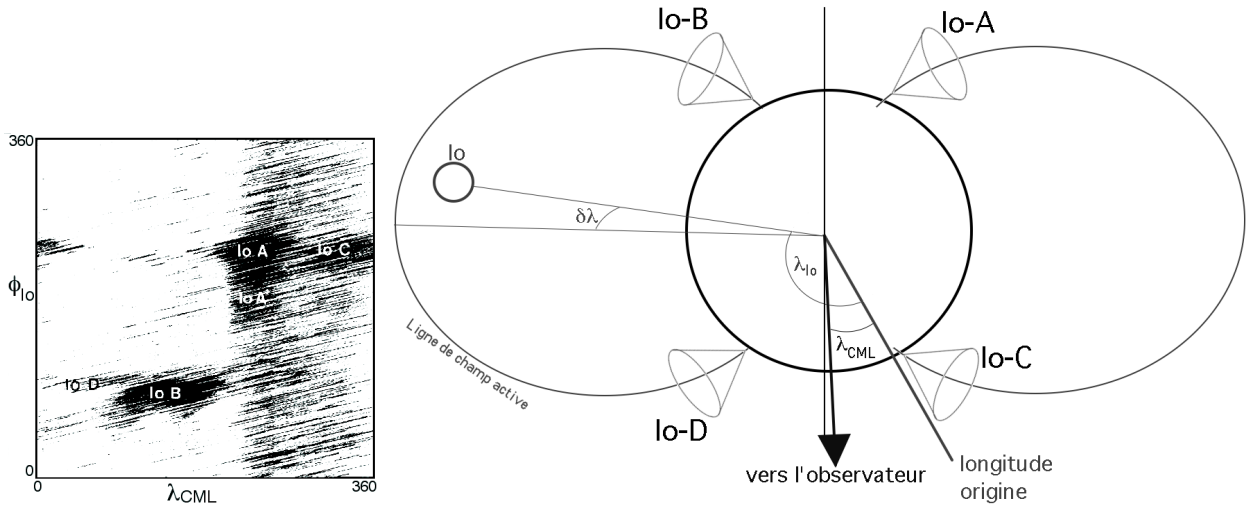


FIG. 3.2 – Probabilité d'occurrence des émissions décimétriques joviennes en fonction de la phase de Io  $\Phi_{Io}$  et de la longitude de l'observateur  $\lambda_{CML}$ . On observe quatre régions d'émission principale : Io-A et Io-C pour une phase de Io de  $\sim 270^\circ$  et Io-B et Io-D pour une phase de  $\sim 90^\circ$ . Ces quatre régions correspondent à quatre géométries différentes des émissions. La ligne de champ active en radio (décalée en longitude d'un angle  $\delta\lambda$  par rapport à Io, cf section 2.3) peut se trouver aux limbes est ou ouest, Et les sources dans les hémisphères nord ou sud.

Dans le détail, les émissions radio décimétriques de Jupiter peuvent avoir des caractéristiques variées. On trouvera une description fine de ces émissions dans les chapitres 5 et 6. On ne donne ici que les caractéristiques générales des principaux types d'émissions. Ces types sont

principalement définis par leur échelle de temps caractéristique : Les sursauts longs (L) durent et évoluent à l'échelle de l'heure, les sursauts courts (S : "short") à l'échelle de la centième de seconde. Ces deux types d'émissions sont souvent visibles en même temps et peuvent être imbriqués.

L'outil principal pour l'étude de ces émissions est le spectre dynamique : on représente l'intensité du rayonnement en fonction du temps et de la fréquence. Le spectre dynamique des sursauts L (Fig. 3.3-a) montre des émissions en forme d'arcs (on parle parfois d'arcs radio joviens) (Chapitre 5). Le spectre dynamique des sursauts S (Fig. 3.3-b) montre des séries de structures dérivant dans le plan temps fréquence à l'échelle de la dizaine de millisecondes (Ces sursauts sont aussi nommés sursauts milliseconde) (Chapitre 6).

On observe aussi des émissions continues (ou constituées de sursauts très brefs se répétant à l'échelle de la milliseconde) dans des bandes de fréquence étroites ( $< 1$  MHz). On parle alors de sursauts à bande étroite (N : "narrow").

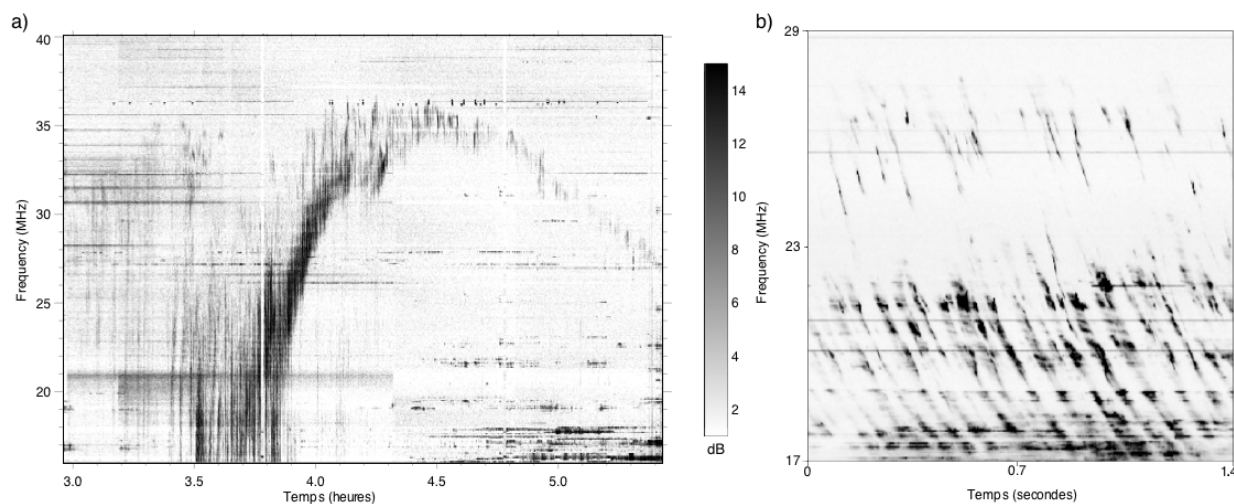


FIG. 3.3 – a) Spectre dynamique montrant un sursaut long caractéristique (Io-B). La forme des arcs dépend du domaine d'émission. b) Spectre dynamique montrant une série de sursauts courts. Ces sursauts se répètent quasi-périodiquement et présentent une dérive négative dans le plan temps-fréquence.

## 3.2 Les mécanismes d'émissions

Les émissions radio décamétriques de Jupiter, comme la plupart des émissions radio aurales (kilométriques pour la Terre, Saturne, Uranus et Neptune), sont produites en relation avec le mouvement de gyration des électrons autour des lignes de champ magnétique. Plusieurs mécanismes sont invoqués pour expliquer ces émissions (Zarka, 1998). Ils peuvent être répartis en trois groupes :



**Rayonnement de freinage d'électrons extrêmement énergétiques.** Ce modèle proposé par B.P. Ryabov (Ryabov, 1994) pour la génération des sursauts courts (S) implique des électrons dont l'énergie est de l'ordre du MeV. Leur mouvement gyrotrope implique une accélération centrale continue des électrons et donc l'émission d'un rayonnement de freinage. Ce modèle reproduit certaines caractéristiques des sursauts S (la dérive en fréquence en particulier). Cependant le modèle ne décrit pas le processus d'accélération à l'origine de faisceaux d'électrons dont l'énergie est le MeV.

**Génération directe par des paquets d'électrons** ("phase bunching"). Ce modèle repose sur l'hypothèse de la présence de paquets d'électrons ayant la même phase dans leur mouvement de gyration autour des lignes de champ magnétique. Le champ électromagnétique de ce paquet d'électrons tournant à la fréquence cyclotron est une onde dont les caractéristiques sont en accord avec celles des ondes observées (fréquence, polarisation). Historiquement, ce fût le premier modèle proposé pour expliquer les émissions correspondant aux sursauts S (Ellis, 1965). Un modèle de "feedback" fût proposé par Willes (Willes, 2002), suivant une théorie de Melrose (Melrose, 1986) expliquant certaines émissions terrestres. Dans ce modèle les émissions créées par un paquet d'électron génèrent un nouveau paquet d'électrons qui émet à son tour. Ce modèle pourrait permettre d'expliquer les sursauts courts (S) et à bande étroite (N) ainsi que leur interaction dans certains régimes de paramètres du plasma.

**L'instabilité MASER-cyclotron** (CMI : "cyclotron-maser instability"). Cette instabilité correspond à la résonance d'électrons le bruit de fond électromagnétique. L'onde et ces électrons peuvent alors échanger de l'énergie (Wu and Lee, 1979; Wu, 1985; Treumann, 2006). Sous certaines conditions (voir la section suivante) l'onde est amplifiée. Ses caractéristiques sont en accord avec celles des ondes observées. Ce modèle ne nécessite pas d'agyrotropie du plasma perpendiculairement aux lignes de champ magnétique (comme le phase bunching), ni d'électrons d'énergie supérieure à quelques keV (comme le rayonnement de freinage). Les distributions d'électrons instables relativement au MASER-cyclotron (voir section suivante) sont courantes dans les magnétosphères et peuvent être engendrées par plusieurs phénomènes d'accélération. Cette instabilité est supposée être à l'origine de la plupart des émissions aurorales planétaires (Treumann, 2006).

L'instabilité MASER-cyclotron et le phase bunching semblent tous deux à même d'expliquer les émissions observées. La seule observable pouvant discriminer ces deux mécanismes est la cohérence des ondes émises. En effet le phase bunching (pour lequel les électrons émetteurs ont tous la même phase) émet une onde cohérente, tandis que le CMI amplifie le bruit de fond (non cohérent). L'observation des formes d'ondes des sursauts S par Carr and Reyes (1999), a montré l'existence de micro-sursauts à l'intérieur des sursauts courts. Ces micro-sursauts se caractérisent par une fréquence et une phase constante pendant 10 microsecondes environ. Cette observation a été interprétée comme une signature d'un mécanisme produisant des ondes cohérentes, comme le phase bunching, incompatible avec un amplificateur de bruit comme CMI. Néanmoins le bruit de fond sur les observations (d'une amplitude non négligeable) n'avait pas été pris en compte dans cette étude.

En prenant en compte la présence de ce bruit de fond et en utilisant les outils statistiques de la théorie du signal, Ryabov et al. (2007) ont montré que la conservation de la phase pen-

nant les micro-sursauts est un phénomène purement statistique, ne correspondant à aucun phénomène physique. De plus l'étude statistique des variations d'amplitude dans ce même article a montré que les ondes observées sont compatibles avec un amplificateur de bruit à bande étroite (CMI), mais pas avec un générateur de signal cohérent ("phase bunching"). Dans la suite de cette thèse on supposera donc que le mécanisme d'émission est l'instabilité MASER-cyclotron, celle-ci étant cohérente avec toutes les caractéristiques observées de l'onde.

### 3.3 Le MASER-cyclotron

Une description complète de la théorie de l'instabilité MASER-cyclotron (CMI) est présentée par Wu and Lee (1979) et Wu (1985). La base de cette instabilité est la résonance entre le mouvement de gyration des électrons dans le champ magnétique ambiant et une onde polarisée circulairement (polarisation droite) dont la fréquence est proche de la fréquence cyclotron des électrons (mode R-X). L'équation de dispersion du mode R-X est présentée dans la section *Réfraction*. Les sections *Résonance* et *Amplification* présentent l'interaction onde-particule à la résonance et ses implications en termes d'émission.

#### 3.3.1 Théorie

##### Résonance

L'émission CMI est produite par des électrons qui, dans leur repère propre, ont un mouvement de gyration cyclotron à une fréquence égale à celle de l'onde. La condition de résonance est donc l'égalité entre la fréquence cyclotron électronique et la fréquence de l'onde, à la correction de l'effet Doppler relativiste près :

$$\omega = \omega_c / \Gamma - k_{\parallel} v_{\parallel} \quad (3.2)$$

où  $\omega$  est la partie réelle de la pulsation de l'onde résonnante,  $k$  le vecteur d'onde,  $\omega_c = 2\pi f_{ce}$  la pulsation cyclotron électronique,  $v$  la vitesse des particules résonnantes et  $\Gamma$  le facteur relativiste de Lorentz. L'indice  $\parallel$  se rapporte à la direction du champ magnétique. Dans l'approximation faiblement relativiste ( $\Gamma^{-1} \simeq 1 - (v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2)/2c^2$ ), la condition de résonance entre l'onde et les particules dans le plan des vitesses ( $v_{\parallel}, v_{\perp}$ ) est un cercle de centre  $v_0$  et de rayon  $R$  donnés par :

$$v_0 = \frac{k_{\parallel} c^2}{\omega_c} = cN \frac{\omega}{\omega_c} \frac{\mathbf{k} \cdot \mathbf{b}}{k} \quad (3.3)$$

$$R = \sqrt{v_0^2 - 2c \left( \frac{\omega}{\omega_c} - 1 \right)}. \quad (3.4)$$

où  $\mathbf{b}$  est le vecteur champ magnétique unitaire et  $N = \frac{k}{\omega}$  l'indice de réfraction du mode dans le milieu. Cet indice dépend du rapport entre la pulsation cyclotron et la pulsation plasma  $\omega_p \propto \sqrt{\rho}$  (où  $\rho$  est la densité du plasma). Dans la majeure partie de la région d'émission des sursauts joviens  $\frac{\omega_p}{\omega_c} \ll 1$ , ce qui implique un indice de réfraction  $N \sim 1$  (cf. section suivante). On suppose ici que  $N = 1$  et  $\frac{\omega}{\omega_c} \simeq 1$ . Dans ce cas, l'équation 3.3 peut être réécrite :

$$v_0 \simeq c \frac{\mathbf{k} \cdot \mathbf{b}}{k} = c \cos \theta \quad (3.5)$$

où  $\theta$  est l'angle d'émission relativement à la direction du champ magnétique (c-à-d l'angle d'ouverture du cône d'émission). Ainsi, connaissant la distribution des électrons, on peut calculer le cercle de résonance et en déduire l'angle d'émission des ondes.

## Réfraction

La condition de résonance de l'onde avec les électrons, prenant en compte le décalage de fréquence par effet Doppler, fait intervenir la vitesse de l'onde dans le milieu (Eq. 3.2). L'indice de réfraction à l'intérieur de la source intervient donc dans le calcul de l'émission par instabilité MASER-cyclotron (Eq. 3.3). Cet indice de réfraction  $N$  d'un milieu défini par la pulsation cyclotron électronique  $\omega_c$  et la pulsation plasma  $\omega_p$  est donné par l'équation d'Appleton-Hartree en fonction de l'angle d'émission  $\theta$ .

$$N(\theta)^2 = 1 - \frac{2\nu_p}{2 - \chi \sin^2 \theta - \sqrt{(\chi \sin^2 \theta)^2 + 4\nu_c \cos^2 \theta}} \quad (3.6)$$

avec  $\nu_p = \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$ ,  $\nu_c = \frac{\omega_c^2}{\omega^2}$ ,  $\chi = \frac{\nu_c}{1-\nu_p}$ . Pour une valeur de la pulsation  $\omega = \omega_x$ , l'indice de réfraction devient nul. La pulsation  $\omega_x$  est la pulsation de coupure :

$$\omega_x = \omega_c \left(1 + \frac{\omega_p^2}{\omega_c^2}\right) \quad (3.7)$$

Dans le cas  $\omega < \omega_x$ , le mode d'émission est le mode Z, à des fréquences supérieures, c'est le mode R-X (Fig. 3.1). Le mode Z ne peut pas se propager dans le vide et ne peut donc pas être vu depuis l'espace. Pour que l'émission générée sur le mode Z soit perçue dans le vide, une conversion du mode Z en mode R-X est nécessaire. Cependant son efficacité est faible ( $< 10\%$ ).

L'équation de dispersion du mode R-X donnée ici (Eq. 3.6), et la pulsation de coupure correspondante (Eq. 3.7), ne sont valides que dans le cas d'un plasma "froid" (on fait l'approximation d'une température nulle). Ceci est vrai dans la quasi totalité des zones aurorales planétaires grâce à la présence d'une population dominante de plasma ionosphérique dont la température ( $< 1$  eV en général) est négligeable devant l'énergie caractéristique des populations émettant le rayonnement radio ( $> 1$  keV).

Cependant l'existence de cavités aurorales (dépeuplées en plasma froid) rend possible localement l'existence de plasma pour lesquels la relation de dispersion (Eq. 3.6) n'est plus valide

et dont la pulsation de coupure est plus faible que celle donnée par l'équation (3.7) (Pritchett, 1984). Malheureusement il n'existe pas de solution analytique générale de la relation de dispersion du plasma chaud. Le cas des cavités aurorales, dominant sur Terre ne sera pas traité ici. En effet dans les régions aurorales terrestres, hors des cavités, le rapport  $\omega_p/\omega_c$  est important, et donc  $\omega_x$  est sensiblement plus grand que  $\omega_c$ , empêchant des émissions à des fréquences proches de la fréquence cyclotron des électrons. Dans le cas de Jupiter on a  $\frac{\omega_p}{\omega_c} \ll 1$  dans toute la région d'émission, ce qui permet l'émission sur le mode R-X, même lorsque l'approximation plasma froid est valide.

Si l'on considère un cercle de résonance de centre  $v_0$  (Eq. 3.3), l'effet d'une variation de l'indice de réfraction est une variation de l'angle d'émission des ondes  $\theta$  ( $\cos \theta = \frac{\mathbf{k} \cdot \mathbf{b}}{k}$ ). L'équation (Eq. 3.5) doit, pour tenir compte de la réfraction dans la source, être modifiée en :

$$c \cos \theta = c \frac{\mathbf{k} \cdot \mathbf{b}}{k} = \frac{k_{\parallel} c^2}{\omega_c} \frac{\omega}{\omega} \frac{\omega}{kc} = \frac{v_0}{N(\theta)} \frac{\omega_c}{\omega} \quad (3.8)$$

ou encore :

$$v_0 = cN(\theta) \cos \theta \sqrt{\nu_c} \quad (3.9)$$

## Amplification

La CMI est un mécanisme d'amplification des ondes. Son taux d'amplification (taux de croissance de l'onde)  $\gamma$  pour un cercle de résonance donné de rayon vecteur  $\mathbf{R}(\Theta)$ , avec  $\Theta$  compté à partir de l'axe de la vitesse parallèle, est obtenu par intégration le long du cercle de résonance du gradient de la fonction de distribution relativement à la vitesse perpendiculaire  $\nabla_{v_{\perp}} f(\mathbf{v}_0, \mathbf{R}(\Theta))$  (Wu, 1985). La solution de l'équation de dispersion dans l'approximation plasma froid et pour  $|\omega| > |\gamma|$  est :

$$\gamma = \frac{\omega_p^2 c^2}{8\omega_c} \int_0^{2\pi} v_{\perp}^2(\Theta) \nabla_{v_{\perp}} f(\mathbf{v}_0, \mathbf{R}(\Theta)) d\Theta \quad \text{with } \omega > \omega_c \quad (3.10)$$

Cette solution est juste seulement pour des pulsations supérieures à la pulsation de coupure  $\omega_x$ . Dans le cas contraire il est nécessaire d'utiliser l'équation de dispersion du plasma chaud, qui ne possède pas de solution analytique générale (Pritchett, 1984).

Les taux de croissance positifs (amplification) nécessitent un gradient positif  $\nabla_{v_{\perp}} f(\mathbf{v}_0, \mathbf{R}(\Theta))$  dont la contribution à l'intégrale (Eq. 3.10) est dominante. Cette condition détermine quelles distributions d'électrons sont instables, ainsi que le cercle de résonance correspondant à l'onde la plus amplifiée.

Dans la section suivante, les distributions les plus typiques pour l'amplification des ondes sont décrites, ainsi que leurs caractéristiques principales et les phénomènes à leur origine. De plus les caractéristiques du mode le plus amplifié par chaque distribution est mentionné.

### 3.3.2 Principales sources de l'instabilité

Je présente ici les principales distributions d'électrons instables relativement à l'instabilité MASER-cyclotron observées dans les régions aurorales terrestres. Par extension, et en considérant la généralité des mécanismes qui en sont à l'origine, nous pouvons supposer que ces mêmes distributions existent dans les zones aurorales de Jupiter. Je montre en particulier les caractéristiques des modes les plus amplifiés (en particulier leur angle d'émission, qui est l'observable la plus discriminante.)

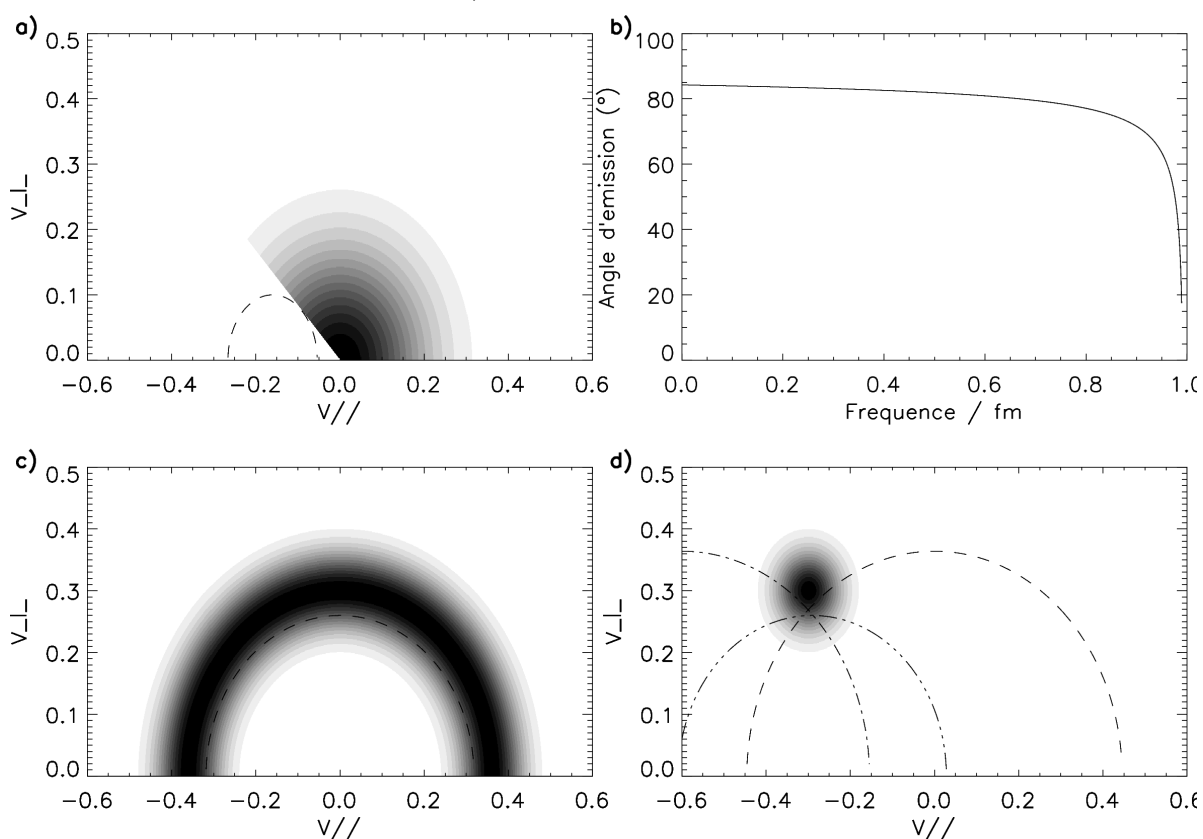


FIG. 3.4 – Modèles de distributions instables : a) Distribution en cône de perte. Les particules dont l'angle d'attaque est compris dans un certain intervalle sont perdues par collision dans l'ionosphère. Les cercles de résonance de la CMI sont tangents au bord du cône de perte (tirets). b) Exemple d'évolution de l'angle d'émission en fonction de la fréquence dans le cas d'une distribution en cône de perte. La vitesse des particules résonnantes est ici de  $v=0,1 c$ . c) Distribution en coquille, le cercle de résonance correspondant est tangent au bord interne de la coquille (tirets). d) Distribution en anneau. Les cercles de résonances sont ceux : du cône de perte (trois points - tirets) ; de la distribution en coquille (tirets) ; et les cercles dont le centre est compris entre ceux des deux cas précédents, en particulier  $v_0 = v_{\parallel}$  (point-tiret).

## Cône de perte

Avant de décrire la distribution cône de perte, il est nécessaire d'introduire la notion d'angle d'attaque  $\alpha$  d'une particule de vitesse  $v$  (les indices  $\parallel$  et  $\perp$  se rapportent aux lignes de champ magnétique) :

$$\tan \alpha = v_{\parallel}/v_{\perp} \quad ; \quad \cos \alpha = v_{\parallel}/v \quad ; \quad \sin \alpha = v_{\perp}/v \quad (3.11)$$

Dans le cas d'un mouvement adiabatique des électrons (décrit dans la section 2.1), l'angle d'attaque est lié aux constantes du mouvement  $\mu$  et  $W \propto v^2$  :

$$\sin \alpha = \sqrt{\frac{\mu f_{ce}}{v^2}} = \sqrt{\frac{f_{ce}}{f_m}} \quad (3.12)$$

Une distribution cône de perte correspond à une distribution dont un intervalle d'angles d'attaque est dépeuplé (Fig. 3.4-a). Ce type de distribution est très courant dans les magnétosphères ; il résulte de l'effet de miroir magnétique (cf section 2.1). Les particules dont la fréquence miroir  $f_m$  est supérieure à la fréquence cyclotron à la limite de l'ionosphère de la planète  $f_{max}$  sont perdues par collisions avec les particules de l'ionosphère, alors que celles pour lesquelles  $f_m < f_{max}$  sont réfléchies avant l'ionosphère. La condition ( $f_m = f_{max}$ ) correspond simplement à une valeur de l'angle d'attaque  $\alpha = \alpha_{lc}$  (l'énergie cinétique n'intervient pas). Cette combinaison de l'effet de miroir magnétique et de la perte de particules par collisions dans l'ionosphère engendre une distribution en cône de perte.

Dans le cas d'une distribution en cône de perte, les modes instables relativement au CMI sont les modes dont les cercles de résonance respectifs sont tangents au bord du cône de perte, là où l'on trouve les gradients positifs de la fonction de distribution. Par un simple raisonnement géométrique on peut déterminer, pour tout cône de perte dont l'ouverture est  $\alpha_{lc}$ , la position du centre du cercle de résonance de chaque mode en fonction de la vitesse  $v$  des particules résonnantes et en déduire le vecteur d'onde parallèle  $k_{\parallel}$  de l'onde :

$$v_0 = v / \cos \alpha_{lc} \quad (3.13)$$

$$k_{\parallel} = \frac{v}{c^2} \frac{\omega_c}{\cos \alpha_{lc}} = \frac{\omega_c v^2}{v_{\parallel} c^2} \quad (3.14)$$

La condition de résonance (Eq. 3.2) dans l'approximation faiblement relativiste permet d'écrire la pulsation de chaque mode en fonction de la vitesse  $v$  des particules résonnantes :

$$\omega = \omega_c \left(1 - \frac{v^2}{2c^2}\right) + k_{\parallel} v_{\parallel} = \omega_c \left(1 + \frac{v^2}{2c^2}\right) \quad (3.15)$$

Dans l'approximation d'une source dont l'indice de réfraction est celui du vide (Eq. 3.5), l'angle d'émission  $\theta$  en fonction de la fréquence cyclotron locale  $f_{ce}$  est donné par :

$$\cos \theta = \frac{v}{c} \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{f_{ce}}{f_{max}}}} \quad (3.16)$$

L'allure caractéristique de la variation de l'angle d'émission en fonction de la fréquence est montrée sur la figure 3.4-b. Sa caractéristique principale est la chute de l'angle d'émission

lorsque  $f_{ce}$  tend vers  $f_{max}$  : c'est à dire lorsque la source de l'émission se situe près de la "surface" de la planète.

Toutes les caractéristiques d'une onde émise par l'instabilité d'une distribution cône de perte relativement à la CMI peuvent donc être déduites (en tout point du tube de flux d'Io - "IFT") de la vitesse des particules résonnantes. D'un point de vue expérimental, cette vitesse peut être déduite du taux de croissance des ondes (Eq. 3.10), en effet l'onde observée est l'onde la plus amplifiée. Le cercle de résonance étant tangent au cône de perte l'intégrale de l'équation 3.10 se résume en première approximation à :

$$\gamma = \frac{\omega_p^2 c^2}{8\omega_c} \sin^2 \alpha_{lc} v^2 \nabla_{v_\perp} f(v, \alpha_{lc}) \quad (3.17)$$

où  $v$  est la vitesse des particules résonnantes (situées au point de tangence) et  $f(v, \alpha)$  la densité dans l'espace des phases des particules de vitesse  $v$  et d'angle d'attaque  $\alpha$ . En faisant l'approximation  $\nabla_{v_\perp} f(v, \alpha_{lc}) \propto f(v, \alpha_{lc})$ , la vitesse  $v_{max}$  des particules résonnant avec le mode le plus instable est celle qui maximise  $v^2 f(v, \alpha_{lc})$ . Dans le cas d'une distribution maxwellienne amputée d'un cône de perte on trouve  $v_{max} = \sqrt{3/2} v_T$ , où  $v_T$  est la vitesse thermique.

### Coquille (Shell) ou Fer à cheval (Horseshoe)

Le long de L'IFT, les particules peuvent être accélérées à une certaine altitude et former un faisceau de vitesse parallèle  $v_f$ . Lorsque ce faisceau se propage, les particules qui le composent suivent (au moins en première approximation) la loi adiabatique (Eq. 2.8). Lorsque le champ magnétique augmente, l'angle d'attaque de ces particules évolue, et le faisceau de particules forme dans l'espace des vitesses une coquille de particules dont le module est  $v_f$  (Fig. 3.4-c). Lorsque les particules de la coquille sont réfléchies par effet de miroir magnétique, une partie peut être perdue dans l'ionosphère par collision entraînant la création d'un cône de perte. La coquille est alors incomplète (coupée par le cône de perte). On appelle ce type de distribution une distribution "fer à cheval".

Les cercles de résonance correspondant à l'instabilité MASER-cyclotron d'une distribution en coquille sont tangents au bord interne de la coquille et sont donc centrés sur la vitesse nulle ( $v_0 = 0$ ). Cela entraîne une émission purement perpendiculaire aux lignes de champ magnétique (Eq. 3.5) à une fréquence  $f$  :

$$f = f_c \left(1 - \frac{v^2}{2c^2}\right) < f_x \quad (3.18)$$

Cette fréquence est inférieure à la fréquence de coupure  $f_x = \frac{\omega_x}{2\pi}$  (Eq. 3.7) ; l'onde ne peut donc pas se propager en dehors du plasma (l'émission se fait sur le mode Z et non pas sur le mode R-X). Cette difficulté peut être contournée si l'on suppose la présence de cavités dans lesquelles l'approximation plasma froid n'est plus valable, ce qui entraîne une diminution de la valeur de la fréquence de coupure  $f_x$  (Pritchett, 1984). De plus une conversion du mode Z vers un mode R-X (dont l'efficacité est estimée autour de 10%) peut permettre à une émission dont la fréquence est inférieure à la fréquence de coupure de se propager hors du plasma.

Dans les zones aurorales terrestres, le fort rapport  $\omega_p/\omega_c$  implique que les émissions sur le mode R-X ne peuvent se produire que dans des cavités aurorales (quelque soit la distribution des électrons). Les émissions sont donc produites perpendiculairement au champ magnétique puis converties en émission oblique par rapport au champ sur les bords des cavités.

Dans le cas d'une distribution fer à cheval, les cercles de résonance sont à la fois ceux de la distribution en coquille et du cône de perte.

## Anneau

Si les particules sont accélérées près de l'ionosphère, la dispersion en angle d'attaque due au mouvement adiabatique ne couvre qu'un intervalle limité d'angles d'attaque. Dans ce cas, lorsque les particules sont réfléchies et que le cône de perte se crée, la distribution obtenue est un anneau dans l'espace des vitesses (les particules ont toutes la même énergie et le même angle d'attaque, mais ont des phases aléatoires) (Fig. 3.4-d). Ce type de distribution est courante dans les zones aurorales et instable relativement à de nombreux cercles de résonance. En plus des cercles de résonance déjà évoqués, on peut trouver un cercle de résonance instable pour toute valeur de son centre  $v_0$  comprise entre 0 et  $v/\cos\alpha$  ( $v$  et  $\alpha$  étant la vitesse et l'angle d'attaque des particules résonnantes). En particulier, le taux de croissance d'une distribution en anneau est maximum pour :

$$v_0 = v_{\parallel} = v \cos \alpha \quad (3.19)$$

$$\omega = \omega_c \left(1 + \frac{v^2}{c^2} (\cos^2 \alpha - \frac{1}{2})\right) \quad (3.20)$$

Cette instabilité sera nommée ci-après instabilité anneau.



# Chapitre 4

## Questions ouvertes

La compréhension de l'interaction Io-Jupiter et celle des émissions radio qui lui sont associées, telles qu'elles sont présentées dans les chapitres précédents, sont encore très incomplètes. Si l'origine de l'énergie des particules émettrices est connue (interaction Io-lignes de champ magnétique) les processus et le lieu de leur accélération nous sont encore inconnus. De même, si la CMI est tenue pour responsable des émissions radio, les paramètres de l'émission (forme de la distribution instable, mode Z ou R-X, présence ou non de cavités aurorales...) nous sont eux aussi inconnus. D'un point de vue plus général, seules les régions aurorales de la Terre ont été explorées, ce qui conduit à interpréter les observations des phénomènes auroraux d'autres planètes d'après nos connaissances tirées du seul exemple terrestre. Cependant les paramètres du plasma (densité, magnétisation, composition) sont très différents selon les corps étudiés (en particulier si l'on compare Jupiter, très magnétisée, à la Terre, qui l'est beaucoup moins). La compréhension des effets de l'interaction Io-Jupiter sur l'activité aurorale de Jupiter nécessite donc une étude approfondie des caractéristiques du plasma et des processus à l'oeuvre aux hautes latitudes joviennes.

L'étude des émissions radio décamétriques joviennes peut nous éclairer sur tous ces points. Plusieurs interrogations et voies d'étude concernant l'interaction Io-Jupiter à partir d'observations à distance (en radio ou en UV) sont proposées dans l'article de revue Zarka (1998). Parmi celles-ci on trouve :

**La morphologie des arcs radio (sursauts L) joviens.** Elle est supposée être due à la géométrie de l'observation et du champ magnétique dans la source via des effets de visibilité des sources (l'observateur doit se trouver dans la direction d'émission pour voir les sources radio). L'effet de la visibilité dans la morphologie des émissions radio en arc n'a pour l'instant pas été quantifiée : Peut elle expliquer à elle seule la morphologie des arcs ?

Si oui, on voit d'après l'étude de la CMI (Chapitre 3) que la direction d'émission (l'ouverture du cône d'émission) dépend des paramètres du plasma à la source (et notamment le type de distribution, l'énergie des électrons, la densité du plasma). L'étude de la morphologie des arcs peut-elle contraindre ces paramètres le long des lignes de champ magnétique actives en radio ?

**La morphologie des sursauts millisecondes (S).** La dérive de la fréquence d'émission des sursauts est supposée être due au mouvement des électrons émetteurs le long des lignes de champ magnétique (Ellis, 1965). A ce jour une seule étude (Zarka et al., 1996) a apporté une confirmation de cette hypothèse à partir d'une étude statistique de cette dérive. Cette hypothèse peut elle être confirmée d'une manière plus directe ? Peut-on déterminer la vitesse des particules émettrices le long de lignes de champ magnétique ?

Serait-il alors possible d'utiliser la mesure du taux de dérive des sursauts S pour sonder les régions aurorales de Jupiter au pied du tube de flux d'Io et en comprendre les caractéristiques ?

De plus les sursauts S se présentent sous une forme discrète (alors que l'interaction Io-Jupiter est continue) et se répètent de manière quasi-périodique. Quel processus d'émission ou d'accélération des particules est à l'origine de ce phénomène ?

Ces interrogations définissent les axes d'étude de ma thèse. Les questions concernant la morphologie des sursauts long est traitée dans le chapitre 5. L'étude de la morphologie des sursauts courts, présentée dans le chapitre 6, a permis de sonder la région aurorale de Jupiter proche du pied du tube de Flux d'Io. Cela a permis d'observer l'évolution des paramètres du plasma et de certains processus d'accélération dans cette région. Ceux-ci sont présentés dans le chapitre 7.

# Chapitre 5

## Les Sursauts Longs

### 5.1 Forme des sursauts

Les sursauts longs (L) se présentent sous la forme d'émissions durant jusqu'à plusieurs heures dérivant lentement en fréquence. Leurs spectres dynamiques (Fig. 5.1) montrent des émissions formant des arcs dans le plan temps-fréquence (on parle parfois d'arcs radio joviens). La forme des arcs varie fortement selon le domaine du plan phase de Io ( $\Phi_{Io}$ ) - longitude de l'observateur ( $CML$ ) dans lequel se déroule l'observation (cf. section 3.1), mais garde la même forme caractéristique à l'intérieur d'un même domaine. Ces émissions sont comprises comme étant dues à de l'émission radio par CMI sur l'intégralité d'une ligne de champ magnétique donnée (à toutes les altitudes donc à toutes les fréquences). La forme en arc de leur spectre dynamique est alors due à la visibilité des sources : l'émission se fait sur la surface d'un cône d'émission (le diagramme de rayonnement est la surface d'un cône), on ne voit donc une source que lorsque l'observateur se situe dans le prolongement du cône d'émission. Ainsi même si l'ensemble de la ligne rayonne, on n'en voit qu'une partie (sur un intervalle de fréquences limité).

#### Observations

L'ouverture du cône d'émission  $\theta$  (l'angle d'émission) est un des principaux paramètres (avec la phase de Io  $\phi_{Io}$ , la longitude de l'observateur  $\lambda_{CML}$ , le décalage entre la ligne de champ magnétique active et la ligne instantannée de Io  $\delta\lambda$ ) intervenant dans la modélisation des arcs radio joviens. En essayant de modéliser les arcs à partir des paramètres précédemment mentionnés, Lecacheux et al. (1998) ont montré que  $\theta$  et  $\delta\lambda$  ne peuvent pas être tous les deux constants sur la durée de l'émission d'un sursaut L. En particulier, si l'on suppose  $\delta\lambda$  constant l'angle d'émission  $\theta$  doit décroître aux plus hautes et plus basses fréquences.

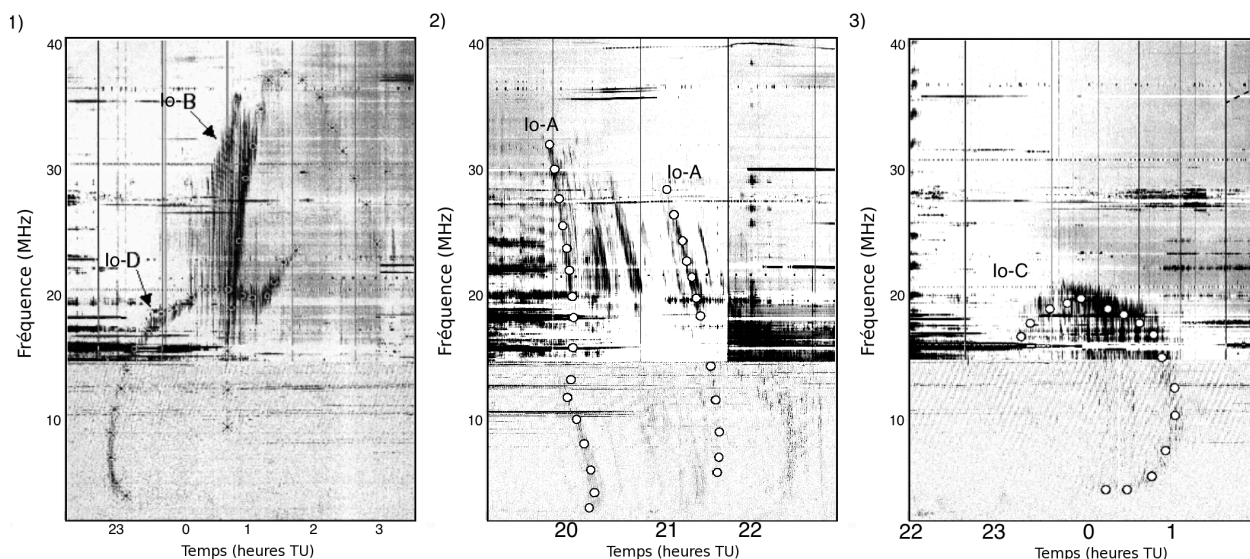


FIG. 5.1 – 1) Spectre dynamique de sursauts L (arcs) Io-B et Io-D enregistrés par la sonde WIND (basses fréquences) et le réseau décimétrique de Nançay (hautes fréquences) le 9 mai 1995. 2) Spectre dynamique de sursauts L Io-A enregistrés le 22 septembre 1995. 3) Spectre dynamique d'un sursaut L Io-C enregistré le 8 mai 1995.

Les auteurs invoquent la réfraction comme explication possible de cette décroissance. En mesurant de manière directe l'angle d'émission  $\theta$  en supposant diverses valeurs du décalage  $\delta\lambda$ , Queinnec and Zarka (1998) observent le même effet mais, cherchant une valeur unique de  $\theta$  pour chaque fréquence, ils concluent à une variabilité du décalage  $\delta\lambda$  avec la longitude. En utilisant les données radio des deux sondes Voyager et en utilisant un modèle de champ magnétique (O4), Goldstein and Thieman (1981) mesurent l'angle entre l'observateur et le vecteur champ magnétique local au point d'émission en supposant une ligne de champ magnétique active fixe dans le référentiel de Jupiter (donc avec un décalage  $\delta\lambda$  variant uniformément). Ce choix de ligne de champ magnétique active a l'inconvénient de découpler l'émission de l'interaction Io-Jupiter. A partir de l'ensemble de leurs mesures, les auteurs définissent un profil d'angle d'émission  $\theta(f)$  empirique :

$$\theta(f) = \theta_{max} \sin \left[ \left( \frac{\pi}{2} \right) \frac{(f_{max} - (1-a)f - af_v)}{f_{max} - f_v} \right] \quad (5.1)$$

$$f \geq f_v$$

$$\theta(f) = \theta_{max} \sin \left[ \left( \frac{\pi}{2} \right) \frac{((1-a)f + af_v - 1)}{f_v - 1} \right]$$

$$f \leq f_v$$

où  $f_{max}$  est la fréquence cyclotron au pied de la ligne de champ active et  $f_v = (f_{max} + 1)/w$  est la fréquence à laquelle l'angle d'émission est maximum (vertex). Les trois paramètres ajustables sont :  $a$  qui restreint l'amplitude de variation de l'angle d'émission ;  $w$  qui contrôle la fréquence du vertex  $f_v$  ;  $\theta_{max}$  qui est la valeur maximale de l'angle d'émission. Dans leur étude Goldstein and Thieman (1981) déterminent  $a = .6038$ ,  $w = 3.$ , &  $\theta_{max} = 80^\circ$  pour l'ensemble des arcs.

L'étude de Goldstein and Thieman (1981) est reprise par Ray and Hess (2008) (Annexe C.4) en supposant cette fois une ligne de champ magnétique active liée à Io (le décalage  $\delta\lambda$  est constant) et des paramètres  $a, w, \theta_{max}$  propres à chaque arc.

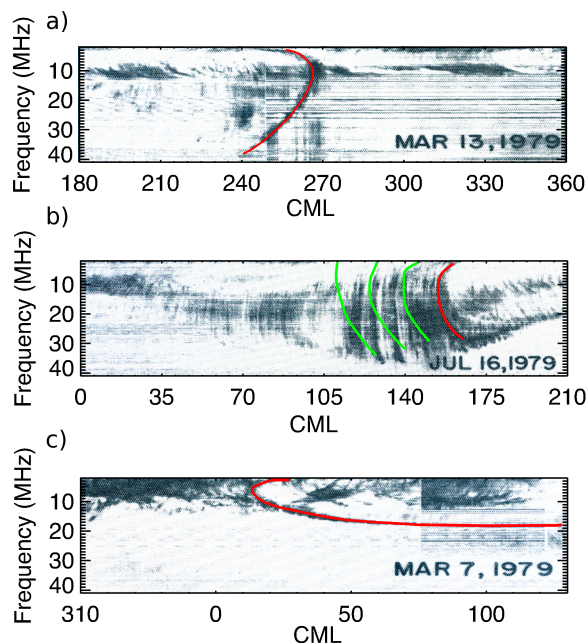


FIG. 5.2 – Le squelette des arcs simulés est superposé aux arcs observés : a) Arc observé dans le domaine Io-A. b) Série d’arcs observée dans le domaine Io-B. L’arc principal est bien modélisé (excepté la ”queue” de l’arc ( $CML > 175^\circ$ )). Les arcs secondaires, modélisés avec les mêmes paramètres (mais avec un décalage  $\delta\lambda$  différent) ne sont pas compatibles avec les observations, ce qui suggère que ces paramètres varient à l’intérieure d’une même série d’arcs. c) Arc observé dans le domaine Io-D.

Notre modèle calcule des modèles d’arcs qui sont ensuite ajustés aux arcs observés par l’instrument radio (PRA) des sondes Voyager 1 et 2. Une revue détaillée des émissions radio observées par cet instrument peut être trouvée dans Boischoit et al. (1981). Les observations que nous avons utilisées ont été enregistrées en mars (Voyager 1) et juillet (Voyager 2) 1979 lorsque les sondes ont survolé Jupiter.

Notre modèle calcule l’angle entre la ligne de visée de l’observateur et le vecteur champ magnétique à la source déterminé par le modèle VIT4 (modèle décrivant le mieux la géométrie du champ magnétique de Jupiter). Le décalage  $\delta\lambda$  est choisi nul. Si la différence entre l’angle calculé et l’angle d’émission obtenu à partir du profil empirique (Eq. 5.1) est inférieure à  $1^\circ$  (épaisseur caractéristique du cône d’émission d’après Goldstein and Thieman (1981); Queinnec and Zarka (1998)) l’émission est vue par l’observateur. La répétition de ce calcul à différentes fréquences et à différents temps permet d’obtenir un spectre dynamique théorique à comparer aux spectres dynamiques observés. Différents profils d’angle d’émission sont testés et comparés aux observations. Le profil s’ajustant le mieux aux données permet de déterminer le jeu de paramètres ( $a, w, \theta_{max}$ ) correspondant le mieux aux observations. La figure 5.2 montre différents exemples de comparaison entre les spectres dynamiques simulés et observés.

Le tableau 5.1 montre les paramètres obtenus pour chaque événement observé, ainsi que les paramètres géométriques correspondants aux observations. La figure 5.3 montre les profils d’angle d’émission correspondants à ces paramètres en fonction du domaine d’observation ( $\Phi_{Io}, CML$ ) : Io-A (Fig. 5.3-a), Io-B (Fig. 5.3-b) et Io-D (Fig. 5.3-c). Les résultats pour le

domaine Io-C ne sont pas montrés car les profils simulés et les observations sont mal ajustés, ce qui signifie que les profils empiriques de la forme proposée par Goldstein and Thieman (1981) (Eq. 5.1) ne permettent pas de décrire précisément l'ensemble des sursauts L.

Source	$a$	$\Theta_{max}$	$w$	longitude de Io	longitude CML
<b>Io-A</b>					
Mar 13, 1979	.78	78°	3.0	175 - 190	250 - 270
Mar 25, 1979	.79	80°	3.0	170 - 190	240 - 270
Jul 7, 1979	.735	78°	3.5	180 - 205	250 - 280
<b>Io-B</b>					
Mar 21, 1979	.828	92°	3.8	155 - 165	70 - 80
Mar 23, 1979	.85	83°	3.8	255 - 265	170 - 180
Jul 16, 1979	.85	83°	3.0	235 - 240	150 - 160
<b>Io-C</b>					
Mar 15, 1979	.85	74°	3.0	240 - 265	300 - 330
Mar 22, 1979	.85	68°	3.0	270 - 293	330 - 360
<b>Io-D</b>					
Mar 7, 1979	.43	70°	4.6	85 - 130	10 - 70
Mar 12, 1979	.32	71°	3.2	60 - 95	350 - 50
Mar 16, 1979	.34	71°	3.2	90 - 150	10 - 90

TAB. 5.1 – Paramètres du profil d'angle d'émission le mieux ajusté pour chaque événement observé.

## Interprétation

Le profil d'angle d'émission dérivé des observations Voyager par Goldstein and Thieman (1981) est un profil strictement empirique. Ce modèle décrit mal les variations rapides de l'angle d'émission aux hautes fréquences vues par Lecacheux et al. (1998); Queindec and Zarka (1998). C'est pourquoi il est préférable d'utiliser un profil d'angle d'émission directement dérivé d'un modèle théorique cohérent avec le modèle empirique de Goldstein and Thieman (1981) aux basses fréquences et avec les observations de Lecacheux et al. (1998); Queindec and Zarka (1998) aux hautes fréquences. Un tel profil peut être déduit de la théorie de la CMI moyennant quelques suppositions raisonnables.

Aux trois types de distributions d'électrons courantes dans les régions aurorales joviennes (section 3.3.2) correspondent trois modes d'émissions principaux, ici désignés par la valeur de la vitesse correspondant au centre de leur cercle de résonance :

$$v_0 = v / \cos \alpha \quad \textit{instabilité oblique} \quad (5.2)$$

$$v_0 = v \cos \alpha \quad \textit{instabilité anneau} \quad (5.3)$$

$$v_0 = 0 \quad \textit{instabilité perpendiculaire} \quad (5.4)$$

Où  $v$  et  $\alpha$  sont la vitesse et l'angle d'attaque des particules résonnantes.

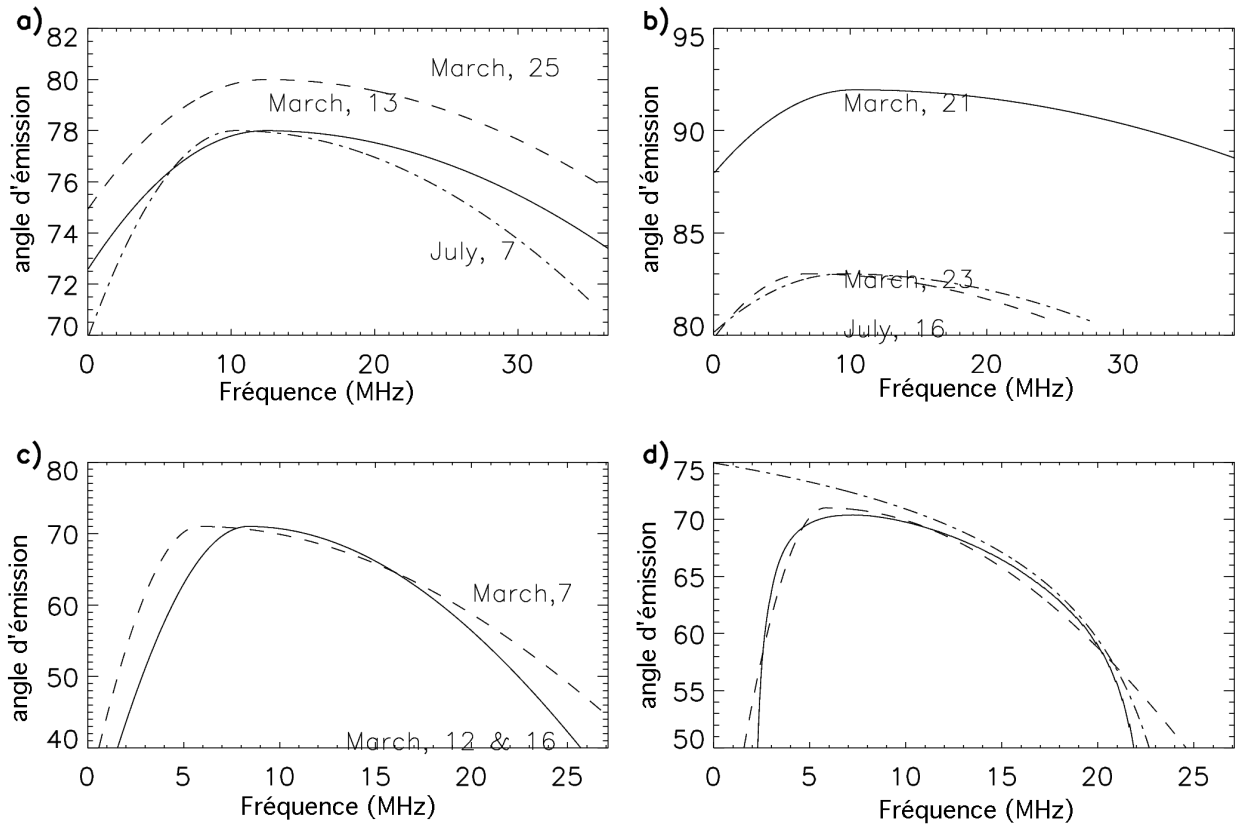


FIG. 5.3 – Profils d’angle d’émission ajustés : a) pour les événements du domaine Io-A ; b) pour les événements du domaine Io-B ; c) pour les événements du domaine Io-D. d) Les profils empiriques ajustés peuvent être modélisé grâce à la théorie de la CMI. Ici le profil ajusté correspondant à l’événement de 7 mars 1979 (tirets) est modélisé par une émission type cône de perte avec prise en compte de l’effet de réfraction (ligne continue). Si les effets de réfraction ne sont pas pris en compte, seuls les émissions à haute fréquence sont modélisées (point-tirets).

Les cercles de résonance correspondant à ces instabilités sont montrés sur la figure 3.4-d. L’instabilité oblique (Eq. 5.2) est la seule qui présente un accroissement de  $v_0$  et donc une décroissance de l’angle d’émission  $\theta$  (Eq. 3.8) avec la fréquence. Cette décroissance est observée (au dessus de la fréquence du vertex) dans toutes les études réalisées (Goldstein and Thieman, 1981; Lecacheux et al., 1998; Queinnec and Zarka, 1998; Ray and Hess, 2008). L’instabilité oblique est donc un bon candidat pour expliquer l’angle d’émission des sursauts L. L’angle  $\alpha$  est choisi égal à l’ouverture du cône de perte  $\alpha_{lc}$ , le bord du cône de perte étant a priori propice à l’existence d’un gradient positif de la distribution nécessaire à l’amplification d’ondes radio (Eq. 3.10).

La décroissance à basse fréquence (en dessous de la fréquence du vertex) peut elle être expliquée par un effet de réfraction dans la source comme proposé par Lecacheux et al. (1998)? L’effet de la réfraction peut être calculé grâce à l’équation (3.8) en connaissant l’indice de réfraction du plasma  $N$ , lui-même calculable à partir du profil de densité en résolvant l’équation de dispersion du mode R-X à la source de l’émission (Eq. 3.6).

A partir des équations (3.6,3.8,3.13,3.15) l'angle d'émission le long de l'IFT, en tenant compte de la réfraction, est donné par la solution  $\theta$  de l'équation :

$$\frac{v^2}{c^2} \left(1 + \frac{v^2}{2c^2}\right)^2 - \cos^2 \theta \left(1 - \frac{f_c}{f_{max}}\right) \left(1 - \frac{2\nu_p}{2 - \chi \sin^2 \theta - \sqrt{(\chi \sin^2 \theta)^2 + 4\nu_c \cos^2 \theta}}\right) = 0 \quad (5.5)$$

La figure 5.3-d montre le profil d'angle d'émission empirique (de la forme donnée par l'eq. 5.1) ajusté aux données du 7 mars 1979 (tirets), ainsi qu'un profil d'angle d'émission très proche obtenu à partir de la théorie de la CMI (ligne continue). Ce profil a été obtenu en supposant une vitesse des particules résonnantes de  $v=0.25 c$  et le profil de densité montré sur la figure 5.4 (ligne continue). Si la réfraction n'est pas prise en compte, le profil d'émission est celui montré par la courbe en point-tirets qui ne décrit pas la décroissance de l'angle d'émission à basse fréquence. Le profil de densité est compatible avec le modèle de Su et al. (2003) (Fig. 5.4, tirets), excepté la présence d'une population ionosphérique supplémentaire de plasma chaud (avec une température de  $\sim 4$  eV) minoritaire (0.1% au niveau de l'ionosphère). Comme nous n'ajustons pas directement les données (mais une modélisation des données) pour obtenir ce profil de densité, celui-ci n'est pas représentatif de la densité dans l'IFT. Cependant, une étude portant sur un grand nombre d'événements avec un ajustement direct des données par une courbe déduite de la théorie de la CMI pourrait permettre d'obtenir un profil de densité plus réaliste. Plus encore, cela permettrait de mesurer l'énergie ( $W \propto v^2$ ) des particules émettrices et sa variation en longitude.

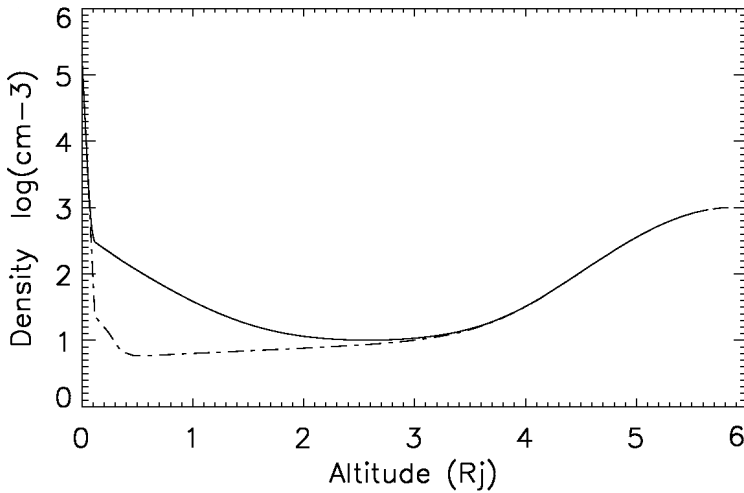


FIG. 5.4 – Profil de densité le long de l'IFT utilisé pour calculer d'après la théorie de la CMI un profil d'angle d'émission compatible avec celui ajusté aux observations (ligne continue). Ce modèle ne diffère de celui de Su et al. (2003) (tirets) que par la présence d'une population ionosphérique supplémentaire de plasma chaud (avec une température de  $\sim 4$  eV) minoritaire (0.1% au niveau de l'ionosphère).



## Modélisation

Afin de confirmer que l'émission d'ondes radio décimétriques le long d'une ligne de champ magnétique (en corotation avec Io) par instabilité MASER-cyclotron oblique (en tenant compte de la réfraction dans la source) est bien le mécanisme générateur des sursauts L, nous avons réalisé une série de simulations d'observations des arcs radio de Jupiter depuis la Terre en supposant uniquement le mécanisme précédemment cité (Hess et al. (2008c) - Annexe C.6). Pour cela j'ai développé le code SERPE (Annexe B.1). Ce code calcule l'angle d'émission le long d'une ligne de champ magnétique et la visibilité de la source pour l'observateur en un lieu quelconque.

Les figures 5.1-a,-b et -c montrent des observations d'arcs Io-B et Io-D (5.1-a), Io-A (5.1-b) et Io-C (5.1-c) réalisées au réseau décimétrique de Nançay. La première série d'observations simulées (Fig. 5.5-a,-b et -c) correspond à une émission à angle d'émission constant ( $75^\circ$ ) pour une ligne de champ active décalée en longitude par rapport à la ligne de champ instantanée de Io de  $25^\circ$  dans l'hémisphère nord (Io-A et Io-B) et de  $20^\circ$  dans l'hémisphère sud (Io-C et Io-D). La position des arcs est bien retrouvée, mais pas leur forme.

Les figures 5.5-d,-e et -f montrent les mêmes simulations avec un angle d'émission variant de manière cohérente avec une production d'émissions radio par instabilité MASER-cyclotron cône de perte :

$$\theta = \arccos\left(\frac{v}{c \cos \alpha_{lc}}\right) \quad (5.6)$$

Dans ce cas les observations simulées ont qualitativement la même forme que les observations effectuées depuis le sol. Le tableau 5.2 montre les paramètres (décalage de la ligne de champ active et énergie des particules émettrices) utilisés dans les simulations. Mis à part les sursauts Io-A, tous les arcs sont compatibles avec un décalage de la ligne de champ magnétique active de  $10^\circ$ . Ce résultat est très différent des  $20^\circ$ - $25^\circ$  trouvés pour une émission à angle constant, cela tient à l'interdépendance du décalage en longitude et de l'angle d'émission. Ce dernier est défini par la vitesse des particules émettrices (Eq. 5.6). Cette vitesse est très différente pour les sursauts de l'hémisphère nord (Io-A et Io-B) et ceux de l'hémisphère sud (Io-C et Io-D). Dans l'hémisphère nord, la vitesse des particules est de l'ordre de grandeur de la vitesse thermique des électrons chauds du tore de plasma ( $\sim 0.02 c$ ), alors qu'elle est bien supérieure dans l'hémisphère sud ( $\sim 0.1 c$ ). Cette différence se retrouve dans les mesures d'angles d'émission (liées aux vitesses des particules par l'équation 5.6), les angles d'émission dans l'hémisphère nord ( $\sim 80^\circ$ , Fig. 5.3-a et -b) est bien supérieur aux angles d'émission dans l'hémisphère sud ( $< 70^\circ$ , Fig. 5.3-c).

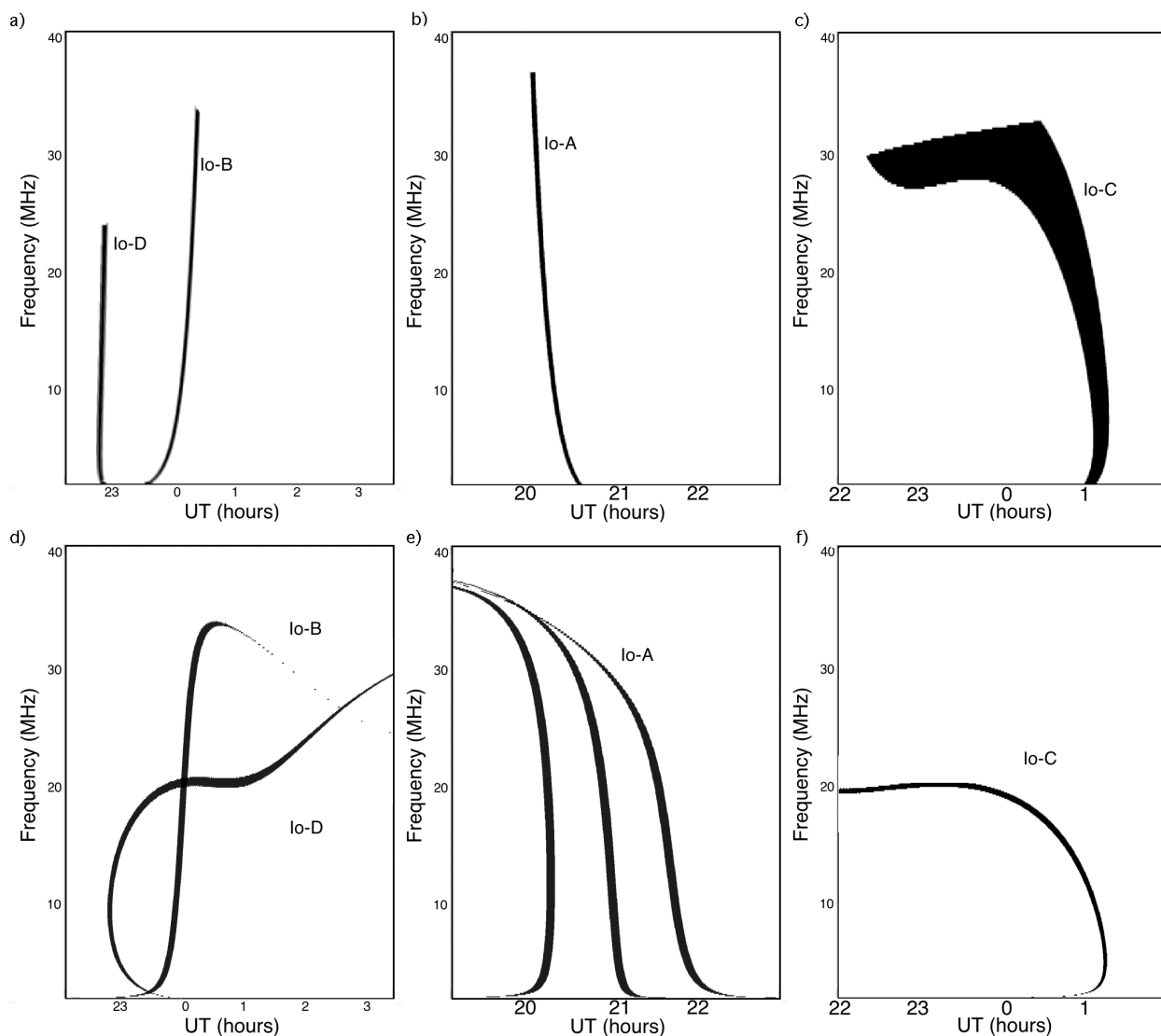


FIG. 5.5 – a) Spectre dynamique de sursauts L (arcs) Io-B et Io-D simulé en supposant un angle d'émission constant. b) Spectre dynamique de sursauts L Io-A simulé en supposant un angle d'émission constant. c) Spectre dynamique d'un sursaut L Io-C simulé en supposant un angle d'émission constant. d) Spectre dynamique de sursauts L (arcs) Io-B et Io-D simulé en supposant un angle d'émission variable (instabilité oblique). e) Spectre dynamique de sursauts L Io-A simulé en supposant un angle d'émission variable (instabilité oblique). f) Spectre dynamique d'un sursaut L Io-C simulé en supposant un angle d'émission variable (instabilité oblique).

Cette interdépendance entre décalage en longitude et angle d'émission (donc vitesse des particules émettrices) rend difficile toute conclusion définitive sur la mesure de l'un et de l'autre à partir de ces seuls exemples. Cependant cette étude montre qu'il est possible de reproduire la forme caractéristique de chaque type de sursauts avec pour hypothèse une émission le long d'une ligne de champ magnétique d'ondes radio décamétriques par instabilité MASER-cyclotron cône de perte. Une étude ultérieure portant sur un grand nombre d'arcs devrait

cependant permettre la mesure de l'un et de l'autre en fonction de la longitude de Io.

Sursaut (date)	Décalage en longitude	Vitesse (énergie) des particules
Io-A (22 sep. 95)	20° ; 30° ; 40°	0.05 c (640 eV)
Io-B (9 mai 95)	10°	0.03 c (230 eV)
Io-C (8 mai 95)	10°	0.12 c (3.7 keV)
Io-D (9 mai 95)	10°	0.1 c (2.5 keV)

TAB. 5.2 – Paramètres du profil d'angle d'émission pour chaque événement simulé.

## 5.2 Origine de l'énergie

Les sursauts L de Jupiter sont engendrés par la présence d'électrons énergétiques ( $\geq 1\text{keV}$ ) à l'intérieur d'un tube de flux fixe, au moins en première approximation, dans le repère de Io. Les modèles de tore de plasma établis à partir de mesures in-situ de la sonde Galileo (Bagenal, 1994; Moncuquet et al., 2002) décrivent la population d'électrons du tore comme composée d'une majorité d'électrons froids (température de 5 eV) avec un halo (0.1% en densité) d'électrons "tièdes" (température  $\sim 200$  eV). Ces électrons doivent donc être accélérés, ou chauffés, pour produire les émissions observées. S'il est établi que l'accélération de ces électrons est due à l'interaction entre Io et Jupiter, sa forme exacte est inconnue. Cependant le survol d'Io et la traversée de son tore de plasma par la sonde Galileo en 1995 ont permis d'établir un diagnostic des différentes formes que prend l'accélération des électrons à l'intérieur du tore de plasma (Frank and Paterson, 1999). Les figures 5.6-a et 5.6-b montrent la répartition en énergie cinétique totale (5.6-a) et perpendiculaire (5.6-b) des électrons en fonction du temps pendant le survol de Io. Cette figure a été obtenue en utilisant les données de deux capteurs (E5 & E7) de l'instrument PLS de la sonde.

Le premier capteur (E5) est orienté perpendiculairement à l'axe de rotation de la sonde, lui-même perpendiculaire à la direction du champ magnétique. Durant une rotation de la sonde sur elle-même, ce capteur mesure donc l'énergie des électrons arrivant de toutes les directions, la mesure de l'énergie moyennée sur une rotation est donc une mesure de l'énergie totale ( $W = W_{\parallel} + W_{\perp}$ ) des électrons (Fig. 5.6-a). Le second capteur (E7) est situé sur l'axe de rotation de la sonde, il ne mesure donc que l'énergie des électrons perpendiculairement aux lignes de champ magnétique ( $W_{\perp}$ ) (Fig. 5.6-b).

Durant le survol de Io, entre 17h40 et 17h50 TU (altitude  $\leq 4000$  km), on observe deux types d'accélération : Le premier, aux environs de 17h44, montre une signature forte sur l'énergie totale  $W$  et une signature très faible sur l'énergie perpendiculaire  $W_{\perp}$ . Ce type d'accélération est donc majoritairement parallèle et se traduit par la présence de faisceaux d'électrons dont

l'énergie est d'environ 800 eV - 1keV. Leur densité est au maximum d'un ordre de grandeur inférieure à celle des électrons du halo ("électrons tièdes").

Le second type d'accélération présente une forte signature sur les énergies cinétiques totale et perpendiculaire, ce qui semble indiquer une accélération quasi isotrope des électrons, donc un chauffage. Frank and Paterson (1999) ont estimé la température de cette population "chaude" à environ 350 eV, soit environ le double de la température des électrons du halo. La densité des électrons chauds est au minimum d'un ordre de grandeur supérieure à celle des électrons tièdes.

Le fait que les électrons accélérés soient observés au coeur du tore de plasma ne signifie pas que les accélérations y ont lieu. Le chauffage peut être engendré sur les bords du tore (à environs  $0.9 R_J$  du centre du tore), là où l'interaction non linéaire entre plasma et ondes d'Alfvén est intense (Chust et al., 2005). Les faisceaux semblent accélérés près de Jupiter (entre 0 et  $1 R_J$ ), dans la direction opposée à la planète (Williams et al., 1999; Mauk et al., 2001). Ces faisceaux pourraient traverser le tore et induire des phénomènes auroraux dans l'hémisphère opposé (Bonfond et al., 2007).

## Simulations avec le code ECLIPS

Pour savoir lequel de ces types d'accélération est à l'origine des sursauts L, notre seule observable est l'émission radio elle-même. J'ai donc développé le code ECLIPS (Annexe B.2) pour faire le lien entre l'accélération des particules et les émissions radio (Hess et al. (2008a) - Annexe C.3). Ce code permet de simuler la distribution des électrons le long de l'IFT, pour différents types d'accélération, et de calculer analytiquement les taux de croissance de la CMI à différentes fréquences et à différents temps. La population de fond des simulations est composée d'électrons tièdes (halo) dont la température est de 175 eV.

### *Chauffage*

Notre première simulation consiste à injecter sur le bord de la boîte de simulation correspondant au tore une population chaude (température 350 eV) pendant 5 secondes à la place de la population tiède. La figure 5.8-a montre la distribution des électrons tièdes et chauds à une altitude de  $0.25 R_J$  et à un instant  $t= 30$  s dans le cas de l'accélération par chauffage. Cette distribution est composée d'un coeur maxwellien (électrons tièdes) et d'une distribution fer-à-cheval d'électrons chauds. Cette forme de distribution des électrons chauds est uniquement due à des effets de temps de vol. Les particules les plus lentes mettent plus de 30 secondes pour atteindre l'altitude de  $0.25 R_J$  tandis que les plus rapides sont réfléchies bien avant et la durée du chauffage étant de 5 secondes elles n'apparaissent plus à cette altitude. Cela implique que le rayon du fer-à-cheval diminue avec le temps, au fur et à mesure que des particules plus lentes atteignent  $0.25 R_J$  et que les particules rapides disparaissent.

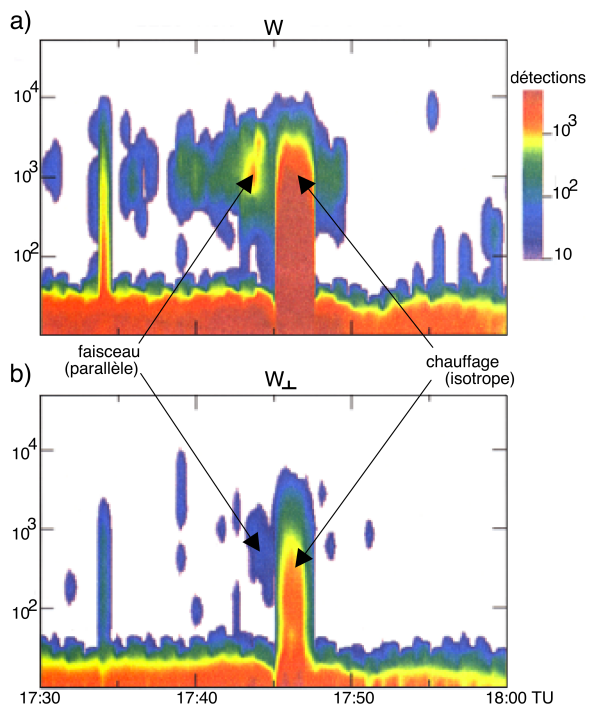


FIG. 5.6 – a) Histogramme de l'énergie cinétique totale des électrons dans le tore de plasma de Io pendant le survol du satellite par la sonde Galileo. b) Histogramme de l'énergie cinétique perpendiculaire des électrons dans le tore de plasma de Io pendant le survol du satellite.

On observe deux types d'accélération : La première montre une signature forte sur l'énergie totale (a) et une signature très faible sur l'énergie perpendiculaire (b). Ce type d'accélération est donc majoritairement parallèle (faisceaux). La seconde est quasi isotrope, avec une forte signature sur les énergies cinétiques totale et perpendiculaire (chauffage).

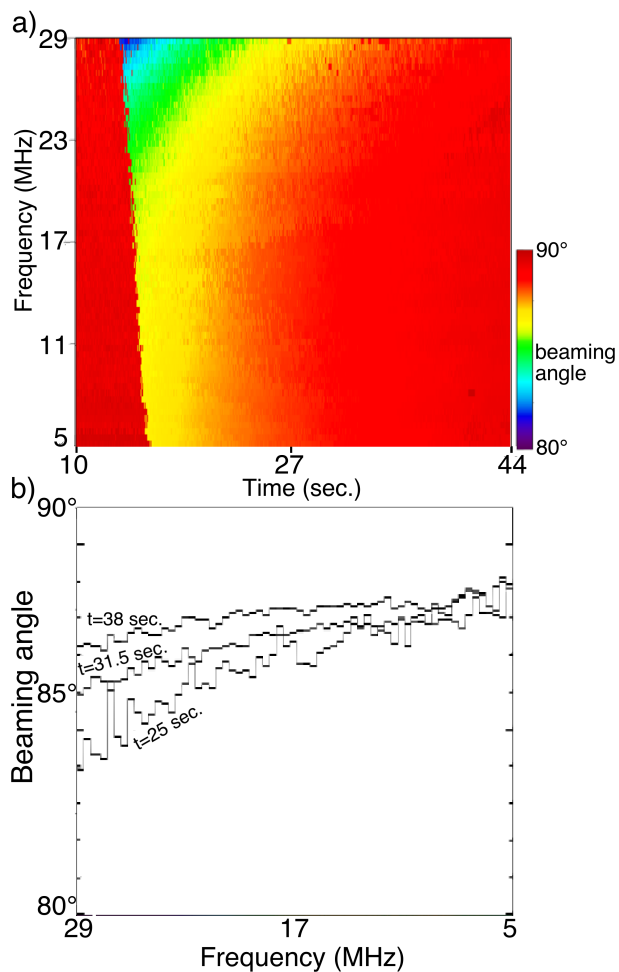


FIG. 5.7 – a) Spectre dynamique de l'angle d'émission par instabilité oblique pour une accélération par chauffage. b) Spectres en fréquence de l'angle d'émission à différents instants.

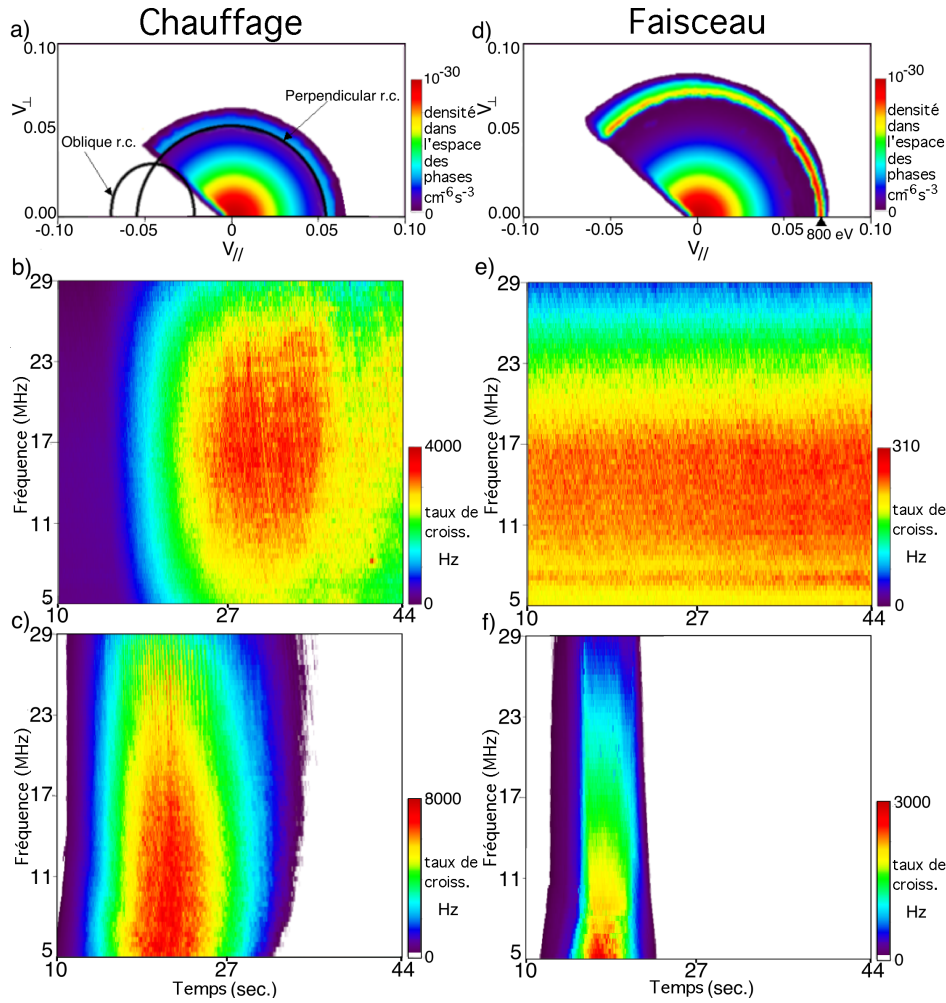


FIG. 5.8 – a) Distribution des électrons tièdes et chauds à une altitude de  $0.25 R_J$  et à un instant  $t = 30\text{s}$  dans le cas de l'accélération par chauffage. b) Spectre dynamique des taux de croissance de l'instabilité oblique ( $k_{||} = v\omega_c / (c^2 \cos \alpha)$ ) dans le cas de l'accélération par chauffage. c) Spectre dynamique des taux de croissance de l'instabilité perpendiculaire ( $k_{||} = 0$ ) dans le cas de l'accélération par chauffage. d) Distribution des électrons tièdes et du faisceau à une altitude de  $0.25 R_J$  et à un instant  $t = 30\text{s}$  dans le cas de l'accélération parallèle. e) Spectre dynamique des taux de croissance de l'instabilité oblique dans le cas de l'accélération parallèle. f) Spectre dynamique des taux de croissance de l'instabilité perpendiculaire dans le cas de l'accélération parallèle.

Les figures 5.8-b et 5.8-c montrent respectivement les spectres dynamiques des taux de croissance des instabilités oblique ( $k_{||} = v\omega_c / (c^2 \cos \alpha)$  où  $v$  et  $\alpha$  sont respectivement la vitesse et l'angle d'attaque des particules résonnantes) et perpendiculaire ( $k_{||} = 0$ ) dans le cas d'une accélération par chauffage. Le temps est indiqué en secondes écoulées depuis le début de la phase d'accélération. L'émission par instabilité oblique est sensible pendant plus de 30 secondes (depuis l'instant  $t \sim 15\text{ s}$  jusqu'à  $t > 44\text{ s}$ ) et elle atteint son taux de croissance maximum ( $\sim 4\text{ kHz}$ ) à l'instant  $t \sim 30\text{ s}$ . L'émission par instabilité perpendiculaire est plus brève ( $\sim 20\text{ s}$  entre les instants  $t \sim 12\text{ s}$  et  $t \sim 32\text{ s}$ ). Elle atteint un taux de croissance

maximum de 8 kHz à l'instant ( $t \sim 20$  s). La durée des émissions ( $> 20$  s) est bien plus importante que la durée du chauffage (5 s), cela est dû au temps de vol différents des particules en fonction de leur vitesse.

Du seul point de vue du taux de croissance, l'émission perpendiculaire devrait dominer. Cependant, comme nous l'avons vu dans le chapitre 3, celle-ci ne peut pas se propager hors du plasma sans conversion de mode ou sans la présence de cavités dans le plasma. Le décalage temporel entre ces deux instabilités est d'environ 10 s. En terme de décalage entre la ligne de champ magnétique active et la ligne de champ instantanée de Io cela représente un décalage en longitude d'environ  $0.1^\circ$ . Ce décalage est trop faible pour être observé, ce qui laisse l'angle d'émission comme seule observable capable de discriminer laquelle de ces instabilités peut engendrer les émissions observées. La figure 5.7-a montre le spectre dynamique de l'angle d'émission correspondant à l'instabilité oblique. L'angle d'émission évolue avec la fréquence et avec le temps. La figure 5.7-b montre trois spectres en fréquence de l'angle d'émission à trois instants différents. L'évolution en fréquence de l'angle d'attaque est compatible avec les profils obtenus par l'observation (Fig. 5.3) et par la modélisation (Fig. 5.5). L'évolution dans le temps s'explique par la variation du rayon de la distribution en fer-à-cheval.

### *Accélération*

La seconde simulation consiste à injecter un faisceau d'électrons à 800 eV pendant 5 secondes à la place de la population tiède. La figure 5.8-d montre la distribution des électrons du halo (tièdes) et du faisceau à une altitude de  $0.25 R_J$  et à l'instant  $t = 30$  s. La distribution est semblable à celle obtenue par chauffage, excepté le fait que la distribution en fer-à-cheval garde un rayon constant, correspondant à des particules dont l'énergie cinétique est égale à 800 eV. L'ensemble des particules ayant une énergie proche, leur temps de vol sont les mêmes. Il n'y a donc pas d'effet de temps de vol dans cette simulation. La figure 5.8-e montre le spectre dynamique des taux de croissance de l'instabilité oblique. La faible densité du faisceau n'est pas suffisante pour obtenir par instabilité oblique des taux de croissance supérieurs à ceux du fond (engendrés par la distribution en cône de perte des électrons tièdes). La figure 5.8-f montre le spectre dynamique des taux de croissance de l'instabilité perpendiculaire. La durée de l'amplification des ondes est sensiblement égale à la durée de l'accélération, du fait de l'absence d'effet de temps de vol. Le maximum d'amplification (3 kHz) est atteint à l'instant  $t = 15$  s. Du fait de la faible densité du faisceau, l'émission engendrée par celui-ci est trop faible pour expliquer l'émission des sursauts L.

## Bilan sur le processus d'accélération

Nos simulations montrent que les événements correspondant à des accélérations d'électrons observés par l'instrument PLS de la sonde Galileo peuvent générer des émissions radio par quatre processus :

**Instabilité perpendiculaire engendrée par un faisceau.** Ce mécanisme produit des taux de croissance importants mais, à cause de la faible densité du faisceau et de la surestimation probable des taux de croissance de l'émission perpendiculaire, il n'est vraisemblablement pas à l'origine de l'émission des sursauts L.

**Instabilité oblique engendrée par un faisceau.** Avec une densité du faisceau aussi faible que celle observée par Galileo ce mécanisme ne peut pas engendrer d'émissions intenses. Cependant, si la densité ou l'énergie du faisceau peut varier avec la longitude de Io (Lors des observation par Galileo, Io ne se trouvait pas à une longitude où les émissions les plus intenses sont observées) il pourrait devenir un candidat possible à la génération des sursauts L.

**Instabilité perpendiculaire engendrée par chauffage.** Dans nos simulations ce mécanisme donne les taux de croissance les plus importants mais ils sont probablement surestimés en raison de l'absence de corrections liées à des processus éventuels de conversion de mode ou à la présence de cavités dans le plasma. L'angle d'émission des ondes émises par cette instabilité est de  $90^\circ$ .

**Instabilité oblique engendrée par chauffage.** Dans nos simulations les taux de croissance générés par ce mécanisme sont environ deux fois plus faibles que ceux obtenus par l'instabilité perpendiculaire. Cependant, en raison de sa capacité à se propager dans un plasma froid, l'émission par instabilité oblique pourrait dominer le spectre des ondes radio décamétriques. Les émissions engendrées par cette instabilité sont émises selon un angle en accord avec les observations.

L'étude de Hess et al. (2008a) favorise donc, pour la génération des sursauts L, l'instabilité oblique engendrée par le chauffage des électrons, les caractéristiques des ondes ainsi émises étant compatibles avec les observation radio depuis le sol et les mesures in-situ de la sonde Galileo.



# Chapitre 6

## Les Sursauts Courts

### 6.1 Caractéristiques des sursauts

#### Mouvement des sources

Les sursauts millisecondes (S) se présentent sous la forme d'émissions discrètes et intenses d'une durée caractéristique de l'ordre du centième de seconde. La figure 6.1 montre quelques exemples de spectres dynamiques de sursauts S. Si les formes dans le plan temps-fréquence de ces sursauts peuvent varier (au point qu'il existe une taxonomie de ces sursauts (Riihimaa, 1991)) ils possèdent un certain nombre de caractéristiques communes. Ces sursauts sont en général espacés de quelques centièmes de secondes et peuvent se répéter avec une quasi-période de quelques dizaines de Hz.

Ces sursauts se caractérisent en particulier par une dérive en fréquence, généralement négative, de l'ordre de -20 MHz/sec. La fréquence d'émission  $f$  étant proche de la fréquence cyclotron électronique locale  $f_{ce}$ , proportionnelle à la valeur du champ magnétique, la dérive en fréquence peut être interprétée comme un déplacement de la source des émissions des basses vers les hautes altitudes (le champ magnétique décroît avec l'altitude). Si l'on relie la valeur du champ magnétique  $B = f_{ce} m_e / e$  à la distance curviligne à l'ionosphère  $s$  (le long des lignes de champ magnétique), le taux de dérive  $df/dt$  indique la vitesse  $v_{\parallel}$  de la source parallèle aux lignes de champ magnétique :

$$\frac{df}{dt} = \frac{df_{ce}}{ds} \frac{ds}{dt} \quad (6.1)$$

$$\frac{df}{dt} = \frac{e}{m_e} \frac{dB}{ds} v_{\parallel}(s) \quad (6.2)$$

$$v_{\parallel}(s) = \frac{m_e}{e} \frac{df}{dt} \left( \frac{dB}{ds} \right)^{-1} \quad (6.3)$$

Le taux de dérive  $\frac{df}{dt}$  est mesuré sur le spectre dynamique des sursauts et le gradient de champ magnétique le long des lignes de champ  $\frac{dB}{ds}$  est déduit d'un modèle de champ magnétique interne de Jupiter.

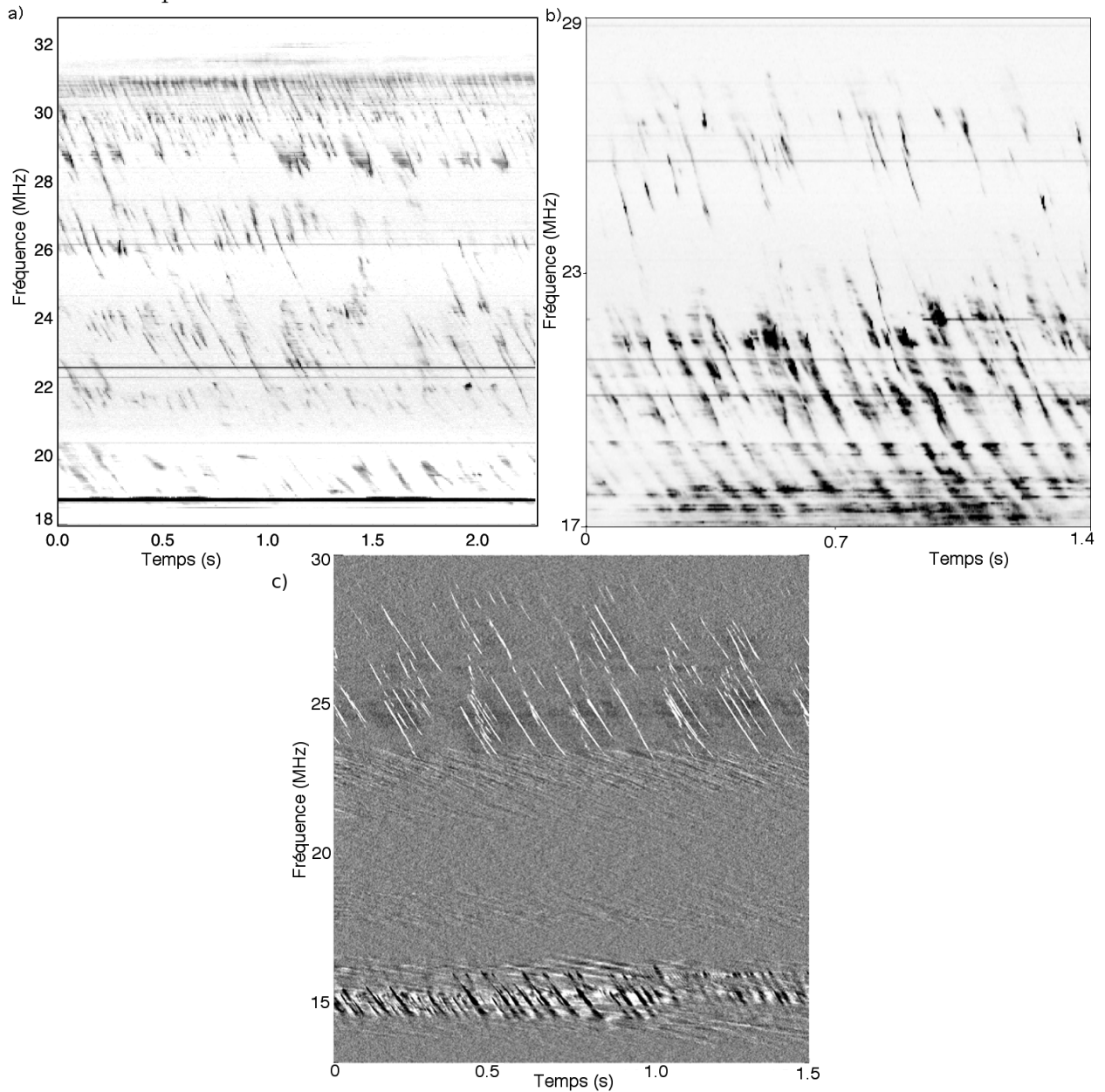


FIG. 6.1 – a) Spectre dynamique montrant des sursauts joviens *S*, enregistré à Nançay le 7 avril 1995. Les structures dérivantes sont les sursauts *S*, les lignes verticales ou horizontales sont des interférences. b) Spectre dynamique montrant des sursauts joviens *S*, enregistré à Nançay le 7 avril 1995. Les sursauts *S* se répètent de manière quasi-périodique. c) Spectre dynamique de sursauts *S* enregistré le 14 mars 2005 à Khakov (Ukraine). On observe des "sursauts *S* en négatif", c-à-d. des structures ayant une physionomie proche de celles des sursauts *S* mais avec une intensité inférieure à celle de l'émission de fond.

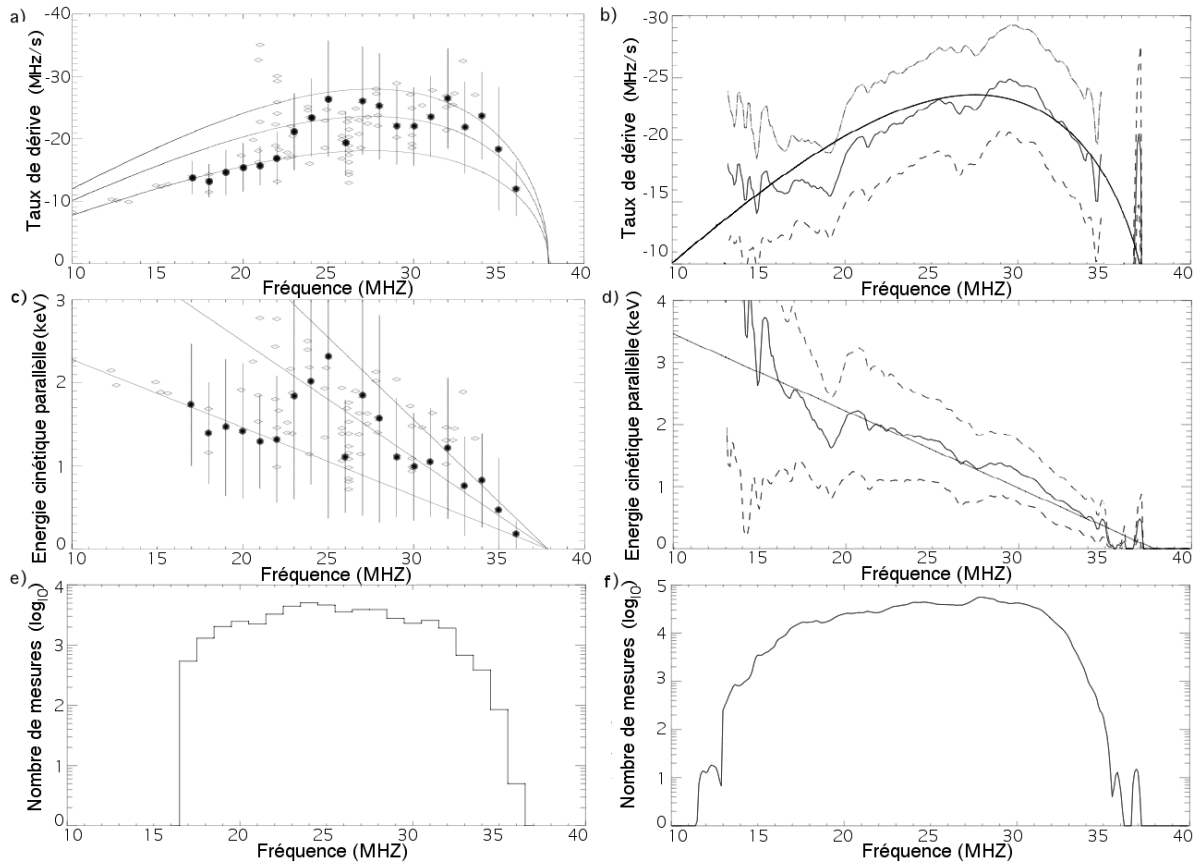


FIG. 6.2 – a) Taux de dérive en fonction de la fréquence moyenné sur l'ensemble des mesures, les tirets indique l'écart type. La ligne continue indique l'ajustement du modèle adiabatique pour une énergie de 4.3 keV et un angle d'attaque équatorial de  $2.7^\circ$ . b) Mesures précédentes du taux de dérive moyen. Les points pleins représentent les mesures de Zarka et al. (1996), les autres celles des études précédentes. Les trois courbes représentent l'ajustement du modèle adiabatique pour une énergie cinétique de  $5.3 \pm 2.2$  keV et un angle d'attaque équatorial de  $2.8^\circ$ . c) Énergie cinétique parallèle calculée à partir du taux de dérive donné en (a). La ligne continue représente le modèle adiabatique. d) Énergie cinétique parallèle calculée à partir du taux de dérive donné en (b). Les lignes continues représentent le modèle adiabatique. e) Nombre de mesures en fonction de la fréquence dans notre étude. f) Nombre de mesures en fonction de la fréquence dans l'étude de Zarka et al. (1996).

La mesure de cette vitesse permet de connaître les caractéristiques physiques des électrons à l'origine de l'émission. En utilisant un algorithme de reconnaissance des sursauts S (Annexe A.1), on peut mesurer automatiquement le taux de dérive de tous les sursauts S présents dans un spectre dynamique. Dans un premier temps j'ai utilisé 230 spectres dynamiques de 20 secondes chacun enregistrés entre 1995 et 1996 au réseau décimétrique de Nançay (Hess et al. (2007a)-Annexe C.1).

Chaque spectre dynamique contient plusieurs centaines de sursauts S en moyenne. Une étude statistique de leur dérive montre qu'à une fréquence donnée elle ne varie pas en fonction du temps (sur une période de vingt secondes). On peut donc moyenner les taux de dérive sur

vingt secondes, fréquence par fréquence, pour diminuer l'erreur sur la mesure. On obtient ainsi un profil de dérive en fonction de la fréquence par spectre dynamique considéré. La figure 6.2-a montre le profil de dérive en fonction de la fréquence moyenné sur tous les spectres dynamiques obtenu dans notre étude (Hess et al. (2007a)-Annexe C.1) et la figure 6.2-b le même profil obtenu par une étude précédente (Zarka et al., 1996). On voit que les deux profils sont comparables, ce qui implique que profil moyen caractéristique de la dérive ne varie pas sur de grandes échelles de temps (plusieurs années).

## Mouvement adiabatique des électrons émetteurs

A partir des profils de dérive mesurés, nous pouvons calculer la vitesse de la source en utilisant l'équation (6.3). Pour cela nous devons calculer le gradient de l'intensité du champ magnétique le long de la ligne de champ active à l'aide d'un modèle de champ magnétique (dans cette étude nous supposons que la ligne de champ active et la ligne passant par  $I_0$  sont confondues, les variations du gradient étant négligeables pour de faibles variations de longitude). Nous utilisons dans cette étude le modèle de champ magnétique interne VIP4 (modèle alors le plus précis).

L'étude de l'énergie cinétique de la source (supposée constituée d'électrons)  $W_{\parallel} = \frac{m_e}{2} v_{\parallel}^2$  moyennée sur tous les spectres dynamiques est présentée par la figure 6.2-c. L'énergie cinétique parallèle  $W_{\parallel}$  décroît avec la fréquence de manière compatible avec une décroissance linéaire, ce qui est cohérent avec une source composée d'électrons en mouvement adiabatique (qui n'échangent pas d'énergie avec les champs - Equation 2.8). L'interprétation de la dérive des sursauts S comme due à une source composée d'électrons en mouvement adiabatique a été proposée par Ellis (1965) et confirmée en moyenne sur un grand nombre d'observations par Zarka et al. (1996). Néanmoins les erreurs de mesures sont importantes, cela est dû en particulier au fait que les résultats sont obtenus à partir de moyennes sur des événements différents (à des longitudes différentes, avec des électrons pouvant avoir des énergies différentes).

Pour confirmer définitivement le modèle adiabatique, il est nécessaire de vérifier cette décroissance de manière plus précise et sur un intervalle de temps court (sur lequel la dérive varie de manière négligeable). J'ai donc calculé le profil de l'énergie cinétique parallèle moyenne correspondant à chaque profil de dérive (c.-à-d. à chaque spectre dynamique de 20 secondes). La figure 6.3 montre un exemple de profil d'énergie cinétique parallèle  $W_{\parallel}$  calculé à partir d'un spectre dynamique (courbe continue). Ce profil est en accord avec le modèle adiabatique, la décroissance de l'énergie cinétique parallèle étant très bien modélisée par une décroissance linéaire (tirets).

L'ajustement du modèle adiabatique (Eq. 2.8) à chaque profil (à chaque spectre dynamique) permet de mesurer l'énergie cinétique totale des électrons  $W \propto v^2$  ainsi que leur moment magnétique  $\mu$ . Le détail de cet ajustement est présenté dans l'annexe A.3, et l'étude des résultats obtenus est présentée dans le chapitre 7. Il est à noter que la présence de zones d'accélération localisées dans la région d'émission peut entraîner un profil d'énergie cinétique parallèle  $W_{\parallel}(f)$  présentant une décroissance linéaire par partie (cf chapitre 7).

La figure 6.4-a montre la distribution des énergies cinétiques mesurées. L'énergie cinétique

moyenne des électrons à l'origine des sursauts S est de  $3.9 \pm 0.9$  keV. Cette valeur est compatible avec celle obtenue par les études précédentes (Zarka et al. (1996) par exemple). La figure 6.4-b montre la distribution des angles d'attaques équatoriaux  $\alpha_{eq}$  définis par :

$$\sin \alpha_{eq} = \sqrt{\frac{f_{eq}}{f_m}} \quad (6.4)$$

où  $f_{eq}$  est la fréquence cyclotron électronique à l'équateur. Les angles d'attaques équatoriaux sont compris entre  $1.9^\circ$  et  $2.5^\circ$ . Ces valeurs correspondent approximativement aux valeurs de l'ouverture équatoriale du cône de perte. En particulier le fait qu'il n'y ait pas de mesures d'angle inférieures à  $1.9^\circ$  correspond à l'ouverture équatoriale minimum du cône de perte. Cela suggère que l'émission des sursauts S serait plus probablement une émission oblique (en relation avec le cône de perte) qu'une émission perpendiculaire (en relation avec une distribution en coquille). De plus, l'émission étant générée par des électrons ayant une énergie et un angle d'attaque précis, une distribution en coquille (pour laquelle les électrons ont un large éventail d'angles d'attaque différents) semble être exclue comme origine des émissions des sursauts S.

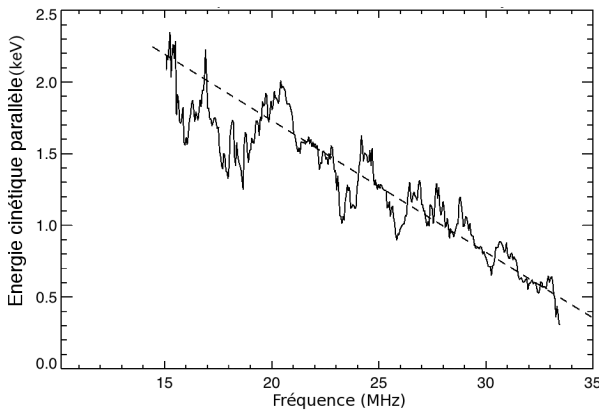


FIG. 6.3 – Profil de l'énergie cinétique parallèle en fonction de la fréquence, pour un spectre dynamique individuel observé le 7 avril 1995. Les mesures d'énergie (ligne continue) sont très bien ajustées par une décroissance linéaire (tirets). Cette mesure est donc cohérente avec le modèle adiabatique, pour un faisceau d'électrons dont l'énergie cinétique totale (donnée par  $W_{\parallel}$  lorsque la fréquence est nulle) est de 4 keV environ, et la fréquence miroir (fréquence à laquelle  $W_{\parallel} = 0$ ) est environ 39 MHz.

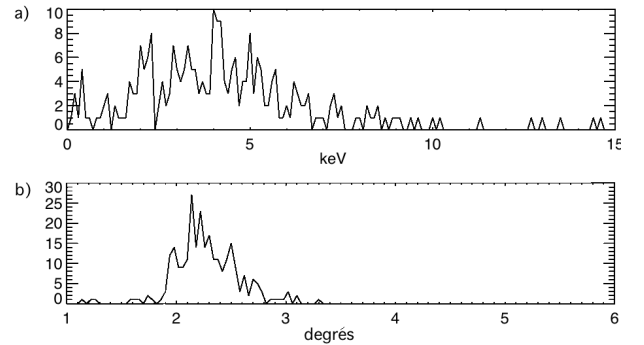


FIG. 6.4 – a) Histogramme de l'énergie cinétique des électrons émetteurs  $W$  mesurée pour chaque spectre dynamique. L'énergie moyenne est de  $3.9 \pm 0.9$  keV. b) Histogramme de l'angle d'attaque équatorial des électrons émetteurs  $\alpha_{eq}$  mesurée pour chaque spectre dynamique. L'angle d'attaque équatorial moyen est de  $2.3^\circ$ . On observe une coupure à  $1.9^\circ$  qui correspond à l'ouverture équatoriale minimale du cône de perte. Tous les angles d'attaque mesurés sont cohérent avec des électrons situés sur le bord du cône de perte.

## 6.2 Génération

### Hypothèse

Les sursauts millisecondes (S) sont donc émis par des faisceaux d'électrons dont l'énergie cinétique est de l'ordre de quelques keV. Ces faisceaux sont générés sur une durée de l'ordre de dix millisecondes. Cela amène une première interrogation : comment un phénomène continu (l'interaction Io-Jupiter) peut-il générer un phénomène discret (les sursauts millisecondes) ? De plus ces sursauts se répètent avec une quasi-période caractéristique de quelques dizaines de millisecondes. Cela amène une première hypothèse : si les sursauts S (et les faisceaux d'électrons qui leur sont associés) se répètent périodiquement, ils doivent être eux-mêmes générés par un mécanisme d'accélération périodique.

L'origine des faisceaux d'électrons émettant les sursauts S, dont l'énergie oscillerait sur une durée de quelques dizaines de millisecondes, peut donc être une onde, accélérant (ou décélérant) les électrons à sa propre fréquence. Les ondes présentes dans l'IFT, capables d'accélérer les électrons et se situant dans une gamme de fréquence compatible avec la quasi-période des sursauts S (quelques Hz) sont les ondes d'Alfvén. Ces ondes sont produites en permanence par l'interaction Io-Jupiter (cf chapitre 2.3).

Dans le modèle de MHD idéal (où l'on ne considère pas les phénomènes de petite échelle), ces ondes ne transportent pas de champ électrique parallèle susceptible d'accélérer les électrons. Néanmoins, lorsque la longueur de l'onde d'Alfvén atteint une valeur proche de celle de l'épaisseur de peau des électrons  $\lambda_e = c/\omega_p$  ou du rayon de gyration des protons  $\rho_s$ , des termes d'ordre supérieur interviennent de manière sensible et permettent l'existence d'un champ électrique parallèle. On parle d'ondes d'Alfvén cinétiques (Lysak and Song, 2003). Leur pulsation  $\omega_a$  est donné par :

$$\omega_a^2 \simeq k_{\parallel}^2 v_a^2 \frac{1 + k_{\perp}^2 \rho_s^2}{1 + k_{\perp}^2 \lambda_e^2} \quad (6.5)$$

où  $k_{\parallel}$  est la composante parallèle aux lignes de champ magnétique de son vecteur d'onde et  $\lambda_e = c/\omega_p$  est l'épaisseur de peau des électrons. Les champs électriques parallèle  $\delta E_{\parallel}$  et perpendiculaire  $\delta E_{\perp}$  de l'onde ont été calculés par Lysak and Song (2003) dans l'hypothèse d'un plasma froid :

$$\frac{\delta E_{\parallel}}{\delta E_{\perp}} \simeq \frac{k_{\parallel} k_{\perp} \lambda_e^2}{1 + k_{\perp}^2 \lambda_e^2} \quad (6.6)$$

$$\frac{\delta E_{\perp}}{\delta B_{\perp}} \simeq v_a \sqrt{(1 + k_{\perp}^2 \rho_s^2)(1 + k_{\perp}^2 \lambda_e^2)} \quad (6.7)$$

où  $k_{\parallel}$  est la composante parallèle aux lignes de champ magnétique de son vecteur d'onde et  $\delta B_{\perp}$  l'amplitude de l'onde (en terme de perturbation magnétique). D'après les équations précédentes le champ électrique parallèle de l'onde peut être simplifiée en :

$$\delta E_{\parallel} \simeq \omega_a k_{\perp} \lambda_e^2 \delta B_{\perp} \quad (6.8)$$

## Simulation

Afin de confirmer l'hypothèse selon laquelle l'accélération des électrons de l'IFT par les ondes d'Alfvén est à l'origine des sursauts S, j'ai effectué une simulation numérique de l'impact de la présence d'une onde d'Alfvén cinétique sur la distribution des électrons de l'IFT et sur l'amplification des ondes radio décimétriques (Hess et al. (2007b)-Annexe C.2). Pour cela j'ai développé le code ECLIPS (cf Annexe B.2). Ce code particulière à une dimension permet de simuler la distribution des électrons le long d'un tube de flux, et de calculer de manière analytique (Eq. 3.10) les taux de croissance des ondes décimétriques.

Des champs extérieurs (électriques, gravitationnels, inertiels,...) peuvent être imposés aux particules. En l'absence de ces champs les particules se déplacent de manière adiabatique (Eq. 2.8), les champs générés par les particules elles-même n'étant pas inclus dans le code (pour des raisons de résolutions spatiale et temporelle). Ainsi le champ électrique parallèle dû à une onde d'Alfvén cinétique doit être introduit analytiquement, l'onde d'Alfvén ne pouvant exister dans ce code de manière auto-consistante. L'équation du mouvement des particules est :

$$\frac{dv_{\parallel}}{dt} = -\nabla\left(\frac{e}{m_e}\phi_E + \frac{\mu}{m_e}B + \phi_G\right) - \delta E_{\parallel}(t) \quad (6.9)$$

Où  $\phi_E$  et  $\phi_G$  sont respectivement les potentiels électrostatique et gravitationnel (et inertielle) le long de l'IFT (cf Annexe B.2).

Le champ électrique parallèle  $\delta E_{\parallel}(t)$  porté par l'onde d'Alfvén est calculé par le code en utilisant l'équation 6.8. La longueur d'onde perpendiculaire est supposée proportionnelle au diamètre du tube de flux ( $\propto \sqrt{B}$ ) avec une longueur à la limite de l'ionosphère de 10 km. Le vecteur d'onde perpendiculaire est donc donné par :

$$k_{\perp} = \frac{2\pi}{10} \sqrt{\frac{B_{max}}{B}} km^{-1} \quad (6.10)$$

avec  $B_{max}$  l'intensité du champ magnétique à la limite de l'ionosphère. L'épaisseur de peau  $\lambda_e = c/\omega_p$  est déduite du profil de densité calculé par le code en même temps que le potentiel ambipolaire. La variation de l'amplitude  $\delta B_{\perp}$  au cours du temps (la dynamique de l'onde d'Alfvén) est décrite dans l'annexe B.2. L'onde est introduite à une distance de  $1.6 R_J$  du centre du tore (pour des raisons de résolution du code et de temps de calcul) avec une amplitude  $\delta B_{\perp 0} = 10^{-2}$  Gauss et une fréquence de 5 Hz (cette fréquence est de l'ordre de grandeur des quasi-périodes des sursauts S et est adaptée à la résolution spatiale et temporelle du code numérique).

L'amplitude du champ électrique parallèle associé à l'onde d'Alfvén est montrée sur la figure 6.5. L'amplitude maximale est atteinte à une altitude d'environ  $2 R_J$  au dessus de l'ionosphère jovienne. Dans la région des émissions radio ( $0 - 0.5 R_J$ ) le champ électrique devient négligeable. Cela est compatible avec l'observation du mouvement adiabatique des électrons émettant les sursauts S dans cette même région.

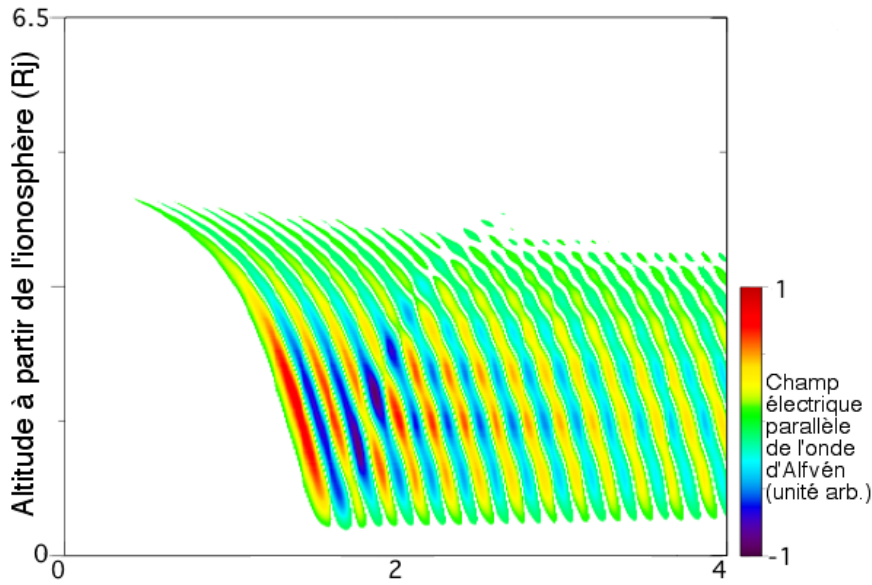


FIG. 6.5 – Amplitude du champ électrique parallèle associé à l'onde d'Alfvén dans notre simulation en fonction du temps et de l'altitude au dessus de l'ionosphère jovienne. L'onde est introduite à  $1.6 R_J$  du centre du tore pendant 3 secondes avec une fréquence de 5 Hz. Le maximum d'amplitude du champ électrique est atteint à une altitude d'environ  $2 R_J$  et décroît rapidement pour devenir nul dans la région d'émission des sursauts (altitude  $0-0.5 R_J$ )

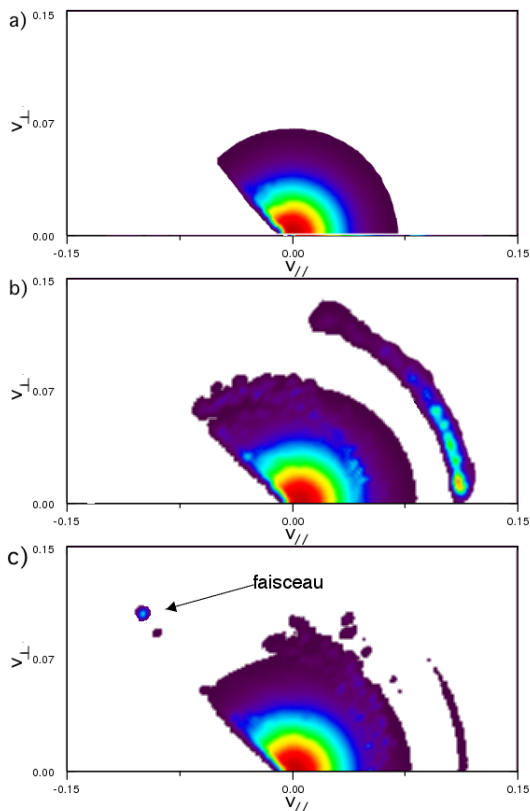


FIG. 6.6 – a) Distribution simulée des électrons à une altitude de  $\sim 0.1 R_J$  à l'instant  $t = 0$  sec. en l'absence de perturbation (aucune accélération par onde d'Alfvén). b) Même distribution à un instant  $t \sim 4$  sec. Un faisceau d'électron a été accéléré vers Jupiter et forme une coquille partielle sous l'action de la conservation du moment magnétique (Eq. 2.7). c) Même distribution à un instant  $t \sim 8$  sec. La coquille partielle formé par les électrons accélérés est réfléchié par effet de miroir magnétique, mais amputée par le cône de perte. La distribution est alors de type anneau. (l'anneau de cette distribution n'est pas l'image exacte de la coquille de la distribution (b) car il y a plus d'une période de l'onde entre ces deux distributions : (c) est donc l'image d'une distribution de type (b) mais dont la coquille est légèrement moins étendue en angle d'attaque).



## Distribution des électrons accélérés

On s'intéresse ici aux variations de la distribution des particules à des altitudes correspondant à la région d'émission. La figure 6.6 montre la variation au cours du temps de la distribution en vitesse des électrons à une altitude constante de  $0.1 R_J$ .

La figure 6.6-a montre la distribution des électrons en l'absence d'accélération. La distribution des électrons est une distribution gaussienne (la distribution des électrons injectés par le tore étant gaussienne) avec un cône de perte (par effet de miroir magnétique, la perte par collision dans l'ionosphère est ici simulée par les particules qui s'échappent par le bord de la boîte).

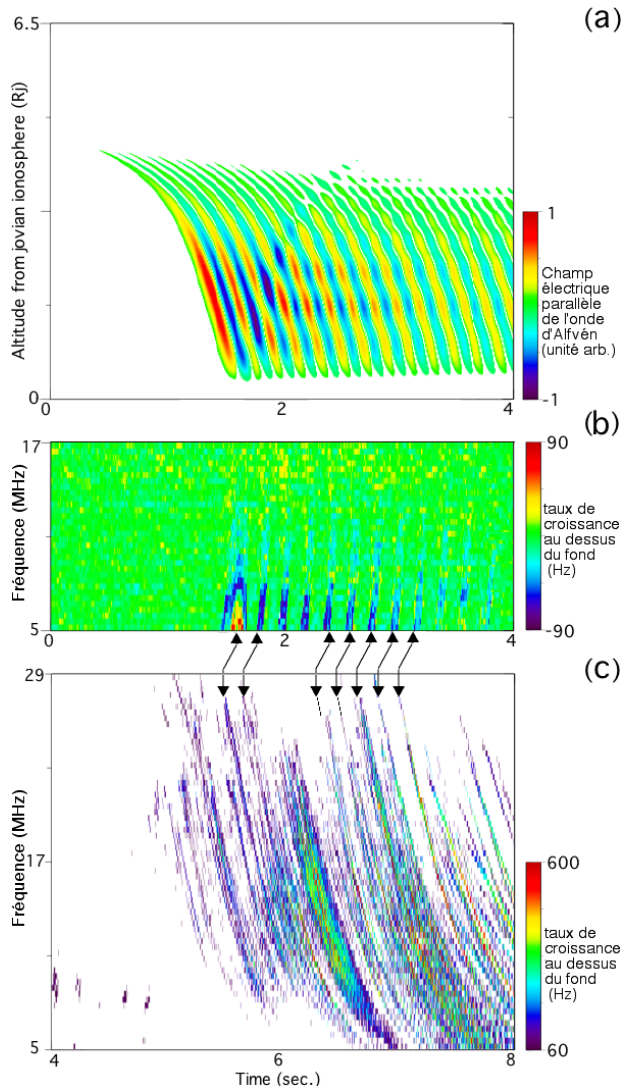
La figure 6.6-b montre la distribution des électrons après que le champ électrique parallèle associé à l'onde d'Alfvén a accéléré un faisceau d'électrons vers Jupiter jusqu'à une vitesse de  $0.11 c$  environ, soit avec une énergie de  $3 \text{ keV}$ . Cette distribution correspond à l'instant  $t \sim 4 \text{ s}$ . La conservation du moment magnétique  $\mu$  (Eq. 2.7) impose qu'en se dirigeant vers des intensités de champ magnétique plus importantes le faisceau se transforme en distribution en coquille. Dans le cas présent la coquille est incomplète ce qui suggère que l'accélération a eu lieu à une altitude relativement faible où l'intensité du champ magnétique est déjà relativement importante ( $\sim 1 R_J$ ).

La figure 6.6-c montre la distribution des électrons à un temps ultérieur ( $t \sim 8 \text{ s}$ ). Les électrons constituant la coquille générée par le champ électrique parallèle associé à l'onde d'Alfvén ont atteint leur point miroir près de la planète. Certains d'entre eux ont été perdus par collisions avec les particules de l'ionosphère jovienne (cône de perte), les autres ont été réfléchis. Ces derniers forment une distribution en anneau en s'éloignant de Jupiter. Cet anneau est formé d'électrons dont les vitesses et les angles d'attaque sont peu dispersés et qui se déplacent de manière adiabatique (le champ électrique étant négligeable dans la zone d'émission). Ces électrons sont donc de bons candidats pour la génération de sursauts S.

## Génération des ondes radio

Le code ECLIPS permet de calculer analytiquement les taux de croissance des ondes par CMI, pour des émissions obliques (le cercle de résonance est tangent au bord du cône de perte) et perpendiculaires (le cercle de résonance est centré sur une vitesse nulle). Ces deux types d'émissions ayant des propriétés (propagation, fréquence,...) différentes (section 3.3.2), leurs taux de croissance sont calculés séparément (Eq. 3.10).

La figure 6.7-b-c montre le spectre dynamique du taux de croissance de l'émission oblique. Entre les secondes 0 (injection de l'onde) et 4 (Fig. 6.7-b) on ne voit sur ce spectre dynamique que le passage de l'onde à basse fréquence qui modifie l'amplification des ondes par CMI en perturbant localement les fonctions de distribution des électrons. La périodicité des structures est bien la même que celle de l'onde (cf. le champ électrique parallèle de l'onde Fig. 6.7-a).



(a) FIG. 6.7 – a) Amplitude du champ électrique parallèle associé à l’onde d’Alfvén dans notre simulation en fonction du temps et de l’altitude au dessus de l’ionosphère jovienne. b) Spectre dynamique du taux de croissance des émissions obliques entre les secondes 0 et 4 dans la bande 5 à 17 MHz. Les taux de croissance sont exprimés par rapport aux taux de croissance de l’émission de fond (il existe une distribution en cône de perte même en l’absence d’accélération). Les structures correspondent au passage de l’onde d’Alfvén. c) Suite du spectre dynamique du taux de croissance des émissions obliques (secondes 4 à 8) dans la bande 5 à 29 MHz. Seules les structures dont le taux de croissance est supérieur de plus de 60 Hz à celui du fond sont montrées. On observe la présence de structure dérivantes discrètes dont les caractéristiques sont celle des sursauts S. Ces structures semblent se répéter avec la période de l’onde (flèches).

A partir de la seconde 5 (Fig. 6.7-c) on voit apparaître des structures discrètes avec une dérive négative dans le plan temps-fréquence. Ces structures partagent les mêmes caractéristiques que les sursauts S, leur dérive moyenne est de  $-17$  MHz/s et décroît aux basses fréquences (compatible avec les sursauts S). Elles sont dues aux faisceaux d’électrons en mouvement adiabatique tel que celui présent dans la fonction de distribution montrée par la figure 6.6-c. Ces faisceaux, d’énergie et d’angle d’attaque bien déterminés, résultent de l’amputation par le cône de perte d’une distribution en coquille partielle. Un faisceau d’électrons avec une gamme restreinte d’angles d’attaque est donc obtenu par la simulation, ce qui est cohérent avec les observations radio (cf. section (6.1) et Hess et al. (2007a)).

Lorsque l’on observe les structures à haute fréquence, là où elles sont le plus facilement discernables, on remarque qu’elles semblent se répéter avec une quasi-période égale à la période de l’onde d’Alfvén (flèches sur la figure 6.7-c). Pour s’en assurer, une transformée de Fourier à été effectuée sur le spectre dynamique entre les secondes 5 et 8, relativement au temps et fréquence par fréquence. Les transformées ont ensuite été moyennées pour obtenir le spectre en fréquence de l’occurrence de sursauts montré par la figure 6.8-a. On observe un pic à

une fréquence de 5 Hz, fréquence de l'onde d'Alfvén simulée, ce qui implique que la quasi-périodicité des sursauts simulés est la conséquence de la périodicité de l'onde d'Alfvén. Pour comparaison, le figure 6.8-b montre le spectre en fréquence de l'occurrence des sursauts S obtenu à partir de l'observation du 14 mars 2005 (Fig. 6.1-b). Le pic à 15 Hz correspond à la quasi-période des sursauts S.

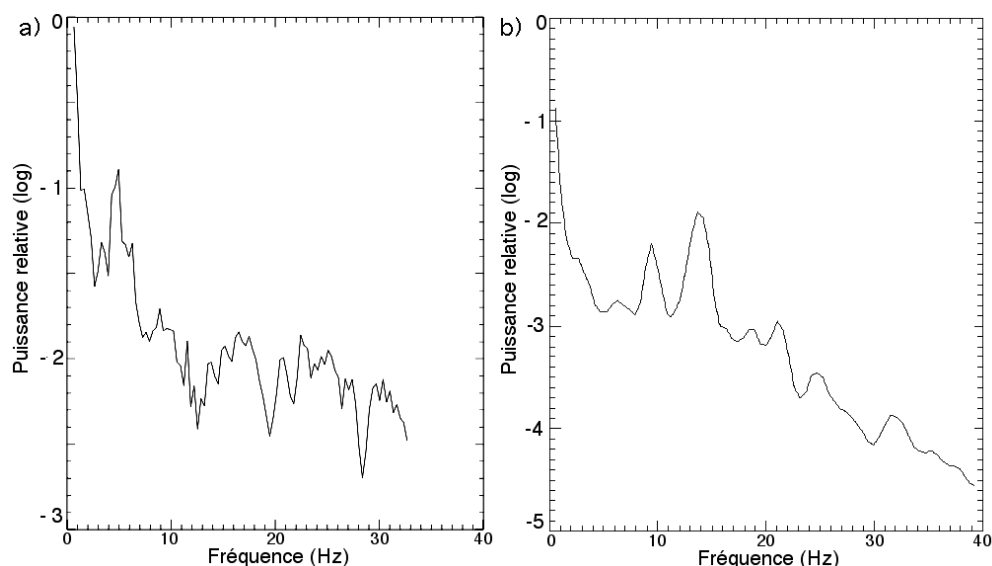


FIG. 6.8 – a) Transformée de Fourier sur le temps du spectre dynamique simulé (Fig. 6.7-c) entre 5s et 8s. Le pic à 5 Hz correspond à la fréquence de l'onde d'Alfvén simulée. b) Transformée de Fourier sur le temps du spectre dynamique observé (Fig. 6.1-b). Le pic à 15 Hz correspond à la quasi-période des sursauts S.

Le spectre dynamique du taux de croissance des ondes perpendiculaires est montré par la figure 6.9. Les émissions sur le mode perpendiculaire apparaissent en même temps que les émissions obliques. Cependant, le mode perpendiculaire (dont le cercle de résonance est centré sur la vitesse nulle) est amplifié aussi bien par les particules s'éloignant de Jupiter (distribution de la figure 6.6-c), comme le mode oblique, que par les particules accélérées vers Jupiter (Fig. 6.6-b). Il en résulte une superposition des émissions dues à différents faisceaux de particules qui se déplacent dans des directions différentes le long de l'IFT. Le spectre dynamique de l'émission perpendiculaire ne présente donc pas de structures dérivantes marquées. Bien que dans la simulation le taux de croissance correspondant à l'instabilité perpendiculaire soit supérieur à celui de l'instabilité oblique (et donc à celui des sursauts S simulés), les problèmes de propagation du plasma vers le vide du mode R-X en dessous de la fréquence de coupure (cf section 3.3.1) peuvent dans la réalité impliquer la domination des émissions obliques sur les émissions perpendiculaires observée hors des sources. Une simulation auto-consistante de la CMI dans un plasma avec des paramètres compatibles avec ceux de l'IFT permettrait de mieux définir les taux de croissance de l'instabilité perpendiculaire.

## Mécanisme d'accélération

L'accélération d'électrons par onde d'Alfvén met en général en jeu un phénomène de résonance : lorsque la vitesse des électrons est proche de la vitesse de l'onde d'Alfvén dans le plasma, celle-ci transmet de l'énergie aux électrons (Kletzing, 1994; Su et al., 2004). Dans notre simulation la vitesse d'Alfvén ( $v_A \sim 0.5 - 1 c$ ) est très supérieure à la vitesse des électrons ( $0.1 c$  pour les électrons accélérés). La résonance ne peut donc pas être à l'origine de l'accélération des électrons. D'autres mécanismes impliquant les ondes d'Alfvén ont été étudiés, notamment dans le contexte des zones aurorales terrestres (Génot et al., 2000, 2004). Ces mécanismes reposent sur le fait qu'en dépit de sa grande vitesse de phase, une onde d'Alfvén possède une basse fréquence ( $\sim 10$  Hz pour les sursauts S), donc une grande longueur d'onde  $\lambda_A$  et une longue période. Le temps d'accélération par l'onde d'Alfvén est donc suffisamment long pour accélérer puis décélérer fortement les électrons.

Dans le cas étudié ici, l'altitude de la région d'accélération peut être déterminé par chronométrage du temps écoulé entre le premier passage de l'onde observé dans le spectre dynamique ( $t \sim 2s$ ) et le début du premier sursaut radio ( $t \sim 5s$ ). Connaissant la vitesse des électrons dans la région d'émission ( $v \sim 0.1 c$ ) et la loi adiabatique du mouvement (Eq. 2.8) on en déduit l'altitude de la région d'accélération ( $0.9 R_J$ ). Cette altitude correspond à la région où l'amplitude du champ électrique parallèle associé à l'onde décroît fortement sur une distance de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde de l'onde d'Alfvén ( $\lambda_A \sim 0.7 R_J$ ). Un électron suffisamment énergétique peut donc être accéléré par l'onde et traverser la zone de gradient du champ électrique de telle manière qu'il ne soit pas décéléré lorsque l'onde change de phase. Par contre, les électrons insuffisamment énergétiques sont décélérés. Cela permet la formation d'un faisceau d'électrons énergétiques détaché du coeur de la distribution (Fig. 6.10).

Dans notre simulation, avec une fréquence de l'onde d'Alfvén  $f = 5$  Hz et une vitesse maximale des électrons d'environ  $v = 0.1 c$ , la longueur  $L$  caractéristique de la région d'accélération (du gradient de champ électrique) doit être inférieure à :

$$L = \frac{v}{f} = 0.2 \text{ sec} \times 0.1 \times 3 \times 10^5 \text{ km.s}^{-1} = 6000 \text{ km} \sim 0.1 R_J \quad (6.11)$$

## Sélection de la période des sursauts

La simulation décrite ci-dessus montre que les caractéristiques des sursauts S peuvent être reproduites par l'accélération d'électrons par un onde d'Alfvén. Néanmoins la fréquence de cette onde y est présumée. Dans le tore de Io, la déformation des tubes de flux génère des ondes d'Alfvén sur une large gamme de fréquences, comment alors expliquer qu'une seule fréquence se retrouve dans la période des sursauts ?

Su et al. (2006) et Ergun et al. (2006) ont proposé l'existence d'une zone de résonance des ondes d'Alfvén entre l'ionosphère jovienne (dont la grande conductivité permet de la considérer comme un miroir) et l'altitude à partir de laquelle la vitesse de l'onde est proche de la vitesse de la lumière (quelque milliers de kilomètres selon les modèles). Cette résonance

jouerait donc un rôle de sélection, en ne permettant l'amplification que d'une gamme restreinte de fréquences des ondes d'Alfvén. Une simulation prenant en compte la présence de cette cavité doit être menée pour confirmer les ondes d'Alfvén comme origine des sursauts S.

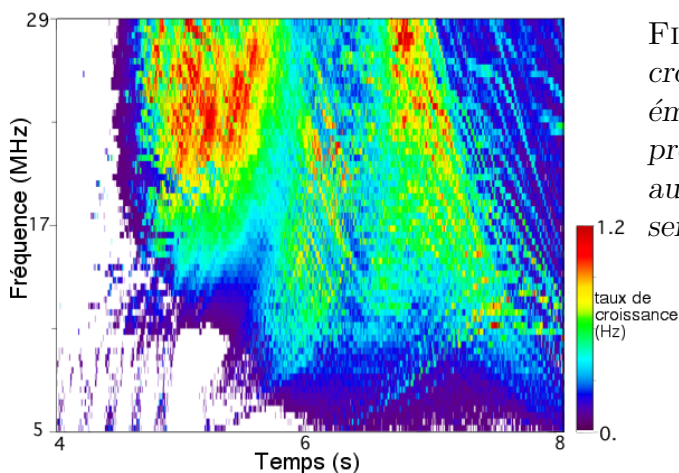


FIG. 6.9 – Spectre dynamique du taux de croissance de l'émission perpendiculaire. Ces émissions sont la superposition d'émissions provoquées par des électrons se déplaçant aussi bien vers Jupiter que vers Io. On n'observe ainsi aucunes structures individuelles.

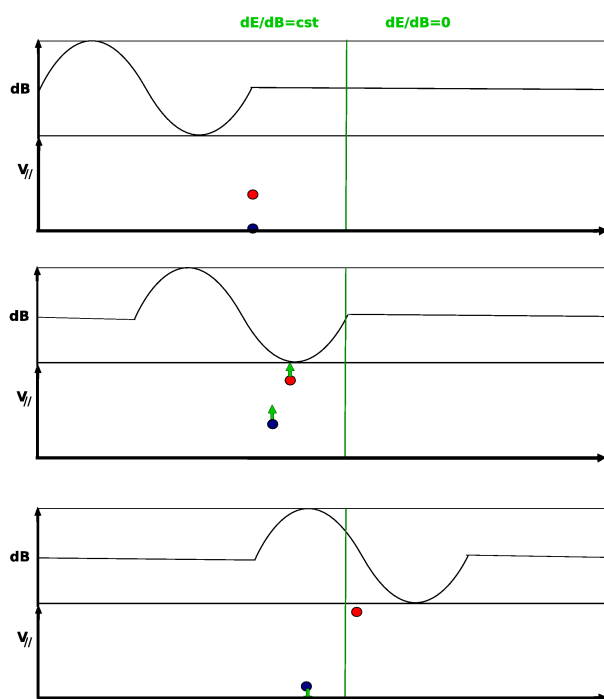


FIG. 6.10 – Ce schéma montre le mécanisme d'accélération des électrons par une onde d'Alfvén à l'oeuvre dans notre simulation. L'onde d'Alfvén est symbolisée par une perturbation de champ magnétique ( $dB$ ) et deux électrons témoins sont représentés dans l'espace vitesse parallèle ( $v_{||}$ ) position le long de l'IFT ( $x$ ) en trois instants différents (a, b et c). Le gradient du champ électrique parallèle ( $dE$ ) est modélisé par deux régions : dans la première (avant la ligne verte)  $dE/dB = cste$  (avec une constante non nulle) et dans la seconde (après la ligne verte)  $dE = 0$ . a) Avant que les deux particules soient accélérées elles se situent au même point de l'IFT avec des vitesses  $v_{||}$  différentes. b) Les deux particules sont accélérées tant qu'elles se situent dans la phase de l'onde où  $dB < 0$ . c) Lorsque la phase de l'onde change ( $dB > 0$ ), la particule initialement plus rapide à franchi le gradient de champ électrique et ne "voit" plus l'onde d'Alfvén. La particule initialement moins rapide est elle décélérée jusqu'à sa vitesse initiale.



# Chapitre 7

## Conséquences sur la physique aurorale de Jupiter

### 7.1 Cavités aurorales

Les cavités aurorales sont des régions dans lesquelles la densité du plasma est plus faible que la densité moyenne à la même altitude dans les régions aurorales. Cette déplétion en plasma concerne surtout la composante thermique (froide) du plasma, alors que la population en plasma chaud y est plus importante. Cela assure la stabilité de ces structures par un équilibre des pressions (cinétique et magnétique) à l'intérieur et à l'extérieur de la cavité (Mottez, 2003, 2004). Leur longueur dans la direction parallèle au champ magnétique n'est pas limitée et peut atteindre plusieurs rayons planétaires. Dans la direction perpendiculaire leur largeur moyenne est de l'ordre de quelques dizaines de kilomètres et leurs bords ont une épaisseur de l'ordre du rayon de gyration des protons. Ces cavités ont été observées dans les régions aurorales de la Terre par de nombreuses sondes (Hilgers et al., 1992; Lundin et al., 1994). Les simulations numériques ont montré que ces structures peuvent être créées par la propagation d'ondes d'Alfvén le long des lignes de champ magnétique (Chaston et al., 2006).

Dans les régions aurorales terrestres, les cavités aurorales sont les sources du rayonnement radio par instabilité MASER-cyclotron. Hors des cavités en effet, le rapport  $\omega_p/\omega_c \propto \sqrt{\rho}/B$  entre la pulsation plasma  $\omega_p$  et la pulsation cyclotron électronique  $\omega_c$  (dépendant de la densité du plasma  $\rho$  et l'énergie du champ magnétique  $\propto B^2$ ) est élevé ( $\sim 0.1$ ). Dans ce cas il est impossible pour une onde (de polarisation circulaire droite) dont la fréquence est proche de la fréquence cyclotron de se propager hors du plasma (onde sur le mode Z, cf section 3.1). Dans les cavités aurorales la densité est plus faible, donc le rapport  $\omega_p/\omega_c$  l'est aussi, et les ondes peuvent être amplifiées directement sur le mode R-X (qui peut se propager dans le vide). De plus, le plasma étant majoritairement composé de plasma chaud, la relation de

dispersion utilisée dans cette thèse (Eq. 3.6) n'est plus valide (approximation plasma froid) et la fréquence de coupure du mode R-X ( $f_X$ ) peut être inférieure à la fréquence cyclotron électronique ( $f_{ce}$ ). Ainsi une onde émise perpendiculairement au champ magnétique (avec une fréquence  $f$  inférieure à la fréquence de cyclotron électronique ( $f_{ce}$ ); cf section 3.3) peut se propager.

Dans ce cas la distribution en coquille, fréquente dans les régions aurorales, est la distribution possédant le plus d'énergie libre et, via une instabilité perpendiculaire, les taux de croissance des ondes radio les plus élevés (Louarn, 1992). Ainsi les émissions par CMI observées à la Terre sont engendrées par une instabilité perpendiculaire dans une cavité aurorale.

Néanmoins le fort gradient de densité sur les bords de la cavité aurorale réfracte ces ondes. En dehors des sources on peut ainsi observer un angle de  $40^\circ$ - $50^\circ$  entre la direction de propagation de l'onde et la direction du champ magnétique.

A Jupiter le rapport  $\omega_p/\omega_c$  est de l'ordre de 0,01. Les gradients de densité sur les bords des cavités aurorales (si elles sont présentes) ne peuvent alors réfracter les ondes émises perpendiculairement aux lignes de champ magnétique que jusqu'à un angle d'environ  $80^\circ$ , voir  $75^\circ$  près de l'ionosphère de Jupiter (Muttel, communication personnelle). Or Queinnec and Zarka (1998) et Ray and Hess (2008) observent des émissions pour des angles plus faibles (jusqu'à  $\sim 40^\circ$ ). L'émission doit donc se faire, dès la source, de manière oblique par rapport à la direction du champ magnétique (avec  $f > f_X$ ). Dans Ray and Hess (2008) et Hess et al. (2008c) on montre que l'instabilité oblique ( $k_{\parallel} = \frac{v}{c^2} \frac{\omega_c}{\cos \alpha}$ ) amplifie les ondes avec un angle d'émission compatible avec celui observé. Le rapport  $\omega_p/\omega_c$  étant faible, une onde peut être amplifiée par cette instabilité sur le mode R-X hors des cavités aurorales.

Cependant on montre dans Hess et al. (2007b) et Hess et al. (2008a) que les taux de croissance de l'instabilité oblique sont inférieurs à ceux de l'instabilité perpendiculaire, ce qui est compatible avec l'étude précédente de Louarn (1992) dans les régions aurorales terrestres. Le mode perpendiculaire devrait donc dominer le spectre des émissions, or ce n'est pas ce qui est observé. Cela signifie qu'une onde perpendiculaire ne doit pas pouvoir être amplifiée sur le mode R-X alors qu'une onde oblique l'est, ce qui est le cas hors des cavités aurorales. L'émission n'a donc pas lieu dans des cavités aurorales, où l'émission perpendiculaire (à une fréquence  $f < f_x$ ) est possible. Le cas de l'émission d'ondes radio au pied du tube de flux d'Io est donc très différent de celui de l'émission des ondes radio dans les régions aurorales terrestres.

## 7.2 Variations longitudinales

La mesure des caractéristiques physiques des électrons à l'origine des émissions de sursauts S (énergie, angle d'attaque) présentée dans le chapitre 6 est une mesure statistique sur un grand nombre d'événements enregistrés sur plus d'un an. Je présente ici une étude de l'évolution de



ces mêmes caractéristiques durant un même événement, en l'occurrence celui du 14 mars 2005 (Hess et al. (2008b) - Annexe C.5). Il a été enregistré au radio télescope UTR-2 de Kharkov sous la forme de 230 séquences de 6,2 secondes représentées sous la forme de spectres dynamiques à haute résolution (0.8 ms et 8 kHz). L'enregistrement des séquences a été effectué toutes les 15 secondes.

Pour chacun des spectres dynamiques, le profil de la dérive en fonction de la fréquence  $df/dt(f)$  a été mesuré par une transformée de radon fenêtrée (Annexe A.2) et les profils d'énergie cinétique parallèle  $W_{\parallel}(f)$  calculés.

La présence de zones d'accélération localisées, déjà observée dans Hess et al. (2007a), induit de brusques variations de l'énergie cinétique parallèle dans le profil  $W_{\parallel}(f)$ . Les caractéristiques de ces zones d'accélération sont discutées dans la section suivante. L'énergie cinétique parallèle présente alors une décroissance linéaire par partie (Fig. 7.3). Nous nommons ces parties linéaires (donc cohérentes avec un mouvement adiabatique des électrons émetteurs) "segments adiabatiques".

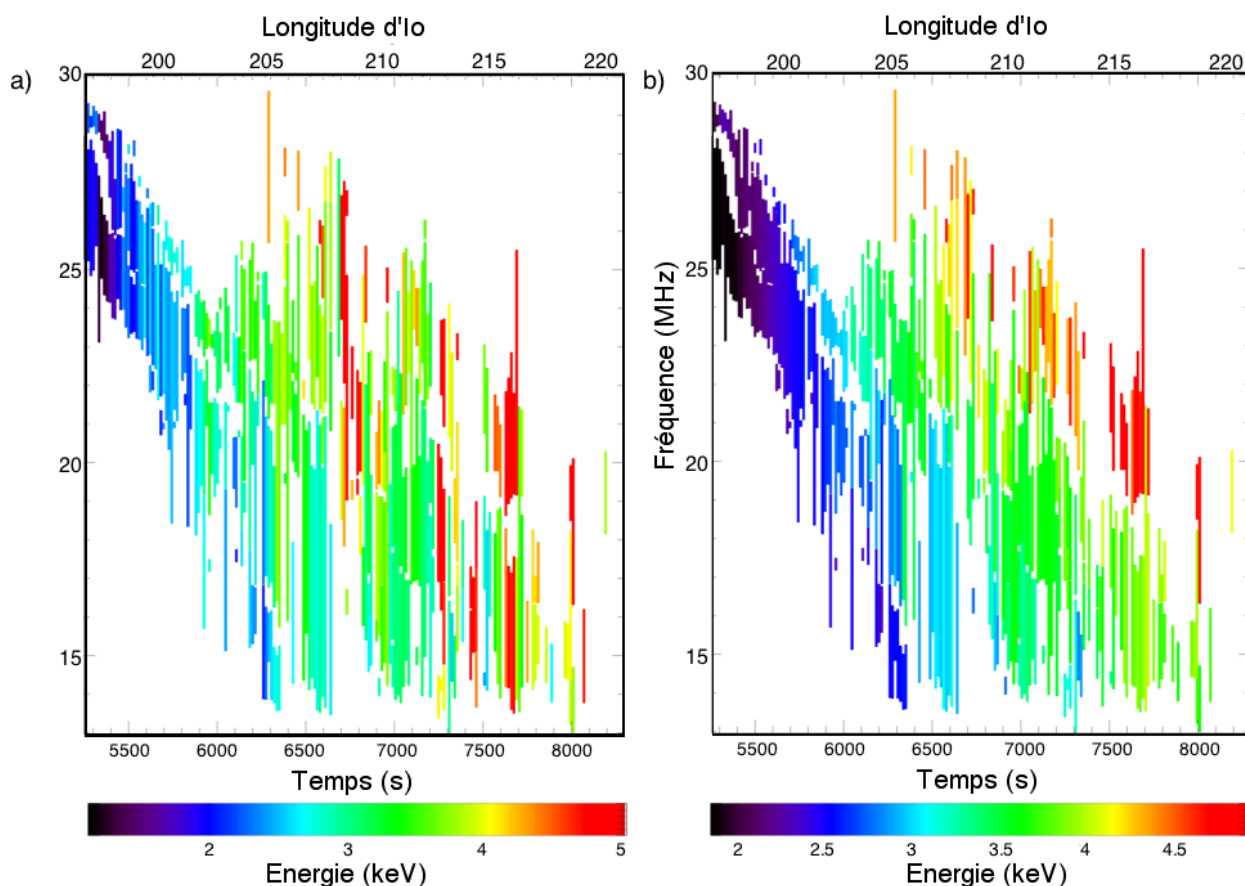


FIG. 7.1 – a) Spectre dynamique de l'énergie cinétique totale  $W$  associée à chaque segment adiabatique ajusté aux profils observés (valeur de  $\mu$  ajustée). b) Spectre dynamique de l'énergie cinétique totale  $W$  associée à chaque segment adiabatique ajusté, avec une courbe d'évolution du moment magnétique  $\mu$  lissée.

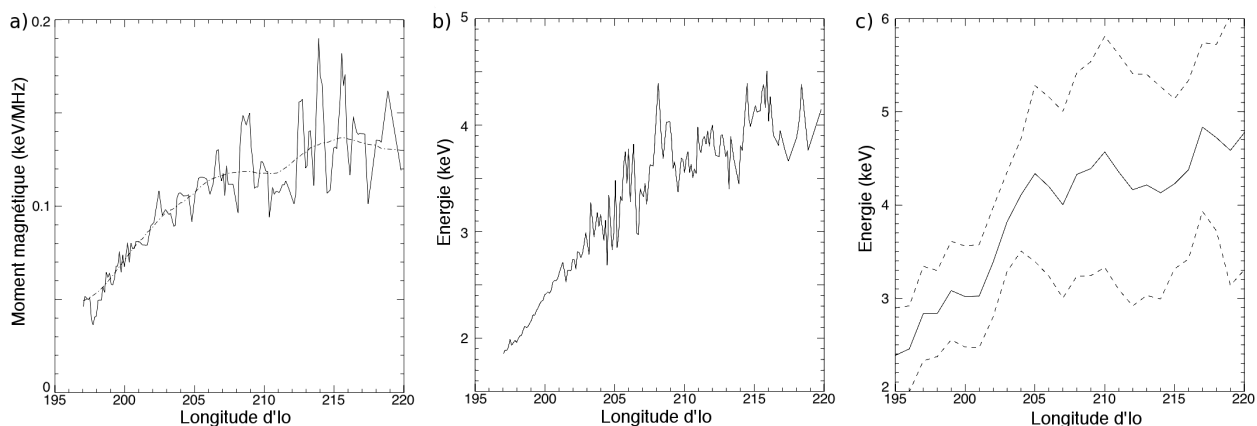


FIG. 7.2 – a) Moment magnétique  $\mu$  en fonction de la longitude de Io, mesuré par ajustement des segments adiabatiques (courbe continue). L'évolution du moment magnétique est douce, excepté la présence de certains pics correspondant à des données bruitées. Les tirets montre la courbe d'évolution du moment magnétique  $\mu$  lissée. b) Energie cinétique totale  $W$  moyenné sur la gamme de fréquence en fonction de la longitude de Io, mesurée par ajustement des segments adiabatiques. On observe une augmentation de l'énergie avec la longitude de Io. c) Energie cinétique totale  $W$  moyenné sur la gamme de fréquence en fonction de la longitude de Io, mesurée à partir des donnée de Hess et al. (2007a). Ces données ont été enregistré sur un intervalle d'un an. L'augmentation observée de l'énergie des électrons émetteurs avec la longitude de Io est ici montrée de manière statistique. Les tirets représentent l'écart-type.

Un nombre variable de segments adiabatiques est ajusté à chaque profil d'énergie cinétique parallèle  $W_{\parallel}(f)$  en utilisant un algorithme décrit dans l'annexe A.3. Cela nous permet d'obtenir l'énergie et l'angle d'attaque (ou le moment magnétique  $\mu$ ) des électrons émetteurs en fonction de la fréquence et du temps.

La figure 7.1-a montre le résultat de la détection des segments adiabatiques sous la forme d'un spectre dynamique de l'énergie cinétique totale  $W$ . La plupart de ces segments correspondent à une énergie comprise entre 2 keV et 4,5 keV, mais à certains instants l'énergie atteint des valeurs de plus de 5 keV ou de moins de 1 keV. Une inspection approfondie des profils  $W_{\parallel}(f)$  correspondant à ces instants montre que ces valeurs extrêmes sont dues à l'ajustement de segments adiabatiques sur des données bruitées.

Dans les données étudiées, les zones d'accélération ont la propriété de conserver la valeur du moment magnétique  $\mu$ . On peut donc associer une unique valeur du moment magnétique à chaque séquence de 6,2 secondes. La figure 7.2-a montre l'évolution du moment magnétique relativement au temps. Cette évolution apparaît relativement douce, exception faite de pics apparaissant aux instants où l'on observe les valeurs extrêmes de l'énergie. On peut donc supposer que ces pics sont uniquement dûs au bruit dans les données. Pour atténuer l'effet du bruit à ces instants, on lisse la courbe du moment magnétique  $\mu$  en fonction du temps (tirets sur la figure 7.2-a) et on recalcule la valeur de l'énergie associée aux segments adiabatiques avec les nouvelles valeurs de  $\mu$ . Le spectre dynamique de l'énergie cinétique totale  $W$ , obtenu par lissage de l'évolution du moment magnétique, est montré par la figure 7.1-b. Dans la suite nous considérerons uniquement les résultats obtenus après lissage de l'évolution du moment magnétique.

Le spectre dynamique de l'énergie cinétique, dont la valeur de moyenne de 3.2 keV (valeur cohérente avec les résultats de Zarka et al. (1996); Hess et al. (2007a)), présente de fortes variations, aussi bien suivant la fréquence que suivant la longitude (c-à-d le temps). L'énergie des électrons augmente vers les hautes fréquences. Cela est dû au fait que les zones d'accélération observées accélèrent toujours les électrons dans la direction de Jupiter (donc vers des altitudes correspondant à de plus hautes fréquences). Cette propriété des zones d'accélération, déjà montrée par Hess et al. (2007a) sera discutée dans la section suivante. L'énergie cinétique évolue aussi avec le temps (c-à-d la longitude). La figure 7.2-b montre l'évolution dans le temps de l'énergie cinétique moyennée sur toute la gamme de fréquences. On observe une augmentation forte et continue de l'énergie cinétique entre les longitudes de Io  $197^\circ$  et  $220^\circ$ .

Cette évolution pourrait être purement conjoncturelle, c'est pourquoi la même figure a été refaite avec les données de Hess et al. (2007a) (Fig. 7.2-c). Ces données, enregistrées sur un intervalle d'un an donnent un aperçu de l'évolution moyenne de l'énergie des électrons émetteurs avec la longitude de Io. Une augmentation similaire est observée sur les deux figures, indiquant que l'augmentation de l'énergie cinétique est une conséquence de la variation en longitude des paramètres de l'accélération des électrons.

Tous les paramètres contrôlant les émissions radio decamétriques n'étant pas connus, on ne peut interpréter rigoureusement l'augmentation de l'énergie observée. Cependant le flux d'énergie  $\Phi_W$  injecté dans l'IFT peut être estimé par l'équation 2.22 (Fig. 2.4). On observe sur la gamme de longitude étudiée (de  $197^\circ$  à  $220^\circ$ ) une augmentation de ce flux d'environ 5%. Bien que la conversion du flux d'énergie  $\Phi_W$  en faisceaux d'électrons énergétique ne soit pas entièrement comprise (car fortement non-linéaire) et nécessite une étude plus approfondie, l'augmentation du flux d'énergie injecté dans l'IFT pourrait être lié à l'augmentation de l'énergie des électrons émetteurs.

Une étude plus fine de la dépendance en longitude du flux d'énergie  $\Phi_W$  associée à un plus grand nombre d'observations pourrait permettre de comprendre la relation entre l'intensité de l'interaction Io-Jupiter et l'énergie des particules émettrices.

### 7.3 Sauts de potentiels

La présence de zones d'accélération localisées est fréquemment observée dans les zones aurorales terrestre. Elles sont généralement liées à un saut de potentiel électrique qui accélère les électrons dans la direction de la planète (dans les régions de courant montant) ou dans la direction opposée (dans les régions de courant descendant). Ces sauts de potentiel se structurent dans l'espace sous forme de double couche (Block, 1978, 1988) et prennent la forme de structures en "V inversé". Des simulations numériques montrent que la présence de telles structures dans les zones aurorales des autres planètes, et de Jupiter en particulier, est probable (Su et al., 2003). Cependant, ces structures, dues à la différence de potentiel entre Io et Jupiter engendrée par leur interaction, apparaissant à basse altitude ( $< 1R_J$ ) ne sont pas détectables in-situ par les missions spatiales actuelles (La future mission JUNO, orbiteur polaire de Jupiter, devrait pouvoir les révéler).

Néanmoins l'observation en radio des sursauts S de Jupiter permettant de mesurer l'énergie cinétique parallèle des électrons émetteurs en fonction de la fréquence (donc de l'altitude) peut permettre d'observer depuis la Terre ces sauts de potentiel électrique. En effet, une zone d'accélération localisée se traduit dans les profils d'énergie cinétique parallèle  $W_{\parallel}(f)$  par une brusque augmentation de celle-ci (Fig. 7.3). Ce type de profil a été observé pour la première fois par (Hess et al. (2007a) - Annexe C.1). L'augmentation de l'énergie (l'accélération) se fait dans la direction de la planète, cette propriété est partagée par toutes les zones d'accélération observées dans Hess et al. (2007a) et Hess et al. (2008b). On remarque que cette brusque augmentation sépare deux intervalles dans lesquels l'énergie cinétique parallèle décroît linéairement (mouvement adiabatique des électrons émetteurs).

Les deux segments adiabatiques situés de part et d'autre de la zone d'accélération ont la même pente, et donc le même moment magnétique ( $\mu = v_{\perp}^2/f_{ce}$ ). Cela indique que l'accélération est purement parallèle, ce qui est cohérent avec une accélération due à un saut de potentiel électrique. Dans la suite nous nous intéresserons uniquement aux accélérations dont les caractéristiques sont compatibles avec celles des sauts de potentiel électrique localisés. Pour cela on fixe comme condition que l'augmentation de l'énergie se fasse sur un intervalle de moins de 2 MHz (c'est à dire une distance de moins de  $0.02 R_J$  soit  $\sim 1500$  km) et que l'accélération soit quasi-parallèle (la variation  $\Delta\mu$  du moment magnétique est telle que  $|\Delta\mu|/\mu < 0.5$ ).

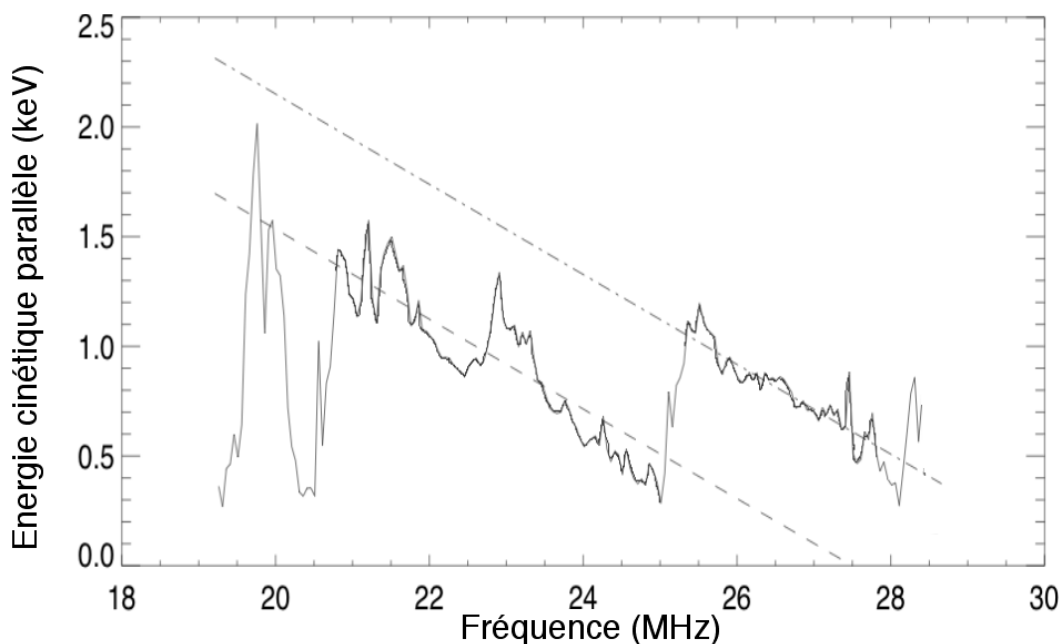


FIG. 7.3 – Profil d'énergie cinétique parallèle obtenu à partir d'un spectre dynamique enregistré le 23 mai 1995. La brusque augmentation de l'énergie à une fréquence de 25 MHz correspond à un saut de potentiel. De part et d'autre du saut, les électrons ont un mouvement adiabatique (décroissance linéaire). La pente des deux segments adiabatiques ( $= -\mu$ ) indique que l'accélération est purement parallèle. La faible valeur de l'énergie aux environs de 20.5 MHz correspond à un manque de données.

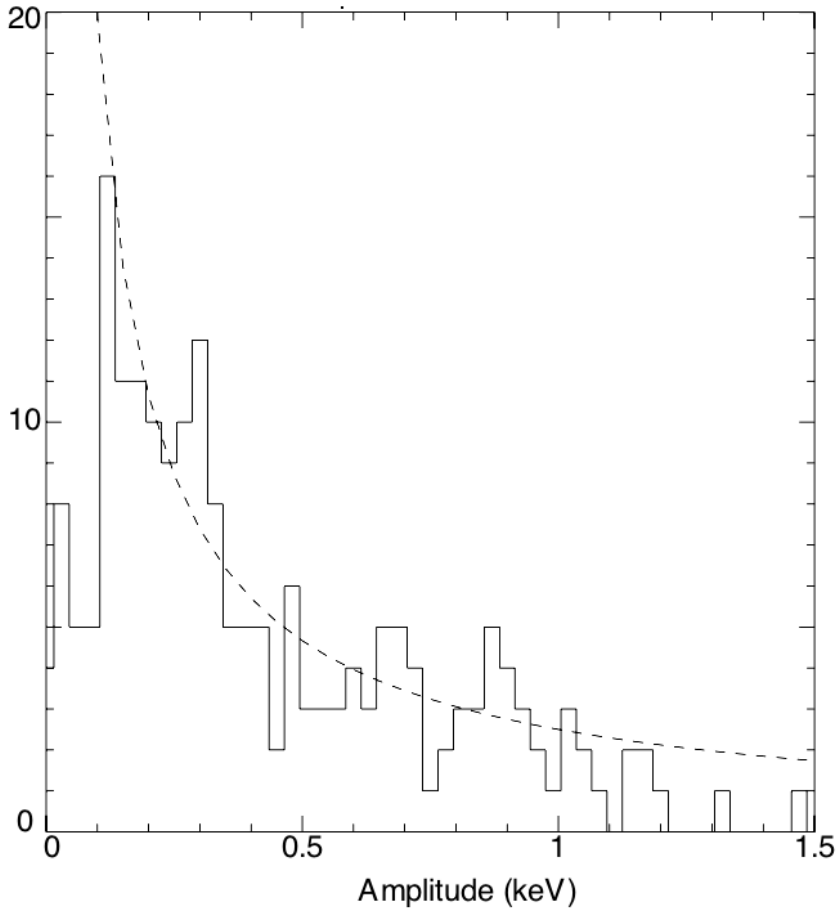


FIG. 7.4 – Histogramme de l’amplitude des sauts d’énergie détectés. 199 sauts ont été détectés avec un seuil de détection minimum de 0.02 keV. Cependant ce seuil pouvant varier d’un spectre dynamique à l’autre, on remarque un déficit de sauts détectés en dessous de 0.1 keV. La distribution  $f(A)$  des amplitudes  $A$  suit une loi de puissance  $f(a) \sim A^{-1}$  (tirets).

Dans Hess et al. (2007a) l’observation des sauts de potentiel permet de déterminer quelques grandeurs statistiques (maximum d’occurrence des sauts à une altitude de  $0.1 R_J$  environ, amplitude moyenne de  $0.9 R_J$ ), mais le faible nombre de sauts observés (39) et la haute limite de détection des sauts d’énergie ( $> 0.1$  keV) rendaient nécessaire de nouvelles études plus précises pour une meilleure compréhension du phénomène. De plus, comme dans le cas de l’énergie il peut être intéressant d’étudier l’évolution de ces sauts de potentiels au cours du temps.

Cela a été fait dans Hess et al. (2008b) (Annexe C.5). Dans cette étude 199 zones d’accélération ont été détectées. Parmi elles, 70 ont été relevées entre deux segments adiabatiques ajustés, les 129 autres ont été détectées près des fréquences extrêmes de la bande d’émission (leur amplitude est estimée en supposant que l’accélération est parallèle et que les bords de la zones d’accélération correspondent à des segments adiabatiques. Cf annexe A.3). La figure 7.4 présente l’histogramme de l’amplitude des sauts détectés. Le seuil de détection des sauts d’énergie est de l’ordre de 0.02 keV, mais ce seuil pouvant varier d’un spectre dynamique à l’autre, on considère que la statistique est bonne à partir de  $\sim 0.1$  keV. La distribution de

l'amplitude des accélérations  $f(A)$  semble décroître avec l'amplitude  $A$  en suivant une loi de puissance  $f(A) \sim A^{-1}$ . Cette loi de puissance apparaît sous forme de tirets dans la figure 7.4. Toutes les zones d'accélération détectées dans cette étude sont compatibles avec une accélération purement parallèle des électrons (conservation du moment magnétique  $\mu$ ). Le fait que les accélérations sont vues purement parallèles ne signifie pas que le champ électrique associé à l'onde soit purement parallèle. En effet si l'épaisseur caractéristique de la structure de potentiel électrique est grande devant le rayon de Larmor  $R_L$  des électrons, un champ électrique perpendiculaire ne modifie pas les caractéristiques  $(W, \mu)$  des électrons mais engendre un vitesse de dérive perpendiculaire  $v_d$  au plasma qui n'est pas détectable par notre méthode. Dans les régions aurorales de Jupiter  $R_L \sim 1$  m, les structures de potentiels peuvent donc être obliques si leur épaisseur caractéristique est plus grande que le mètre.

La figure 7.5-a présente la position des 199 sauts de potentiels détectés dans le plan temps-fréquence. La distribution des sauts n'est pas aléatoire mais se présente sous la forme de structures dérivant en fréquence avec un taux de dérive négatif. Comme pour les sursauts S eux-même, cette dérive négative correspond à un mouvement dans la direction opposée à Jupiter le long de l'IFT.

Afin de mesurer la vitesse de déplacement des sauts de potentiel électrique le long de l'IFT la position des sauts doit être calculée dans le plan temps-altitude. Pour cela le modèle de champ magnétique jovien VIT4 est utilisé afin de transformer les fréquences en altitudes. Le décalage entre la ligne de champ active et la ligne de champ instantanée de Io étant faible dans cette gamme de longitude (Fig. 2.3), nous les supposons ici confondues.

La figure 7.5-b montre la position des sauts dans le plan temps-altitude. La vitesse de déplacement des sauts est d'environ 5 km/s en dessous de  $0.2 R_J$  et d'environ 17 km/s au dessus (modélisé par les courbes dans la figure 7.5-b). Ces vitesses sont très inférieures aux vitesses locales des ondes d'Alfvén ( $\sim c$ ), des électrons émetteurs ( $\sim 0.1 c$ ) et des électrons ionosphériques ( $> 300$  km/s). Elles sont toutefois du même ordre de grandeur que la vitesse du son locale dans le plasma ( $c_s \sim 10$  km/s). Cette vitesse est donnée par :

$$c_s^2 = \frac{T_e + 3T_i}{m_i} \quad (7.1)$$

où  $T_e$  et  $T_i$  sont les températures respectives des électrons et des protons et  $m_i$  est la masse du proton. En dessous de  $0.2 R_J$ , la vitesse mesurée des sauts de potentiel correspond à un plasma dont la température (on suppose  $T_e = T_i$ ) est de 0.14 eV ( $\sim 1600^\circ K$ ). Cette température est cohérente avec les estimations de la température du plasma dans les régions aurorales de Jupiter (Grodent and Gérard (2001); Bougher et al. (2005) d'après les observations UV). Au dessus de  $0.2 R_J$  la vitesse mesurée correspond à un chauffage des électrons jusqu'à une température de 1.5 eV. Ce chauffage est cohérent avec le chauffage dû à l'activité aurorale prévu par les modèles (Grodent and Gérard, 2001; Bougher et al., 2005).

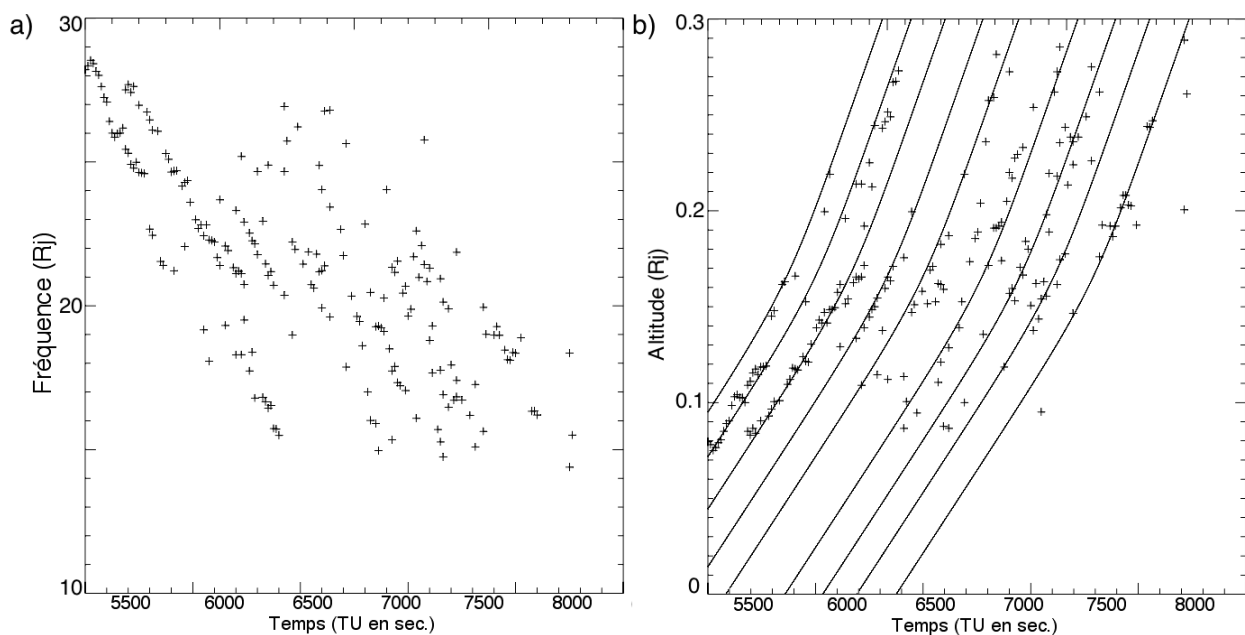


FIG. 7.5 – a) Position des sauts de potentiel électrique détectés dans le plan temps-fréquence. La distribution des sauts n'est pas aléatoire mais apparaît sous forme de structures dérivantes. b) Position des sauts de potentiel électrique détectés dans le plan temps-altitude. La vitesse de déplacement des sauts de potentiel est cohérente avec la vitesse du son dans le plasma (courbes). Les structures semblent se répéter avec une quasi-période d'environ 200 s.

Les structures d'accélération semblent se répéter avec une quasi-période de 200 s (Fig. 7.5-b). Cette période n'est pas expliquée pour l'instant. Cela pourrait résulter d'une oscillation globale de l'IFT (alternance entre les zones de courants montants et descendants) ou bien d'un phénomène de saturation (la génération des sauts nécessiterait l'équivalent d'un temps de recharge). Des études supplémentaires seront nécessaire pour comprendre ce phénomène. Les structures d'accélération observées étant toutes quasi-parallèles et localisées avec une amplitude bien supérieure à la température du plasma, elles sont cohérentes avec des doubles couches fortes (Block, 1978, 1988). De nombreux modèles et observations décrivent la présence de sauts de potentiel électrique forts se déplaçant à la vitesse du son dans les régions aurorales planétaires. Ils invoquent les ondes acoustiques ioniques (Cattell et al., 1998; Singh et al., 2005), les trous d'ions (Singh et al., 2005) où des solitons acoustiques ioniques comme mécanismes de génération du saut de potentiel électrique (Das et al., 1998). Des structures de potentiel avec des caractéristiques proches de celles observées sur Jupiter ont été observés dans les région aurorales terrestres par le satellite FAST (Ergun et al., 2002a). Celles-ci ont été modélisées par Main et al. (2006); Ergun et al. (2002b) qui ont montré qu'elles se déplaçaient à la vitesse du son dans le plasma.





# Chapitre 8

## Conclusion et perspectives

L'étude observationnelle et théorique des ondes radio décimétriques joviennes présentée dans cette thèse a permis, pour la première fois, de déterminer certaines caractéristiques clés de l'interaction Io-Jupiter :

\_ La morphologie des sursauts longs indique que l'émission est compatible avec une instabilité MASER-cyclotron oblique. Or nos simulations numériques, comme celles d'autres auteurs, montrent que l'instabilité perpendiculaire a un taux de croissance supérieur à l'instabilité oblique. La solution de ce paradoxe implique que l'émission est produite dans une région où l'instabilité perpendiculaire est inhibée, par exemple par le fait que les ondes radio produites ne peuvent pas se propager sur un mode visible hors de la magnétosphère jovienne. On en déduit que, contrairement au cas de la Terre, l'émission radio décimétrique jovienne est produite hors de cavités aurorales. Une étude comparée des deux cas contrastés que sont les régions aurorales terrestre et jovienne peut permettre de définir un modèle général des caractéristiques des émissions radio qui font montre d'une grande variabilité selon les paramètres du plasma dans les sources.

Une étude statistique des arcs radio de Jupiter permettra en outre d'obtenir une mesure de l'énergie des électrons émettant ce rayonnement et son évolution en fonction de la longitude d'Io. Cela permettra de mieux comprendre le transfert de l'énergie de l'interaction Io-Jupiter vers les régions de hautes latitudes et les émissions radio.

L'étude de la morphologie des sursauts longs, qui est réalisable grâce à la forte contrainte spatiale sur l'interaction Io-Jupiter, montre que les effets de visibilité des sources sont fondamentaux pour interpréter les observations radio des émissions aurorales planétaires. Il est donc nécessaire d'étudier ce phénomène pour interpréter les observations radio des autres planètes même si elles ne prennent pas toujours la forme d'arc, l'extension en longitude de leur source résultant en une superposition d'arcs observée comme une plage d'émissions peu structurées. Une étude extensive des effets de visibilité des sources dans les observations radio de Cassini à Saturne, utilisant le code SERPE, est en cours. Ce même type d'étude sera mené sur les observations du futur orbiteur polaire de Jupiter, JUNO, et permettra

de localiser les sources radio observées, ce que ne pourra pas faire l'instrument embarqué (WAVES).

De plus, si des exoplanètes sont observées en radio (Zarka, 2007) la modélisation des effets de visibilité des sources sera un des seuls moyens de réaliser une interprétation fine des observations.

\_ La morphologie des sursauts courts indique que la source de chaque sursaut est constituée d'un faisceau d'électrons en mouvement adiabatique. Nos simulations numériques montrent que ces faisceaux sont générés quasi-périodiquement grâce à l'accélération périodique des électrons par une onde d'Alfvén, elle-même excitée par Io. Ces mêmes simulations montrent de plus que les émissions radio sont dues à une instabilité oblique, comme dans le cas des sursauts longs.

Le fait que la source des sursauts courts soit composée d'électrons en mouvement adiabatique permet, en mesurant le taux de dérive des sursauts en fonction de la fréquence, de connaître l'énergie cinétique et le moment magnétique des électrons émetteurs en fonction de l'altitude. On détecte alors des variations importantes de l'énergie cinétique sur des zones de faible extension en altitude, compatibles avec une accélération parallèle des électrons par un saut de potentiel électrique (double couche forte).

La réalisation de ces mesures sur une période de plus d'une heure a permis d'observer l'évolution de l'énergie des électrons en fonction de la longitude et de découvrir le mouvement des sauts de potentiels, à la vitesse du son, le long du tube de flux d'Io.

C'est la première fois que l'on mesure l'énergie cinétique des électrons, et ses variations spatiales et temporelles, à Jupiter. Grâce à la très haute résolution des observations radio de Jupiter, cette mesure fine a été réalisée à distance (5 UA) alors que les mesures similaires effectuées dans le voisinage terrestre requièrent des observations in-situ par des sondes spatiales. La mesure de l'énergie cinétique des électrons dans une source radio jovienne, fournie par les observations radio peut être faite sur de relativement longues périodes (en comparaison de quelques minutes avec une sonde spatiale) et permet donc de suivre l'évolution temporelle de l'énergie des électrons. Le mouvement des sauts de potentiel électrique à la vitesse du son avait été proposé à partir de la modélisation des sauts observés à la Terre par les sondes spatiales, notre étude en permet l'observation pour la première fois.

Des sursauts radio, dont les caractéristiques sont proches de celles des sursauts courts joviens, sont observés à la Terre par Su et al. (2007) avec la sonde FAST avec une très bonne résolution temporelle. Ces sursauts sont observés en coincidence avec des ondes d'Alfvén, ce qui semble corroborer les résultats de nos simulations quant au processus d'accélération des électrons responsables de l'émission des sursauts courts joviens. Les fonctions de distribution des électrons terrestres ont pu être mesurées par la sonde FAST. Une étude de ces sursauts terrestres en radio, comparable à celle réalisée à Jupiter, mise en relation avec les mesures in-situ de FAST, permettra de mieux comprendre de détail du processus d'émission de ces sursauts, leur lien avec des processus Alfvéniques et l'évolution de l'énergie des électrons et des structures d'accélération.

# Annexe A

## Méthodes de traitement des données

### A.1 Reconnaissance des sursauts

La reconnaissance automatique des sursauts  $S$  dans un spectre dynamique est effectuée par un algorithme mis au point par LeGoff (1999). Cet algorithme procède en deux étapes : Premièrement le bruit et les interférences sont éliminés du spectre dynamique. L'intensité du bruit de fond galactique présente à chaque fréquence une distribution gaussienne avec un écart type  $\sigma$ . Les pixels du spectre dynamique dont l'intensité est inférieure à  $3\sigma$  sont mis à zéro. Le récepteur acousto-optique de Nançay utilisé dans notre étude a une gamme dynamique de 25 dB. Les émissions joviennes, qui peuvent atteindre 30 à 40 dB au dessus du fond, sont donc susceptibles de saturer une partie du spectre dynamique. Les pixels et spectres saturés sont identifiés au dessus d'une valeur seuil de l'intensité et mis à zéro. Les interférences à large bande (éclairs,...) et les interférences à fréquence fixe (émissions d'origine humaine) sont identifiées et éliminées. Les sursauts  $S$  sont identifiés au dessus du seuil de  $3\sigma$  précédemment défini et leurs pixels sont mis à l'unité. Nous obtenons ainsi une image binaire du signal dans le spectre dynamique. Les nuages de pixels connexes sont identifiés et marqués comme des sursauts  $S$  séparés.

La seconde étape consiste à éroder le signal de chaque sursaut dans le spectre dynamique de façon à obtenir son squelette (c-à-d à obtenir une courbe à 1D). Le squelette obtenu par érosion est raffiné par la minimalisation d'une quantité appelée 'inertie' définie comme  $\sum intensité.distance^2$ . Les pixels du squelette sont déplacés perpendiculairement à la direction du sursaut, en suivant le gradient d'intensité. Cette opération augmente la corrélation entre les squelettes et le spectre dynamique. Un exemple de squelette calculé à partir d'un spectre dynamique est montré par la figure A.1. Le spectre dynamique enregistré est présenté sur la figure A.1-a et les squelettes des sursauts reconnus sur la figure A.1-b.

A partir de ce squelette nous pouvons calculer le taux de dérive des sursauts en fonction de

la fréquence. Le taux de dérive est mesuré tous les 50 kHz pour chaque sursaut par régression linéaire sur le squelette dans un intervalle de fréquence de 0.5 MHz centré sur la fréquence de mesure.

Les sursauts S peuvent présenter une topologie complexe, représentée sur l'image des squelettes par une séparation du squelette en plusieurs branches. Plusieurs taux de dérive peuvent être associés au point de bifurcation. L'algorithme sépare automatiquement le sursaut en branches élémentaires avant de calculer les taux de dérive. La moyenne du taux de dérive et l'écart type sont alors calculés à chaque fréquence sur l'intégralité de la durée de l'enregistrement (20 secondes).

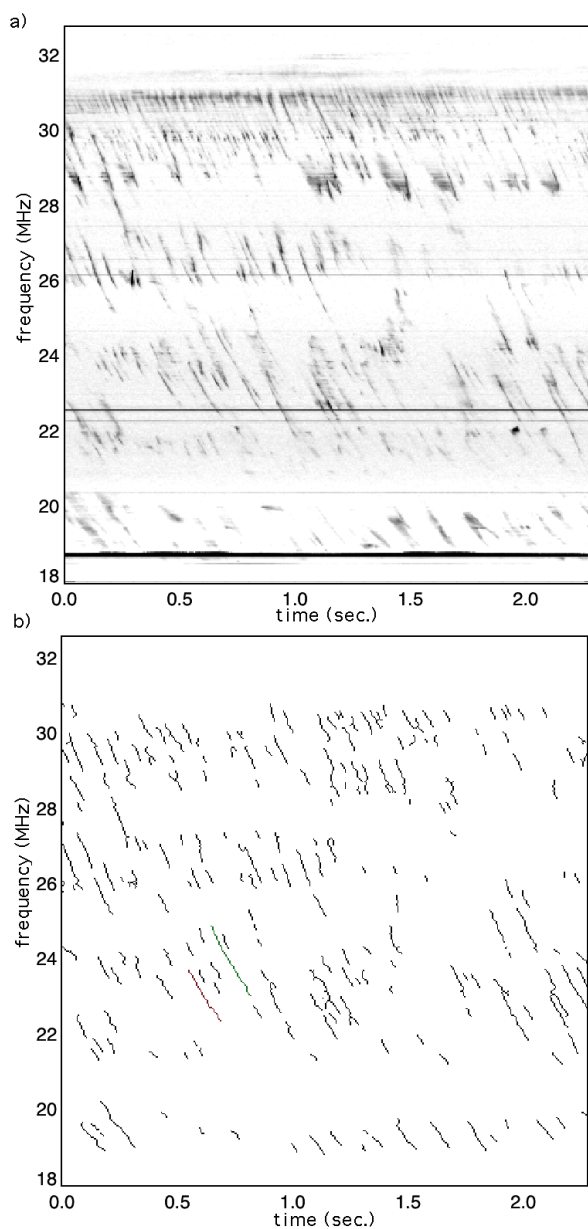


FIG. A.1 – a) Exemple de spectre dynamique montrant des sursauts S enregistré le 7 avril 1997 à Nançay. b) Le même spectre dynamique après analyse. Chaque sursaut S est identifié comme une entité séparée et son squelette est calculé

## A.2 Transformée de Radon

La méthode de mesure des dérives par détection des sursauts S souffre de deux défauts majeurs :

- \_ On mesure la dérive en calculant un squelette pour chaque sursaut détecté, la signification de ce squelette d'un point de vue physique n'est pas évidente et la pente mesurée peut être sensiblement différente de celle du sursaut si la largeur de bande instantanée de celui-ci est trop importante (par rapport à la largeur d'un pixel du squelette).
- \_ La mesure est faite indépendamment sur chaque squelette, avec une erreur sur la mesure importante.

Afin de contourner ces deux défauts, nous avons introduit une nouvelle méthode de mesure de la dérive moyenne des sursauts S. Cette méthode fait appel à la transformée de Radon. Cette méthode retourne l'intégrale le long de droites (définie par leur pente ( $\Theta$ ) et leur distance à l'origine ( $\rho$ )) de l'image à transformer. Lorsqu'une de ces droites correspond à une structure intense, la valeur retournée par la transformée de Radon est grande, alors qu'elle est faible lorsque la droite ne correspond qu'au bruit de fond. Comme nous ne nous intéressons qu'à la mesure de la pente, nous intégrons la transformée de Radon sur  $\rho$  pour obtenir une mesure de l'intensité selon  $\Theta$ .

En pratique nous réalisons une transformée de Fourier en 2D d'un spectre dynamique dont les pixels ont pour coordonnées  $t$ , le temps et  $f$  la fréquence. Les pixels de la transformée de Fourier ont pour coordonnées  $(k_t, k_f)$ . La transformée de Radon est simplement la représentation en coordonnées radiales de la transformée de Fourier :

$$\Theta = \arctan \frac{k_t}{k_f} \quad (\text{A.1})$$

$$\rho = TF^{-1}(\sqrt{k_t^2 + k_f^2}) \quad (\text{A.2})$$

L'intégration sur  $\rho$  revient à effectuer une intégration de la transformée de Fourier le long d'une droite tournant autour de l'axe ( $k_t = 0, k_f = 0$ ). L'intérêt de cette méthode est de fusionner par un moyen mathématique bien compris l'ensemble des sursauts S en une seule structure. La mesure de la pente correspond au maximum de la courbe de l'intensité intégrée  $I(\Theta)$  en fonction de l'angle  $\Theta$  (Fig. A.2) . Pour obtenir une plus grande précision nous calculons le "contraste"  $C(\Theta)$  entre chaque direction et la direction perpendiculaire

$$C(\Theta) = I(\Theta)/I(\Theta + 90^\circ) - 1 \quad (\text{A.3})$$

Le bruit étant isotrope, le contraste lui correspondant est  $C_{bruit} \sim 0$ . La mesure de la position du maximum de la courbe de contraste  $C(\Theta)$  permet d'obtenir la pente des sursauts S. Cette méthode a originellement été mis au point par Dumez-Viou et al. (2005) pour la détection automatique de la présence de sursauts S dans les observations du réseau décimétrique de Nançay. Dans notre étude nous considérons que nous avons une mesure de la pente des sursauts S lorsque la valeur maximale du contraste est supérieure à 0.3, en dessous nous considérons que nous ne mesurons que du bruit (cela est obtenu par une étude empirique

des transformées de Radon réalisées dans notre étude).

La pente des sursauts  $S$  variant avec la fréquence nous avons réalisé une transformation de Radon à l'intérieur d'une fenêtre glissant le long de l'axe des fréquences (avec une largeur de bande de  $\sim 512$  kHz). Nous obtenons ainsi une mesure de la pente moyenne des sursauts  $S$  à chaque fréquence.

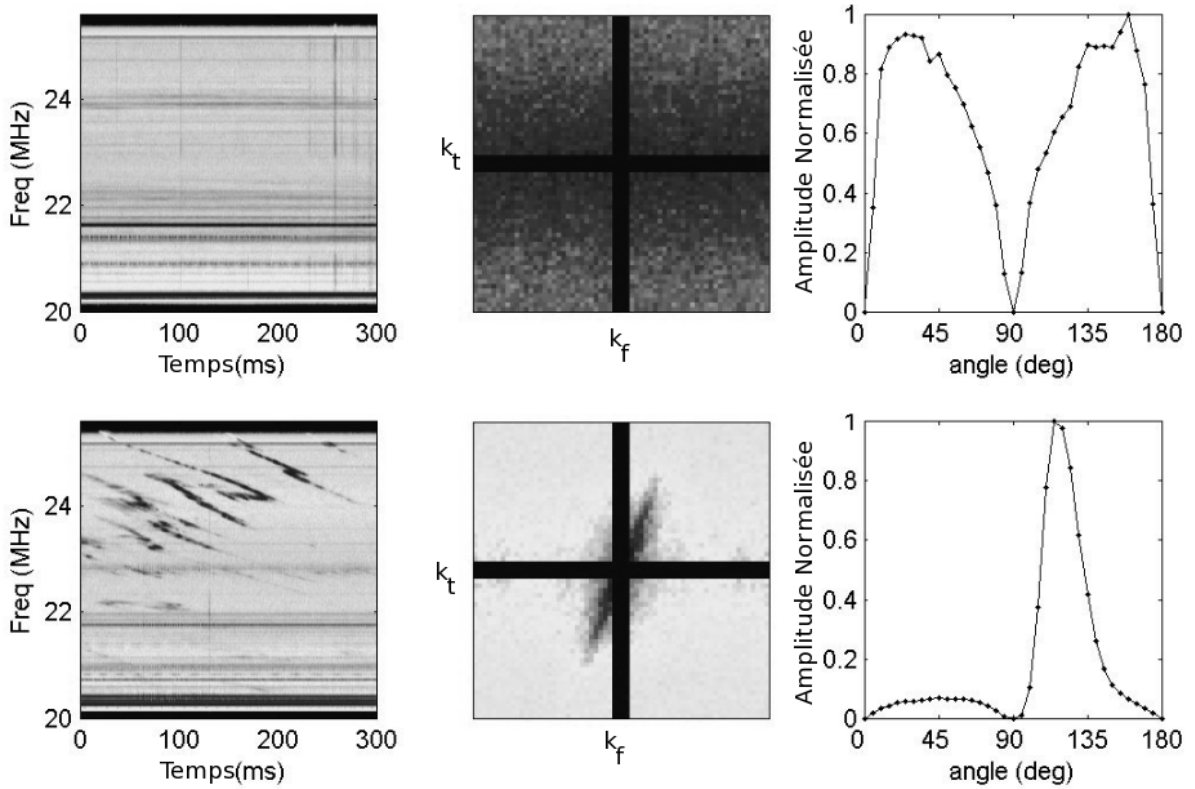


FIG. A.2 – (De gauche à droite) Spectres dynamiques avec et sans sursauts millisecondes; Transformée de Fourier de ces spectres; Amplitude du signal en fonction de l'angle (Transformée de Radon).

### A.3 Ajustement des segments adiabatiques

Le mouvement adiabatique des électrons le long des lignes de champ magnétique se caractérise par une décroissance linéaire relativement à la fréquence de l'énergie cinétique parallèle des particules. Cependant les constantes du mouvement du modèle adiabatique (énergie  $W$  et moment magnétique  $\mu$ ) peuvent varier localement (si des structures d'accélération localisées sont présentes dans l'IFT). La relation linéaire entre fréquence et énergie cinétique parallèle peut donc être vérifiée dans plusieurs intervalles de fréquence, avec des constantes

du mouvements ( $W, \mu$ ) différentes, séparés par des phases d'accélération (A.3). Afin de mesurer l'énergie cinétique  $W$  et le moment magnétique  $\mu$  il est nécessaire d'ajuster à chaque intervalle linéaire un segment de droite, que l'on nomme "segment adiabatique".

## Détection des segments adiabatiques

Pour tout intervalle de fréquence compris dans la gamme de fréquences observée (pour tout couple de fréquences minimale et maximale ( $f_{min}, f_{max}$ ) avec  $f_{max} - f_{min} > 1.5$  MHz) on ajuste à la courbe d'énergie cinétique parallèle sur cet intervalle de fréquence un segment de droite qui vérifie :

$$v_{seg,\parallel}^2 = \text{Médiane}(v_{mes,\parallel}^2 + \mu f_{ce}) - \mu f_{ce} \quad (\text{A.4})$$

où  $v_{mes,\parallel}$  est la vitesse parallèle mesurée de la source et  $v_{seg,\parallel}$  la vitesse parallèle ajustée. La médiane est ici préférée à la moyenne car elle est moins sensible aux valeurs extrêmes engendrées par le bruit. Le segment est ajusté par minimisation d'un coefficient  $\Xi$  :

$$\Xi = \frac{\sigma_W}{\langle W_{\parallel} \rangle c_{cor}} \quad (\text{A.5})$$

où  $\sigma_W$  est l'écart type (en terme d'énergie cinétique) entre la mesure et l'ajustement,  $\langle W_{\parallel} \rangle$  l'énergie cinétique moyenne sur toute la bande de fréquence observée et  $c_{cor}$  le coefficient de corrélation entre la mesure et le segment ajusté. L'écart type mesure la précision sur la mesure de l'énergie  $W$  et le coefficient de corrélation celle sur le moment magnétique  $\mu$ , le coefficient  $\Xi$  mesure donc à la fois la précision sur  $W$  et  $\mu$ . Les segments qui ne vérifient pas  $\Xi < 0.2$  et  $c_{cor} > 0.7$  sont éliminés car on considère qu'ils ne sont pas de bons ajustements des données.

Une combinaison des segments obtenus par cette méthode est utilisée pour ajuster les mesures de l'énergie cinétique parallèle sur l'intégralité de la bande de fréquence. Les segments sont choisis de manière à ne pas avoir de recouvrements et à minimiser  $\Xi/N$  (avec  $N$  la largeur de l'intervalle de fréquence correspondant au segment. Cela permet de retirer un biais dû au bruit qui avantage les segments courts qui sont plus facilement ajustés).

## Détection of des structures d'accélération parallèle

La présence de plusieurs segments adiabatiques dans le même profil d'énergie cinétique parallèle  $W_{\parallel}(f)$  (correspondant à un seul spectre dynamique) implique la présence de zones d'accélération. Si la variation  $\Delta\mu$  du moment magnétique  $\mu$  entre deux segments consécutifs est inférieure à  $|\Delta\mu|/\mu < 50\%$ , l'accélération est considérée comme parallèle. Dans les données de Hess et al. (2008b) toutes les accélérations déduites de la présence de plusieurs segments adiabatiques vérifient ce critère de même que la majorité des accélérations vues dans Hess et al. (2007a).

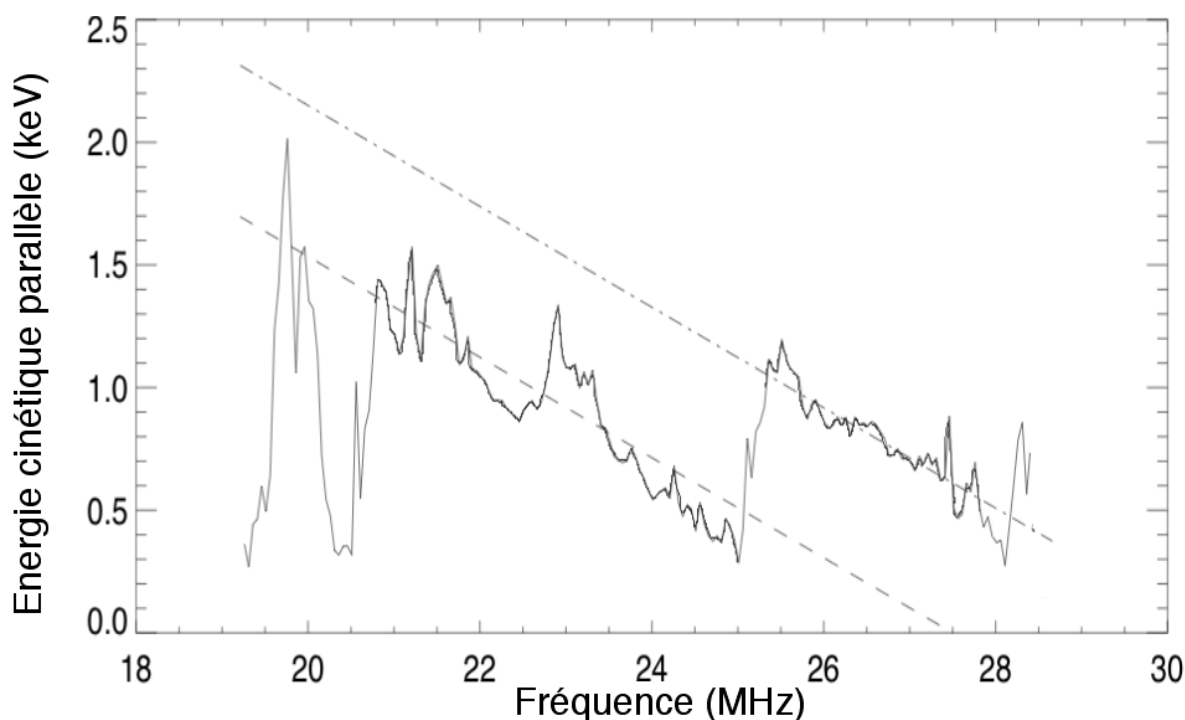


FIG. A.3 – Profil d'énergie cinétique parallèle obtenu à partir d'un spectre dynamique enregistré le 23 mai 1995. La brusque augmentation de l'énergie à une fréquence de 25 MHz correspond à un saut de potentiel. De part et d'autre du saut, les électrons ont un mouvement adiabatique (décroissance linéaire). La pente des deux segments adiabatiques ( $=-\mu$ ) indique que l'accélération est purement parallèle. La faible valeur de l'énergie aux environs de 20.5 MHz correspond à un manque de données.

Nous ne considérons donc ici que des accélérations purement parallèles, ce qui implique que les moment magnétiques de tous les segments adiabatiques d'un même profil d'énergie cinétique parallèle sont supposés égaux. Lorsque plusieurs segments adiabatiques sont détectés dans un même profil  $W_{\parallel}(f)$  nous effectuons, pour chaque couple de segments adiabatiques consécutifs, un ajustement (minimisation du coefficient  $\Xi$ ) des deux segments et de la zone d'accélération en même temps avec une courbe composée de deux segments parallèle (ajustant les intervalles adiabatiques) reliés entre eux par un autre segment (ajustant la phase d'accélération). La courbe ajustée doit vérifier les mêmes conditions que les segments individuels ( $\Xi < 0.2$  et  $c_{cor} > 0.7$ )

La méthode de détection des segments adiabatiques suppose que ceux ci ont une largeur en fréquence d'au moins 1.5 MHz. Les accélérations se produisant à des altitudes correspondant à des fréquences proches des fréquences minimales ou maximales observées ne sont donc pas toujours détectées (car l'un des deux segments adiabatiques bordant la zone d'accélération ne peut pas être détecté). Pour détecter ces accélérations on ajuste systématiquement un saut d'énergie sur les bords de la bande des fréquences observées. La méthode est la même que lorsque les deux segments adiabatiques sont préalablement détectés : On considère qu'un saut d'énergie est détecté si la courbe ajustée satisfait les conditions  $\Xi < 0.2$  et  $c_{cor} > 0.7$ , et si le nouveau segment adiabatique à une largeur en fréquence d'au moins 0.5 MHz.



# Annexe B

## Codes numériques développés au cours de cette thèse

### B.1 SERPE/ExPRES

Simulateur d'Emission Radio Planétaire et Exoplanétaire/ Exoplanetary and Planetary Radio Emission Simulator

*Ce code permet de simuler des observations (des spectres dynamiques) d'émissions d'une ligne de champ magnétique planétaire, en tenant compte des angles d'émissions et de la géométrie du système.*

Ce code calcule l'angle entre la ligne de visée d'un observateur et la direction des émissions radio, afin de modéliser la visibilité de ces émissions. L'observateur peut être choisi fixe ou mobile (en orbite) par rapport à la planète.

Dans ce code on assimile une source radio à une ligne de champ magnétique active, le long de laquelle des ondes radio sont émises à la fréquence cyclotron électronique locale. Cette ligne de champ peut être choisie fixe en longitude, en temps local ou liée à un satellite, sa géométrie est calculé à partir d'un modèle de champ magnétique (VIT4 dans le cas de l'interaction Io-Jupiter). La rotation de la planète et les mouvements de l'observateur et des sources sont calculés à chaque pas de temps par le code.

L'émission se fait avec un certain angle  $\theta$  par rapport à la ligne de champ magnétique, cet angle pouvant être choisi parmi ceux déduit des instabilités :

- \_Perpendiculaire :  $\theta = 90^\circ$
- \_Oblique :  $\theta = \arccos\left(\frac{v}{c} \frac{1}{\cos \alpha}\right)$
- \_Anneau :  $\theta = \arccos\left(\frac{v}{c} \cos \alpha\right)$

Où  $\alpha$  est l'angle attaque des particules résonantes, choisi égal à l'ouverture du cône de perte ( $\alpha = \alpha_{lc} = \arccos\left(\sqrt{1 - \frac{f_{ce}}{f_{max}}}\right)$ ). Ces angles peuvent être corrigés de l'effet de réfraction dans la source, le code résolvant alors l'équation d'Appleton-Hartree (Eq. 3.6) à partir d'un profil de densité le long de la ligne de champ active choisi par l'utilisateur.

Cet angle est ensuite comparé à l'angle entre la ligne de visée de l'observateur et la ligne de champ active. Si la différence entre ces deux angles est inférieure à une valeur fixée par l'utilisateur (épaisseur de cône d'émission), la source est visible.

Le calcul de la visibilité des sources se fait pour un certain nombre de fréquences et sur un certain nombre de pas de temps (déterminés par l'utilisateur). Le résultat de la modélisation se présente sous la forme d'un spectre dynamique, directement comparable aux spectres dynamiques obtenus par les observations de radio-télescopes au sol (Observations des émissions dues à l'interaction Io-Jupiter depuis Nançay par exemple, (Hess et al., 2008c)) ou de sondes spatiales (Observation des émissions radio de Saturne par Cassini. (Lamy et Al., en préparation))

## B.2 ECLIPS/SPICE

Emission CycLotron et Interaction Planète Satellite / Satellite Planet Interaction and Cyclotron Emission

*Ce code permet de simuler la distribution des électrons le long d'une ligne de champ magnétique et d'en déduire l'amplification des ondes par instabilité MASER-cyclotron à plusieurs fréquences et à différents instants. On peut ainsi simuler des spectres dynamiques d'amplification et d'angle d'émission à comparer avec les observations. Les électrons peuvent être accélérés dans la simulations par plusieurs processus (chauffage, champ électrique, onde d'Alfvén).*

### Injection et mouvement des particules

On simule le mouvement des centre-guide des électrons le long d'une ligne de champ magnétique. Ce code est à une dimension spatiale, représentant la ligne de champ magnétique et en vitesse, représentant la vitesse parallèle à la ligne de champ magnétique. Perpendiculairement à la ligne de champ, les vitesses suivent une loi adiabatique (représentée par la conservation du moment magnétique  $\mu$ ). Un nombre constant de particules ( $\sim 700$  à chaque pas de temps) est injecté sur le bord de la boite de simulation, simulant un flux constant de particules injectées dans le tube de flux. Ces particules sont réparties dans l'espace des vitesses de façon uniforme (entre deux vitesses limites), mais on leur attribue un poids statistique afin de représenter une distribution maxwellienne. Les particules peuvent sortir de la boite de simulation par ses deux extrémités. Notre simulation comporte  $6.4 \times 10^7$  particules.

Les centre-guides des particules simulées évoluent dans des champs électromagnétique et gravitationnel imposés et parallèles au champ magnétique. Le champ associé aux particules n'est pas pris en compte (le code n'est pas auto-consistant) et les composantes perpendiculaires au champ magnétique sont supposées nulles (code à une seule dimension en vitesse). La boite de simulation est une grille de 4096 cellules sur laquelle sont calculés les champs et les potentiels.

Les équations du mouvement sont déduites de la conservation de moment magnétique  $\mu$  et des gradients des champs électrostatique  $\phi_E$  et gravitationnel (et inertiel)  $\phi_G$ . Les processus d'accélération peuvent prendre la forme d'un champ électrique supplémentaire  $\delta E(x, t)$

$$\mu = v_{\perp}^2/B = \text{const.} \quad (\text{B.1})$$

$$\frac{dv_{\parallel}}{dt} = -\nabla \left( \frac{q}{m} \phi_E + \mu B + \phi_G \right) - \delta E(x, t) \quad (\text{B.2})$$

Le champ magnétique permanent  $B$  est calculé en utilisant un modèle de champ magnétique. Le potentiel  $\phi_G$  pour une distance  $R$  au centre de la planète est donné par :

$$\phi_G = \frac{GM_P}{R} + \frac{\Omega^2 R^2}{2} \quad (\text{B.3})$$

Où  $M_P$  est la masse de la planète et  $\Omega$  sa vitesse angulaire de rotation. Le potentiel  $\phi_E$  utilisé dans cette simulation est le potentiel ambipolaire dérivé du potentiel  $\phi_G$ . Pour calculer le potentiel électrostatique  $\phi_E$  on procède de manière itérative. Le profil densité  $\rho_s(x)$  de chaque espèce  $s$  présente dans le tube de flux simulé est calculé en résolvant le théorème de Liouville pour un profil de potentiel électrostatique donné. Pour cela on définit la distribution  $f_s$  en vitesse  $v(v^2, \mu)$  des particules d'une espèce  $s$  à une position  $x$  par :

$$f_s(v^2, \mu, x) = \rho_s(x) e^{-v^2/v_{T,s}^2} \quad (\text{B.4})$$

la distribution  $f_s$  étant supposé maxwellienne et la vitesse thermique  $v_{T,s}$  constante le long de la ligne de champ magnétique simulée. Le théorème de Liouville indique :

$$f_s(v_b^2, \mu, x_b) dv^2 = f_s(v^2, \mu, x) dv^2 = f_s(v_b^2 + \delta v^2, \mu, x) dv^2 \quad (\text{B.5})$$

où  $\delta v_s^2$  est la variation d'énergie le long du tube de flux des particules d'une espèce  $s$  de charge  $q_s$  et de masse  $m_s$  dont la distribution  $f_s(v_b^2, \mu, x_b)$  en une position  $x_b$  est connue.

$$\delta v_s^2 = \frac{2q_s}{m_s} (\phi_{E,x} - \phi_{E,x_b}) + \phi_{G,x} - \phi_{G,x_b} \quad (\text{B.6})$$

La densité de chaque espèce est fixée à une des extrémités de la ligne de champ magnétique (à une position notée  $x_b$ ). La densité totale de charge  $\rho(\phi_E, \phi_G, x)$  est donnée par :

$$\rho(\phi_E, \phi_G, x) = \sum_s q_s \rho_s(x_b) \exp\left(\frac{\delta v_s^2}{v_{T,s}^2}\right) \quad (\text{B.7})$$

Le profil de densité de charge  $\rho(\phi_E, \phi_G, x)$  correspondant à un profil de potentiel électrostatique  $\phi_E$  étant connu, on résout Poisson pour corriger le profil de potentiel  $\phi_E$ . Par itération on converge vers une solution telle que  $\rho(\phi_E, \phi_G, x) = 0$  ce qui nous donne le profil de potentiel électrostatique à introduire dans notre simulation.

Dans le cas de la simulation du tube de flux d'Io (IFT), une cellule représente une longueur  $\Delta x = 114 \text{ km} \simeq 1.16 \times 10^{-3} R_J$ . Ainsi la longueur totale du système est de  $L = N\Delta x = 6.5 R_J$ , soit le tube de flux d'Io entre le centre du tore de plasma et l'ionosphère de Jupiter. Les densités aux limites utilisées pour calculer le potentiel ambipolaire (Table B.2) sont tirées de Su et al. (2003). Dans notre simulation, nous simulons uniquement le composant chaud de la population des électrons iogéniques. Elle a une température de 200 eV, mesurée par Voyager et Galileo (Bagenal, 1994; Moncuquet et al., 2002). Le champ magnétique permanent  $B$  est calculé en utilisant le modèle de champ magnétique jovien VIP4 (Connerney et al., 1998). Les émissions Io-controlées ne se produisent uniquement que dans un intervalle de longitude compris entre  $\sim 160^\circ$  et  $\sim 300^\circ$  (Carr et al., 1983; Queinnec and Zarka, 1998). Nous avons choisi de simuler la ligne de champ magnétique correspondant à une longitude de Io de  $230^\circ$ . Cette valeur correspond au domaine d'émission Io-B (émissions de l'hémisphère nord lorsque Io est à l'ouest de Jupiter) qui est le domaine dans lequel les émissions les plus intenses sont observées.

Espèce	Densité	Température
<b>Au centre du tore d'Io</b>		
Electrons émetteurs	1 cm <sup>-3</sup>	200 eV
Electrons froids	1250 cm <sup>-3</sup>	5 eV
Oxygène II	1000 cm <sup>-3</sup>	T <sub>⊥</sub> =2T <sub>∥</sub> =70 eV
Soufre II	250 cm <sup>-3</sup>	50 eV
Protons du tore	1 cm <sup>-3</sup>	200 eV
<b>A l'ionosphère jovienne</b>		
Electrons ionosphériques	2.10 <sup>5</sup> cm <sup>-3</sup>	0.31 eV
Protons ionosphériques	2.10 <sup>5</sup> cm <sup>-3</sup>	0.31 eV
Electrons secondaires	150 cm <sup>-3</sup>	100 eV

TAB. B.1 – Densité aux limites de la grille de simulation (D'après Su et al. (2003) Table 2.2).

## Calcul de l'amplification des ondes radio

Chaque particule, de vitesse  $v_b$  et de moment magnétique  $\mu$  à son injection dans la boîte de simulation, porte un poids statistique représentant la valeur de la distribution  $f(v_b^2, \mu, x_b)$  lors de l'injection de la particule. Lorsque l'on veut calculer le taux de croissance d'une onde radio amplifiée par CMI à une certaine altitude, il est nécessaire de calculer précisément le gradient par rapport à la vitesse perpendiculaire de la fonction de distribution des particules ( $\nabla_{v_\perp} f(v^2, \mu, x)$ ) présentes dans la cellule correspondante de la grille de simulation (Eq. 3.10). Or le nombre fini de particules d'une simulation de type particulaire introduit une granularité de la fonction de distribution qui engendre un bruit important sur le calcul du gradient.

Pour obtenir une distribution dans laquelle la granularité est faible, le plan des vitesses est divisé en un nombre de cellules très supérieur ( $\sim$  un ordre de grandeur) au nombre de particules présentes dans la cellule. On affecte la valeur du poids statistique à la position de chaque particule dans ce plan (le théorème de Liouville indiquant que ce poids ne doit pas varier dans le temps). On a donc la valeur de la distribution en un nombre fini de points du plan des vitesses. Une distribution continue dans cet espace est ensuite reconstruite par interpolation. La distribution étant lisse (peu de granularité) on peut calculer le gradient  $\nabla_{v_\perp} f(v^2, \mu, x)$ .

Connaissant le gradient relativement à la vitesse perpendiculaire de la distribution des particules on peut calculer les taux de croissance correspondant aux modes instables par CMI. Le nombre de modes instables étant potentiellement infini, on se limite à calculer en chaque point où le gradient  $\nabla_{v_\perp} f(v^2, \mu, x)$  est positif (correspondant à une vitesse  $v$  et un angle d'attaque  $\alpha$ ) les taux de croissance des instabilités obliques ( $k_\parallel = \frac{v}{c^2} \frac{\omega_c}{\cos \alpha}$ ) et perpendiculaires ( $k_\parallel = 0$ ). Ces deux instabilités correspondant à deux cercles de résonance (cf section 3.3.2) le long desquels ont été effectuées l'intégration du gradient  $\nabla_{v_\perp} f(v^2, \mu, x)$  de la distribution (Eq. 3.10).

Pour chacune de ces instabilités on garde, à chaque fréquence et à chaque pas de temps, le

mode le plus amplifié parmi ceux calculés. On obtient ainsi comme résultat de la simulation deux spectres dynamiques du taux de croissance (un pour l'instabilité oblique, un pour l'instabilité perpendiculaire). Il est de plus possible d'obtenir l'angle d'émission de l'instabilité oblique, celui-ci étant déduit des caractéristiques du cercle de résonance correspondant au mode le plus instable (Eq. 3.5).

## Ondes d'Alfvén

En MHD idéale, les ondes d'Alfvén ont une longueur d'onde  $\lambda \ll \rho_s$  et  $\lambda \ll \lambda_e$  où  $\rho_s$  est le rayon de gyration acoustique ionique et  $\lambda_e$  est l'épaisseur de peau des électrons. Dans ce cas les ondes d'Alfvén ne portent qu'un champ électrique perpendiculaire au champ magnétique. Dans le cas de longueurs d'onde plus courtes, la théorie des ondes d'Alfvén cinétiques (Lysak and Song, 2003) montre que les ondes d'Alfvén peuvent porter un champ électrique parallèle. Comme notre code de simulation ne permet pas de calculer les champ de manière auto-consistante, les ondes d'Alfvén et le champ électrique qui leur est associé sont calculés de manière analytique et introduit dans la simulation (champ  $\delta E$  de l'équation B.2). La vitesse de groupe de ces ondes (vitesse d'Alfvén relativiste) est :

$$v_a = (c^{-2} + \frac{\mu_0 \rho}{B^2})^{-1/2} \quad (\text{B.8})$$

Où  $B$  est l'intensité du champ magnétique et  $\rho$  la densité du plasma. Leur vitesse de phase  $v_\phi$  est donnée par :

$$v_\phi = v_a \sqrt{\frac{1 + k_\perp^2 \rho_s^2}{1 + k_\perp^2 \lambda_e^2}}. \quad (\text{B.9})$$

Dans notre simulation nous avons fait l'hypothèse  $v_\phi = v_a$ . L'onde d'Alfvén est donc propagée dans la boîte de simulation, en phase comme en amplitude, à la vitesse d'Alfvén  $v_a$ . On calcule pour chaque cellule de la grille le champ électrique parallèle associé à l'onde (Lysak and Song (2003), section 6.2) :

$$\delta E_\parallel \simeq \omega_a k_\perp \lambda_e^2 \delta B_\perp \quad (\text{B.10})$$

Où  $\omega_a$  est la fréquence de l'onde d'Alfvén.

## B.3 EM2D - $\delta f$ -PIC

*Ce code est un code particulière auto-consistant permettant de simuler les instabilités générées par une perturbation d'une distribution de particules.*

Dans les codes "Particle in cell" ordinaires le nombre de particules dans la simulation est bien plus faible que le nombre de particules dans un véritable plasma. Cela implique que le niveau de bruit soit généralement plus élevé dans la simulation que dans un plasma réel de plusieurs ordres de grandeur. Afin de diminuer ce bruit numérique, il est possible de ne simuler qu'une perturbation  $\delta f$  d'une distribution d'équilibre  $f_0$  (De Marco and Veltri, 1993; Parker and Lee, 1993). On ne calcule alors que la contribution de la perturbation aux champs électriques et magnétiques. Si la perturbation est faible ( $\delta f \ll f = f_0 + \delta f$ ) le bruit est réduit.

En coupant la distribution des particules  $f$  en une solution d'équilibre  $f_0$  (en équilibre avec des champ électrique  $E_0$  et magnétique  $B_0$ ) et une perturbation  $\delta f$  ( $f = f_0 + \delta f$ ) on peut, d'après l'équation de Vlasov ( $\frac{df}{dt} = 0$ ), calculer l'évolution de la perturbation  $\delta f$  :

$$\frac{\partial \delta f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial \delta f}{\partial \mathbf{x}} + \frac{d\mathbf{v}}{dt} \cdot \frac{\partial \delta f}{\partial \mathbf{v}} = -\delta \mathbf{a} \cdot \frac{\partial f_0}{\partial \mathbf{v}}, \quad (\text{B.11})$$

Où le terme d'accélération  $\delta a$  est donné par (Sydora, 2003) :

$$\delta \mathbf{a} = \frac{q}{m} ((\mathbf{E} - \mathbf{E}_0) + q\mathbf{v} \times (\mathbf{B} - \mathbf{B}_0)). \quad (\text{B.12})$$

Ce jeu d'équation n'est pas linéarisé. Le lien entre particules numériques et la perturbation  $\delta f$  est fait au travers d'un poids statistique  $w_i(t)$  attribué à chaque particule :

$$w_i(t) = \frac{\delta f(\mathbf{x}_i(t), \mathbf{v}_i(t), t)}{g(\mathbf{x}_i(t), \mathbf{v}_i(t))}, \quad (\text{B.13})$$

où  $g(\mathbf{x}_i(t), \mathbf{v}_i(t))$  est la distribution des particules numériques :

$$g(\mathbf{x}, \mathbf{v}) = \sum_j S_p(\mathbf{x} - \mathbf{x}_j, \mathbf{v} - \mathbf{v}_j) \quad (\text{B.14})$$

$S_p$  étant la fonction de forme des particules numériques. A partir de l'équation B.11, il est possible de calculer l'évolution du poids statistique Sydora (2003) :

$$\frac{dw_i}{dt} = -\delta \mathbf{a} \frac{1}{g} \frac{\partial f_0}{\partial \mathbf{v}}. \quad (\text{B.15})$$

Ce code permet de simuler des perturbations des distributions de particules avec un très faible niveau de bruit et est actuellement utilisé pour réaliser des simulations fine de l'amortissement Landau et de l'instabilité MASER-cyclotron le long de l'IFT.





## Annexe C

### Articles publiés au cours de cette thèse ou en cours de publication

#### C.1 Io Jupiter interaction, millisecond bursts and field-aligned potentials



# Io–Jupiter interaction, millisecond bursts and field-aligned potentials

S. Hess<sup>a,b,\*</sup>, P. Zarka<sup>a</sup>, F. Mottez<sup>c</sup>

<sup>a</sup>Observatoire de Paris—LESIA/CNRS, 5 Place J. Janssen, 92195 Meudon Cedex, France

<sup>b</sup>CETP/CNRS, 78140 Vélizy, France

<sup>c</sup>Observatoire de Paris—LUTH/CNRS, 5 Place J. Janssen, 92195 Meudon Cedex, France

Received 1 December 2005; received in revised form 12 May 2006; accepted 12 May 2006

Available online 13 July 2006

## Abstract

Jovian millisecond (or S-) bursts are intense impulsive decametric radio bursts drifting in frequency in tens of milliseconds. Most of the theories about their origin comprise an interpretation of their frequency drift. Previous analyses suggest that S-bursts are cyclotron-maser emission in the flux tubes connecting Io or Io's wake to Jupiter. Electrons are thought to be accelerated from Io to Jupiter. Near Jupiter, a loss cone appears in the magnetically mirrored electron population, which is able to amplify extraordinary (X) mode radio waves. Here, we perform an automated analysis of 230 high-resolution dynamic spectra of S-bursts, providing  $5 \times 10^6$  frequency drift measurements. Our data are consistent with the above scenario. In addition, we confirm over a large number of measurements that the frequency drift  $df/dt(f)$  is in average negative and decreases (in absolute value) at high frequencies, as predicted by the adiabatic theory. We find a typical energy of 4 keV for the emitting electrons. In 15% of the cases (out of 230), we find for the first time evidence of localized  $\sim 1$  keV electric potential jumps at high latitudes along the field lines connecting Io or Io's wake to Jupiter. These potential jumps appear stable over tens of minutes. Finally, a statistical analysis suggests the existence of a distributed parallel acceleration of the emitting electrons along the same field lines.

© 2006 Elsevier Ltd. All rights reserved.

**Keywords:** Jupiter–Io interaction; S-bursts; Radio emissions; Electrons acceleration; Potential drops

## 1. Introduction

Jupiter is an intense decametric radiation source. Some of these emissions are recorded on Earth for particular Io-phases (i.e. Observer–planet–satellite angle) (Carr et al., 1983) and are due to the Io–Jupiter interaction (Queinnec and Zarka, 1998; Saur et al., 2004). While Io follows a keplerian orbit around the planet with a period of 42 h 27.5 min, the Io torus is dragged by the Jupiter magnetic field with a period nearly equal to the planetary rotation period (9 h 55.5 min). An electric field results from the velocity of the torus magnetized plasma in the Io frame ( $E = -v \times B$ ). This electric field induces currents and/or Alfvén waves (Goldreich and Lynden-Bell, 1969; Neubauer, 1980; Saur, 2004) which accelerate electrons from the Io torus toward Jupiter along the magnetic field

lines. The magnetic mirror at the foot of the Io flux tube (IFT) reflects a part of the electrons, whose distribution is then unstable relative to the cyclotron-maser instability and produces emission at the local cyclotron frequency (Wu and Lee, 1979; Louarn, 1992).

Some of these radio emissions are called millisecond or short (S-) bursts, due to their time scale and their discrete impulsive nature. Fig. 1a shows an example of S-burst dynamic spectrum. The S-bursts present most of time a negative drift in the time–frequency plane. This drift was interpreted by Ellis (1965, 1974) as a radio source motion consistent with the electron adiabatic motion. Since the electrons emit at the local cyclotron frequency and because of the negative drift, the emitting electrons must be reflected electrons, going from Jupiter to Io. This model still requires a definitive validation. This is the first objective of the present study.

Moreover, S-bursts shape studies have shown the presence of breaks of the bursts drift in the time–frequency plane (Riihimaa, 1991). We consider that such structures

\*Corresponding author. Observatoire de Paris—LESIA/CNRS, 5 Place J. Janssen, 92195 Meudon Cedex, France. Tel.: +33 1 45 07 76 98.

E-mail address: [sebastien.hess@obspm.fr](mailto:sebastien.hess@obspm.fr) (S. Hess).

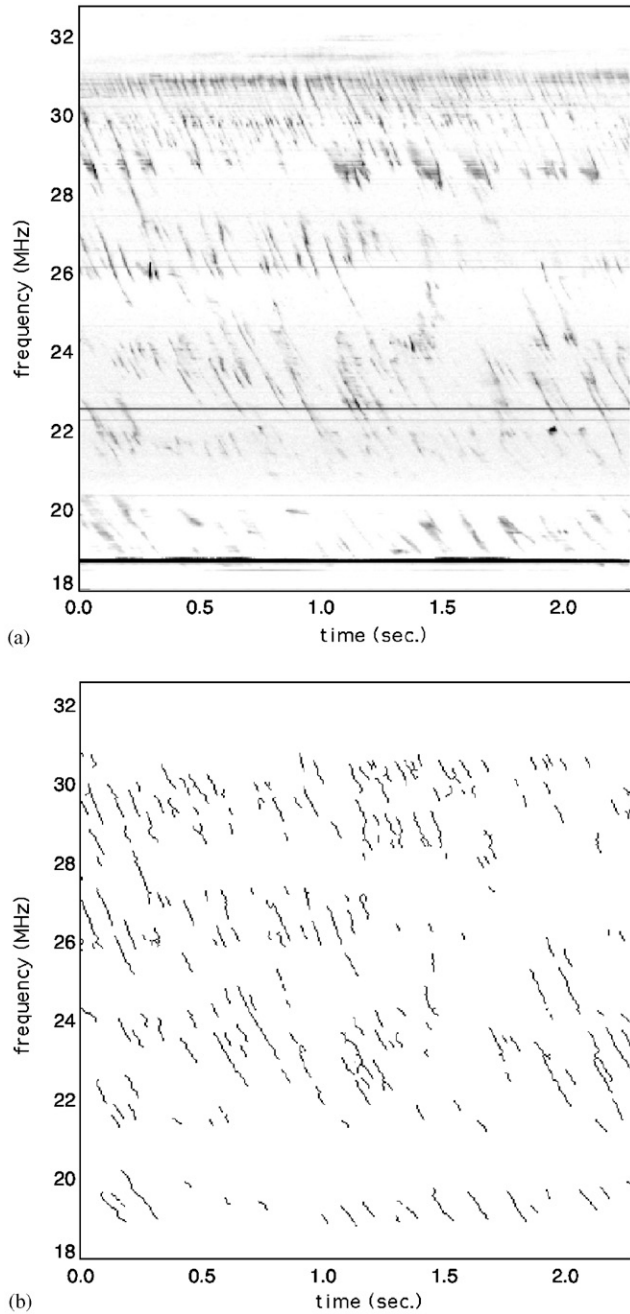


Fig. 1. (a) Example of dynamic spectrum showing Jovian S-bursts during 2.2 s in the range 18–32 MHz. It was recorded at the Nançay decameter array with a resolution of  $3 \text{ ms} \times 50 \text{ kHz}$  on 95/04/07. Tilted structures are S-bursts, whereas horizontal lines are interference. (b) The same dynamic spectrum, after analysis by the recognition software. Each burst is identified as a separate entity and its skeleton is computed.

could be due to the presence of accelerating or decelerating structures along the IFT. Our second objective is to identify and study these structures.

The emission processes are not discussed in this paper. We study the electron motion and the presence of acceleration structure along the IFT. We present the adiabatic model in Section 2, and the observations in Section 3. In Section 4 we discuss the validity of the

adiabatic model. Section 5 presents the observation of accelerating structures in the observed frequency range. Section 6 is a statistical study of the emitting electrons characteristics suggesting acceleration outside the observed frequency range.

## 2. Adiabatic model

### 2.1. Definitions

The adiabatic model was proposed as an explanation of the generally negative drift rates of the S-bursts in the time–frequency plane. In this model the emission is due to electrons reflected by magnetic mirror effect (at a local cyclotron frequency called the mirror frequency  $f_{\text{mirror}}$ ) and emitting along the field line at the local cyclotron frequency  $f_{\text{ce}}$ . The drift rate  $df/dt$  of the S-bursts in the time–frequency frame is connected to the motion of the emitting electrons by

$$\frac{df}{dt} = \frac{df_{\text{ce}}}{ds} \frac{ds}{dt} = \frac{df_{\text{ce}}}{ds} v_{\parallel}(f_{\text{ce}}), \quad (1)$$

where  $v_{\parallel}$  is the radio source (i.e. the emitting electrons) parallel velocity, chosen to be positive for up-going electrons.  $df_{\text{ce}}/ds$  is directly deduced from the Jovian magnetic field model and  $v_{\parallel}(f_{\text{ce}})$  is deduced from the first adiabatic invariant conservation. We consider here that the motion is adiabatic as long as the first adiabatic invariant  $\mu$  is conserved

$$\mu = v_{\perp}^2(f_{\text{ce}})/f_{\text{ce}} = v^2(f_{\text{mirror}})/f_{\text{mirror}}, \quad (2)$$

where  $v$  is the electrons velocity,  $f_{\text{ce}}$  the local cyclotron frequency and  $f_{\text{mirror}}$  the cyclotron frequency at which electrons are reflected. In the case of an adiabatic motion without acceleration,  $v^2$  is constant along the trajectory. But this definition of adiabaticity permits the presence of parallel accelerations by electric fields.

### 2.2. Magnetic field models

The magnetic field model is used to compute the parallel velocity of the radio source from the drift rate measurements (Eq. (1)). Moreover, it gives the relation between the Jovicentric coordinates of the source and the local cyclotron frequency.

The magnetic model used in previous papers was a dipolar magnetic field model, since it permits analytical computation of the drift rate. Nevertheless, the Jupiter magnetic field has strong multipolar components and thus, the maximum field strength at the surface of Jupiter is larger than the one given by the Jovian dipolar moment ( $4.2G.R_J^3$ ). Zarka et al. (1996) introduced a dipolar magnetic field model with a moment equal to  $7G.R_J^3$ . Since the magnetic field is independent of longitude in this model, we use it for studies of the drift rate averaged on all measurements.

A more accurate magnetic field model is VIP4 (Connerney et al., 1998) based on Voyager and Pioneer magnetometer measurements together with IR observation of the IFT footprint at the surface of Jupiter. It is expected to be the most accurate available model of the magnetic field along the IFT and its vicinity. We use it for studies of individual observations, for which we get the IFT longitude at the observation time.

### 2.3. Adiabatic motion without electric field

The adiabatic motion of the emitting electrons without acceleration by parallel electric fields is the baseline model proposed by Ellis (1965). Its main characteristic is the kinetic energy conservation along the electrons trajectory. It permits to write the electrons velocity as

$$v_{\perp}^2 = \mu f_{ce} = v^2 \sin^2 \alpha, \quad (3)$$

$$v_{\parallel}^2 = v^2 - \mu f_{ce} = v^2 \cos^2 \alpha, \quad (4)$$

where  $\alpha$  is the pitch angle (i.e. the  $\mathbf{v}, \mathbf{B}$  angle). The equatorial pitch angle and the mirror frequency  $f_{\text{mirror}}$  are related by

$$\sin^2 \alpha_{\text{eq}} = f_{\text{eq}} \mu / v^2 = f_{\text{eq}} / f_{\text{mirror}}, \quad (5)$$

where  $f_{\text{eq}}$  is the equatorial cyclotron frequency. Eqs. (3) and (4) show that the electrons motion is characterized by two parameters only, for example, their equatorial pitch angle  $\alpha_{\text{eq}}$  and their kinetic energy  $W = (m/2)(v_{\perp}^2 + v_{\parallel}^2)$ .

### 2.4. Representations

In previous papers (Zarka et al., 1996; Galopeau et al., 1999), drifts were studied and represented by the drift rate as a function of the frequency  $(df/dt)(f)$ , and then compared to the drift rate  $(df/dt)(f_{ce})$  predicted by the adiabatic model. The latter is a curve possessing a local maximum and a null value at the mirror frequency  $f_{\text{mirror}}$ . Varying the equatorial pitch angle  $\alpha_{\text{eq}}$  shifts the mirror frequency, while varying the total kinetic energy  $W$  changes the amplitude of the drift rate. Fig. 2a shows the drift rate as a function of cyclotron frequency for adiabatic motion of the emitting electrons with different energies and equatorial pitch angles.

However, the adiabatic model is connected to the drift rate  $(df/dt)(f)$  through the emitting electrons parallel velocity (Eq. (1)). Since the parallel kinetic energy is a linear function of the frequency (Eq. (4)), it is more interesting for an easier fitting of the data to deduce  $v_{\parallel}$  from the measured drift rate and magnetic field and to represent the parallel kinetic energy  $W_{\parallel}(f)$  instead of the drift rate  $(df/dt)(f)$ . Then an adiabatic motion is represented by a straight line, and the electrons characteristics appear more explicitly in this representation. The total kinetic energy is equal to the parallel kinetic energy at null frequency  $W = W_{\parallel}(f = 0)$ . The slope of the line representing the parallel kinetic energy  $W_{\parallel}(f)$  is equal to  $-\mu$ .

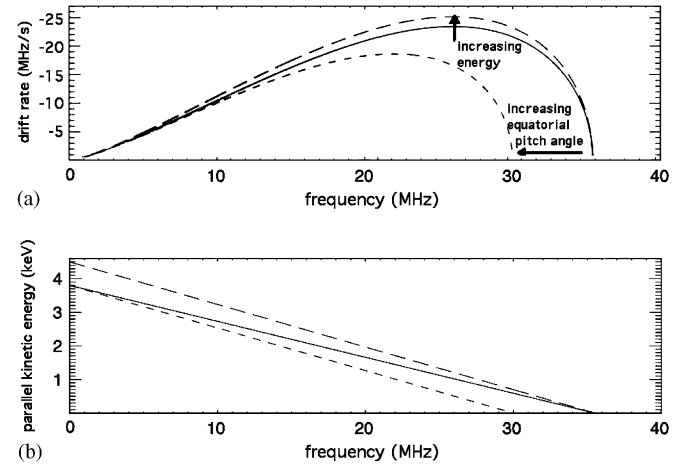


Fig. 2. (a) Drift rate as a function of frequency in the adiabatic model. Continuous line stand for  $W = 3.8$  keV and  $\alpha_{\text{eq}} = 2.3^\circ$ , short discontinuous line for  $W = 3.8$  keV and  $\alpha_{\text{eq}} = 2.5^\circ$ , long dashed line for  $W = 4.5$  keV and  $\alpha_{\text{eq}} = 2.3^\circ$ . (b) Parallel kinetic energy  $W_{\parallel}(f)$  for the adiabatic model. The parameters are the same as above.

Fig. 2b shows the parallel kinetic energy as a function of frequency for adiabatic motion of the emitting electrons for several energies and equatorial pitch angles. The decrease of the parallel kinetic energy is linear with frequency. Electrons with the same  $\mu$  but with different energies and equatorial pitch angles follow parallel lines. As the graph depends on the cyclotron frequency  $f_{ce}$  and not on altitude, it is independent of the Jovian magnetic field model.

### 2.5. Adiabatic motion with a spatially distributed parallel electric field

The acceleration of the emitting electrons in adiabatic motion by a parallel electric field has been studied by Galopeau et al. (1999), under the assumption of a constant electric field along the magnetic field line, and using a dipolar magnetic field model. This case has no analytical solution in a realistic magnetic multipolar Jovian field model. However, the cyclotron frequency gradient  $df_{ce}/ds$  varies slowly on the observed altitude range, so that a linear variation of the electric potential can be approximated by a potential proportional to the local electron cyclotron frequency. This assumption permits the analytical treatment below. The velocity of the emitting electrons is given by

$$v_{\perp}^2 = \mu f_{ce}, \quad (6)$$

$$v_{\parallel}^2 = v_{f=0}^2 - \mu f_{ce} + \frac{2e}{m_e} \frac{d\phi}{df_{ce}} f_{ce} = v_{f=0}^2 - (\mu - \varepsilon) f_{ce}. \quad (7)$$

The parameter  $\varepsilon$  can be considered as the part of the rate of acceleration  $dv_{\parallel}^2/df_{ce}$  due to a parallel electric field, and supposed here to be uniform. The drift  $(df/dt)(f)$  has in this case the same shape as in the case without electric field,

i.e. the parallel kinetic energy again depends linearly on the cyclotron frequency. But the electron velocities can no more be expressed as a function of their former total energy  $W_{f=0}$  and equatorial pitch angle  $\alpha_{\text{eq}}$  only. The mirror frequency is no more related to the equatorial pitch angle by Eq. (5), but

$$\alpha^2 \sim \tan^2(\alpha) = \frac{v_{\perp}^2}{v_{\parallel}^2} = \frac{\mu f_{\text{ce}}}{(\mu - \varepsilon)(f_{\text{mirror}} - f_{\text{ce}})}. \quad (8)$$

When we include a parallel electric field in the adiabatic model the pitch angle  $\alpha$  depends on the first adiabatic invariant  $\mu$  and then particles with the same equatorial pitch angles but different energies will have different mirror frequencies.

### 3. Observations

Analysis of S-Bursts drift rate was performed on 230 high-resolution dynamic spectra. They were recorded with an acousto-optical spectrograph at the Nancay decameter array (Boischot et al., 1980) in 1995 and 1996. This multichannel receiver records digital dynamic spectra with a time resolution of 3 ms and a frequency resolution of 50 kHz over 512 channel simultaneously (the total frequency range observed is 25 MHz). All the dynamic spectra have been recorded with right-handed polarization, which corresponds to emissions from the northern Jovian hemisphere. The Io phase and the central meridian longitude (CML) during the records correspond to the so-called “Io-B” source (Carr et al., 1983; Queindec and Zarka, 1998).

Table 1 lists the number of dynamic spectra recorded for each day of observation. Each dynamic spectrum has a total duration of 20 s (6000 consecutive spectra).

The bursts were detected between  $\sim 12$  MHz (the Earth’s ionospheric cutoff) and  $\sim 37$  MHz (maximum electron cyclotron frequency at the surface of Jupiter). This spectral range corresponds to an altitude range from the Jovian surface to  $0.4R_J$  ( $1R_J = 71,398$  km) above it.

We use a recognition software for the S-Bursts, which identifies each burst and computes its skeleton (LeGoff, 1999). Fig. 1 shows an example of dynamic spectrum analysis by this software. The S-bursts skeletons corresponding to the dynamic spectrum of Fig. 1a is shown in Fig. 1b. Then a linear regression is performed on each burst every 50 kHz over a frequency range of  $\pm 0.25$  MHz to measure its drift rate as a function of frequency. Drift rate computation is validated with a burst “toy-model”. The error on drift rate measurements was estimated to be  $\sim 1\%$  RMS. It is much less than the intrinsic dispersion of drift rates at each frequency in a 20 s dynamic spectrum.

A detailed description of burst recognition and drift rate computation is presented in Appendix A.

Table 1

Number of dynamic spectra, adiabatic segments and potential drops for each day of observation

Day	Number of dynamic spectra	Number of adiabatic segments	Number of potential drops
06 April 95	6	9	2(*)
07 April 95	30	45	8
13 April 95	17	21	2
14 April 95	35	45	6
21 April 95	6	6	0
09 May 95	18	25	2
16 May 95	21	30	5
23 May 95	27	35	4
11 June 96	48	71	10(*)
19 June 96	7	7	0
26 June 96	15	15	0
Total	230	309	39

The (\*) symbol indicates that a dynamic spectrum with two potential drops was recorded this day. There are often more adiabatic segments than their total (dynamic spectra + potential drops). The difference is due to the fact that some accelerations do not correspond to the criteria of potential drops.

### 4. Confirmation of the electron’s adiabatic motion

#### 4.1. Global analysis of all measurements

Fig. 3a shows the drift rates measurements made by Zarka et al. (1996) and before (see references therein). Drift rate measurements prior to 1996 have shown a drift rate  $|(df/dt)(f)|$  increasing with the frequency. But observations beyond 34 MHz did not exist, and were very rare beyond 32 MHz, so that it was not possible to observe the decrease of  $|(df/dt)(f)|$ . Using for the first time an automated S-burst recognition software applied to a high-resolution (10 ms  $\times$  50 kHz) dynamic spectra, Zarka et al. (1996) performed 45 000 drift rate measurements including a few tens above 32 MHz. They could then observe for the first time the decrease of the drift rate  $|(df/dt)(f)|$  at high frequencies, as predicted by the adiabatic model. Using a dipolar Jovian magnetic field model with a moment of  $7G.R_J^3$ , they found a mean total energy  $W = 5.3 \pm 2.2$  keV and an equatorial pitch angle  $\alpha_{\text{eq}} = 2.8^\circ$  for the emitting electrons. They also observed an abrupt variation (increase) of the drift rate at about 22 MHz.

But the amount of data, especially beyond 32 MHz was limited, and these new results needed to be confirmed. Using a more accurate recognition software based on a different algorithm (see Appendix A), higher time resolution data (3 ms), and analyzing more observations, we have obtained about  $5 \times 10^6$  drift rate measurements, including more than  $2 \times 10^5$  above 32 MHz. Fig. 3b shows our drift rate measurements as a function of frequency. The continuous line is the average drift rate and the dashed ones the standard deviation. These drift rate measurements confirm

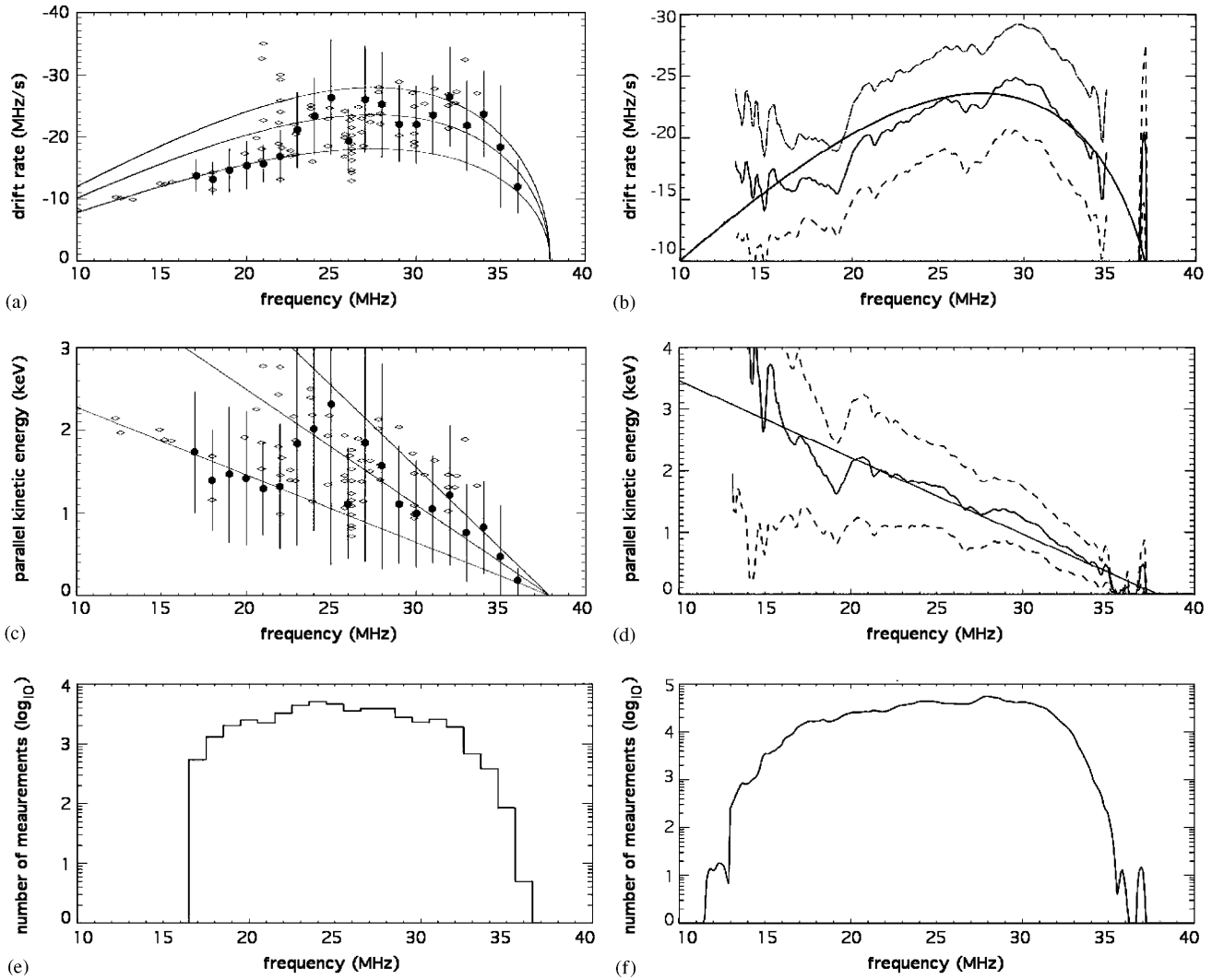


Fig. 3. (a) Previous drift rate measurements. Solid dots present the measurements made by Zarka et al. (1996) and open ones measurement made in previous papers. The three continuous lines show the adiabatic curve with  $W = 5.3 \pm 2.2$  keV and  $\alpha_{\text{eq}} = 2.8^\circ$ . The same data are presented in the  $W_{\parallel}(f)$  frame in (c). (b) Drift averaged on all our measurements. The dashed lines show the standard deviation. The drift decreases above 30 MHz. The continuous line shows the measured drift which is compatible with a drift computed for an adiabatic motion of the emitting electrons (bold line) with  $\alpha_{\text{eq}} = 2.7^\circ$  and  $v = 0.13c$  in a dipolar magnetic field, as shown by (d) which presents the measurements in the  $W_{\parallel}(f)$  frame. (e) Distribution of the number of measurements per 1 MHz frequency bin in Zarka et al. (1996). (f) Distribution of the number of measurements per 100 kHz frequency bin in our study. We get about  $5 \times 10^6$  measurements between 12 and 37 MHz.

the decrease of the drift rate  $|(df/dt)(f)|$  above 30 MHz. The linear decrease of the parallel kinetic energy  $W_{\parallel}$  with frequency shown by Fig. 3d is compatible with an adiabatic model, using the same dipolar model as above, with an electrons kinetic energy of  $W = 4.5 \pm 1.1$  keV and an equatorial pitch angle of  $\alpha_{\text{eq}} = 2.7^\circ$ . This computed adiabatic drift rate is represented by the bold line in Figs. 3b–d. These values are consistent with those of Zarka et al. (1996). They strongly reinforce the conclusion that electrons have on the average an adiabatic motion along the IFT.

#### 4.2. Analysis of individual dynamic spectra

The above global study on all the measurements gives results compatible with the adiabatic model, but the

dispersion of drift rate measurements at each frequency is large (4 MHz/s at  $1\sigma$ , shown in Fig. 3). This may be due to the spreading in time of the observations, mixing measurements of S-bursts with different characteristics. Thus, we analyze each individual dynamic spectrum, using the more accurate VIP4 magnetic field model (Connerney et al., 1998). An average drift rate is computed for each dynamic spectrum (of duration of 20 s) at each frequency. In the  $W_{\parallel}(f)$  representation the adiabatic model predicts a linear decrease of  $W_{\parallel}$  with the frequency. Fig. 4 shows two examples of the measured parallel kinetic energy as a function of the frequency. In Fig. 4a as in  $\sim 70\%$  of the cases, the decrease in parallel kinetic energy versus frequency is approximately linear (i.e. compatible with the adiabatic model) over most of the frequency range.

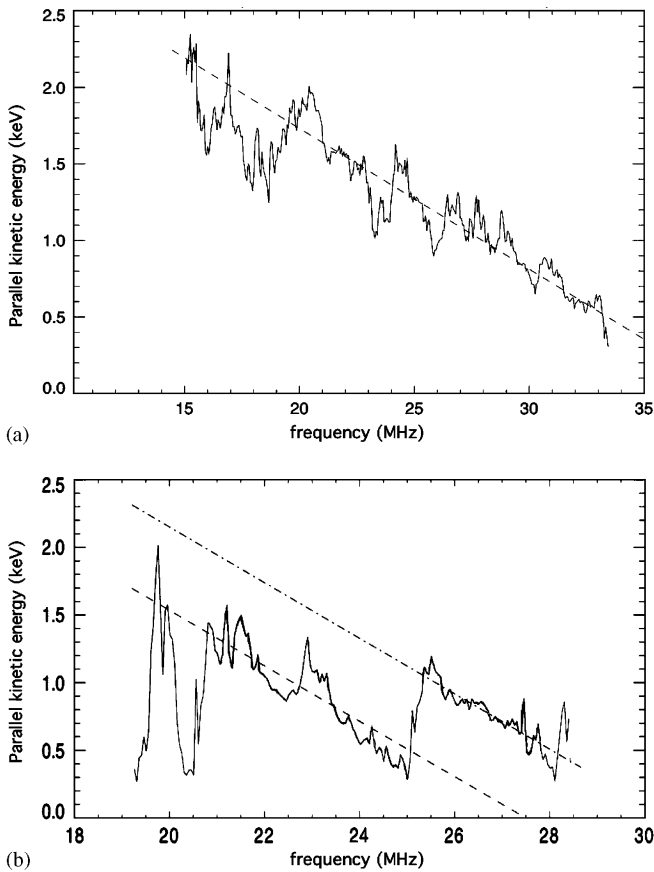


Fig. 4. Parallel kinetic energy function of frequency computed for an individual dynamic spectrum. The dashed lines show the slopes of the automatically recognized “adiabatic segments”. (a) (observed on 07 April 95) The decrease is linear (compatible with the adiabatic model) on the whole frequency range. (b) (observed on 23 May 95) The decrease is linear on two frequency ranges (compatible with the adiabatic model with localized acceleration).

In addition, for 64 dynamic spectra the parallel kinetic energy decrease with frequency is linear in two frequency ranges (we call them “adiabatic segments”) or more (nine dynamic spectra with three segments and three with four segments), suggesting the effect of localized potential drops superimposed on the adiabatic motion (see below). Fig. 4b shows an example of dynamic spectrum for which the parallel kinetic energy decreases linearly in two frequency ranges.

For each adiabatic segment, where the decrease of  $W_{\parallel}$  is linear, we can derive the total energy and equatorial pitch angle of the electrons. Thus, we perform an automated recognition of the adiabatic segments. Each linear decrease of the parallel kinetic energy ( $W_{\parallel}$ ) over more than 2 MHz is represented by a straight line segment. Those for which cross-correlation with the observations is more than 0.9 are recognized as adiabatic segments. Since there can be several segments per dynamic spectrum, the number of “adiabatic segments” is larger than the number of dynamic spectra (Table 1). Adiabatic segments represent  $\sim 80\%$  of our

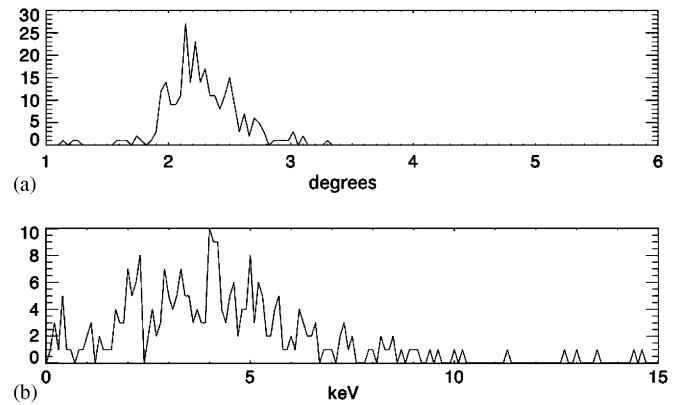


Fig. 5. (a) Histogram of the equatorial pitch angle of the electrons, computed for each “adiabatic segment” recognized. The mean equatorial pitch angle is  $2.3^{\circ}$ . (b) Histogram of the total energy of the emitting electrons, computed for each “adiabatic segment” recognized. The mean energy is 3.9 keV.

$5 \times 10^6$  measurements. The 20% left correspond to noisy drift rates or acceleration ranges.

The total kinetic energy  $W$  and the equatorial pitch angle  $\alpha_{\text{eq}}$  of the emitting electrons are computed for each adiabatic segment. The former are displayed in Fig. 5. The mean energy is found to be  $W = 3.9 \pm 0.9$  keV, consistent with the previous studies and with the global analysis presented in Section 4.1.

Fig. 5a shows the equatorial pitch angle measurements whose mean value is found to be  $2.3^{\circ} \pm 0.2^{\circ}$ . It corresponds to a mirror frequency about 35 MHz, compatible with the maximum electron cyclotron frequency at the surface of Jupiter.

Moreover, Fig. 5a shows a cut-off equatorial pitch angle near  $1.9^{\circ}$ . This angle corresponds to a mirror frequency equal to 40 MHz (i.e.  $\sim$  the maximum cyclotron frequency at the surface of Jupiter). The absence of electrons with equatorial pitch angle lower than  $1.9^{\circ}$  corresponds to the presence of a “loss cone” due to the collisional loss in Jovian ionosphere of the electrons with mirror frequency larger than 40 MHz. Moreover, the electrons with equatorial pitch angle larger than about  $3^{\circ}$  are not observed, because their mirror frequency is below 12 MHz (atmospheric cut-off) and thus are not observable from the ground.

## 5. Potential drops

A potential drop implies a localized parallel acceleration. Since a parallel acceleration does not change the first adiabatic invariant, a potential drop corresponds to a localized transition between two parallel lines in the  $W_{\parallel}(f)$  representation (Fig. 4b), i.e. a jump between two adiabatic segments. We found 64 dynamic spectra out of 230 presenting two or more “adiabatic segments”. We define as a “localized potential drop” a transition whose length is less than 2 MHz between two “adiabatic segments” whose slopes differ by less than 40%. We detect 39 drops of



parallel kinetic energy compatible with our definition of potential drops. They all correspond to downward acceleration. Table 1 presents the number of potential drops detected for each day of observation. Two dynamic spectra show two successive potential drops. The number of adiabatic segments in Table 1 is larger than the number of dynamic spectra plus the number of potential drops, because all accelerations are not potential drops. The excess of adiabatic segments corresponds to changes of adiabatic invariant  $\mu$  (nonadiabatic acceleration) and/or smooth accelerations (whose “lengths” are  $>2$  MHz).

Fig. 6a shows the distribution of the amplitudes of the drops. The mean amplitude is found to be 0.9 keV. As the noise inherent to the observations limits the detection of the weak amplitude drops, our statistics are probably biased for low values. The dispersion due to the finite resolution of dynamic spectra and to the measurement method is  $\sim 0.1$  keV on electrons energy measurements. It means that the decrease of the number of potential drops below 0.6 keV may be due to this detection limit.

The potential drops altitudes can be deduced from the radio frequency at which they occur because the emission is near the local electron cyclotron frequency, which depends on the distance from the planet. Fig. 6b shows the distribution in frequency of the potential drops. The detection range is limited from 14 to 33 MHz, due to the fact that we get drift rates measurements between 12 and 36 MHz, and that we require a minimal length for adiabatic segments (2 MHz). However, 75% of the

potential drops are localized between 22 and 28 MHz, i.e. at an altitude of about  $0.1R_J$  above the planetary surface. It corresponds to the frequency range in which Zarka et al. (1996) observed abrupt variations of the drift rate which correspond to increases of the kinetic energy. Then these variations could be due to the presence of potential drops in their data, with characteristics similar to those we observe. Such variations do not appear in our global drift rate measurements (Fig. 3) because the drift rates are averaged over many more observations (230 dynamic spectra in our study, only 17 for Zarka et al., 1996).

Fig. 7 shows the localization of the potential drops in the time–frequency (or time–altitude) frame for the 3 days which present the most numerous potential drops observations. We study the evolution of the accelerating structures in time. We note that consecutive drops often have near by frequencies, suggesting that potential drops may be stable over timescales of minutes (for example, the two drops near 22 MHz on 96/06/11) to tens of minutes (for example, the three potential drops near 24 MHz on 95/04/14). The potential drops altitude can vary abruptly between two long-lived structures (e.g. on 96/06/11  $t \simeq 75$  min.).

## 6. Parallel acceleration

### 6.1. Energy decrease with frequency

As we compute the total energy  $W$  and the equatorial pitch angle  $\alpha_{\text{eq}}$  on every frequency range corresponding to the adiabatic segments, it is possible to compute the average energy and equatorial pitch angle at each frequency. Fig. 8a shows the averaged equatorial pitch angle at each frequency  $\langle \alpha_{\text{eq}} \rangle(f)$ . It decreases with the frequency. The connection between the equatorial pitch angle and the mirror frequency (Eq. (5)) explains this decrease, since electrons with larger equatorial pitch angle are reflected at lower frequencies.

Fig. 8b shows that the averaged total kinetic energy  $\langle W \rangle(f)$  decreases with frequency too. Without acceleration, there would not be any connection between energy and mirror frequency, and the energy would not follow the same tendency as the equatorial pitch angle.

With Fig. 9, we illustrate an interpretation in terms of downward parallel acceleration process introducing a relation between the total kinetic energy  $W$  (or  $\mu$  as we will see) and the mirror frequency  $f_{\text{mirror}}$ . Electrons initially with the same pitch angle  $\alpha_0$  (i.e. the same mirror frequency  $f_{m,0}$ ) but different kinetic energy (velocities  $v_1 < v_2$ ) are subject to a parallel acceleration which adds the same parallel velocity  $\delta v_{\parallel}$ . The final pitch angles  $\alpha_1$  and  $\alpha_2$  of particles 1 (low energy) and 2 (high energy) follow the relation  $\alpha_1 < \alpha_2$  (i.e. mirror frequencies  $f_{m,1} > f_{m,2}$ ). A more careful examination of Fig. 9 shows that the dependence of the pitch angle is mainly due to the perpendicular part of the energy, that is proportional to the magnetic moment. This can be found analytically, by derivation of the relation

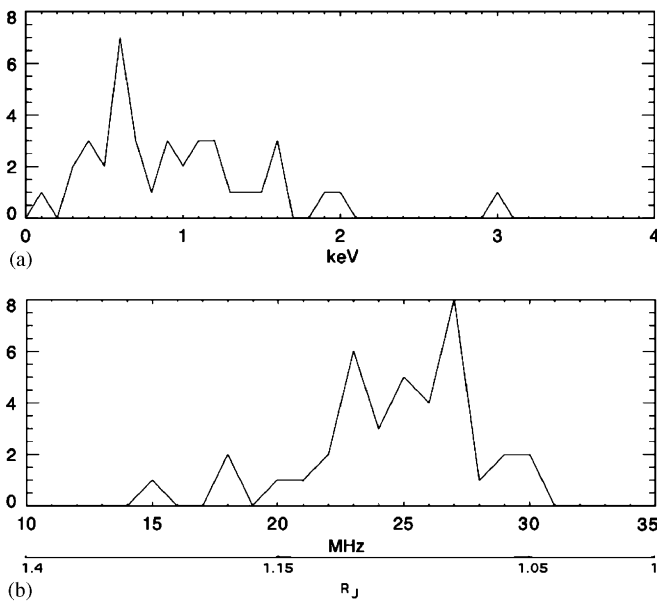


Fig. 6. (a) Histogram of the potential drops amplitudes. The mean amplitude is 0.9 keV. (b) Histogram of the potential drops localization. Seventy-five percents of the drops are localized between 22 and 28 MHz. Jovicentric distance is computed with the VIP4 model for a longitude of Io equal to  $180^\circ$ , which correspond to a Io-B source (Queinnee and Zarka, 1998).

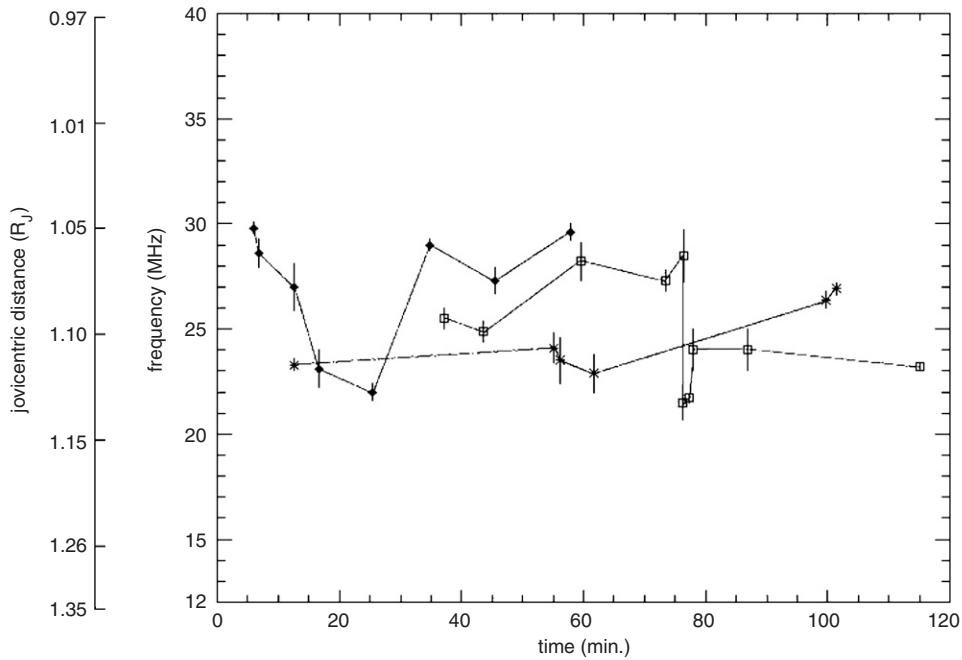


Fig. 7. Localization of the potential drops in the time–frequency frame for the 3 days which present the most observations. Dots stand for the observations of April 7th, 1995 from 4 h 20 min. Stars for observations of April 14th, 1995 from 4 h 25 min. Squares for observations of June 11th, 1996 from 22 h 40 min. Jovicentric distance is computed with the VIP4 model for a Io longitude equal to  $180^\circ$ .

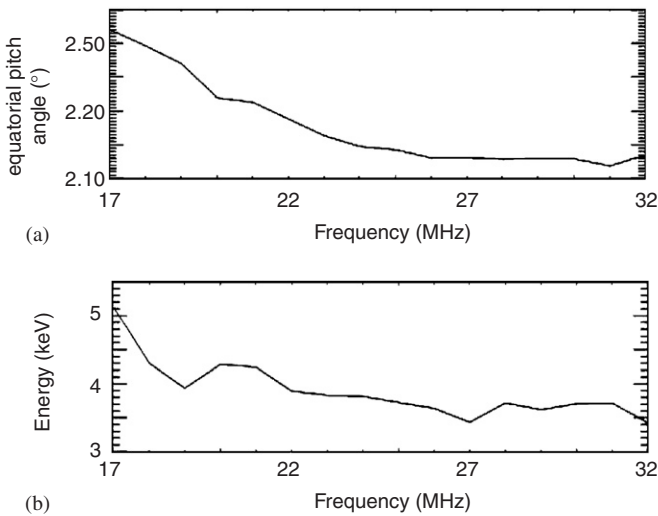


Fig. 8. Evolution of the emitting electrons characteristics with the frequency. (a) Averaged equatorial pitch angle as a function of the frequency  $\langle \alpha_{\text{eq}} \rangle(f)$ . (b) Averaged kinetic energy  $\langle W \rangle(f)$ .

(8) with respect to the rate of acceleration  $\varepsilon$

$$\frac{\partial \alpha}{\partial \varepsilon} \sim \frac{1}{2(\mu - \varepsilon)}. \quad (9)$$

We can see that for lower energy (i.e. lower magnetic moment  $\mu$ ), the parallel acceleration (represented by  $\varepsilon$ ) has more influence on the increase of the pitch angle. The pitch angle of more energetic electrons increases less than the pitch angle of electrons having a lower energy. Thus, the most energetic electrons are reflected at higher altitude (lower frequency) than the low-energy electrons, and the

average electrons energy is expected to decrease with increasing frequencies, as observed.

## 6.2. Velocity distribution

From the total kinetic energy  $W$  and the first adiabatic invariant of the particles for each adiabatic segments, we can also compute the average parallel and perpendicular velocities ( $v_{\parallel}, v_{\perp}$ ) of the emitting electrons of each adiabatic segment at any given frequency (Eqs. (3) and (4)). We can thus get a statistical distribution of the velocities of the emitting electrons in the ( $v_{\parallel}, v_{\perp}$ ) frame at a given frequency.

Fig. 10a shows the distribution of the emitting electrons in the ( $v_{\parallel}, v_{\perp}$ ) frame at the altitude corresponding to a local cyclotron frequency of 20 MHz, i.e. just above the highest mirror points of the emitting electrons. In spite of the spread of the data over more than one year, the distribution has a simple structure. It has a straight border (dashed line) and is similar to a shifted “loss-cone” distribution. The shift corresponds to an excess of about 0.7 keV of parallel kinetic energy  $W_{\parallel}$  on each adiabatic segment. This distribution seems consistent with the relation between kinetic energy  $W$  and mirror frequency of the emitting electrons introduced by an acceleration, as in Section 6.

Fig. 10b shows the distribution of the emitting electrons for dynamic spectra with at least one potential drop. Red dots show the velocities of electrons emitting the low-frequency segments (i.e. after deceleration), and the blue ones the high-frequency segments (i.e. before deceleration). The best-fit line (dashed) of blue dots crosses the origin of

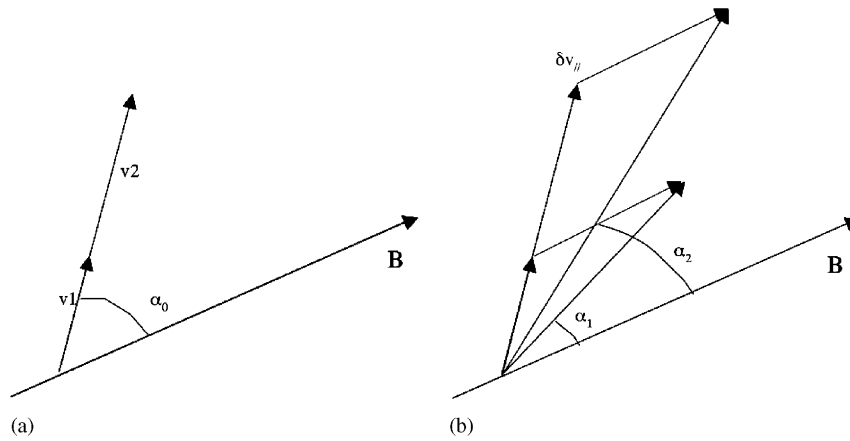


Fig. 9. (a) A parallel acceleration changes the pitch angle differently for fast or slow electrons. Initially the particles 1 and 2 whose velocities are  $v_1$  and  $v_2$  ( $v_1 < v_2$ ) have the same pitch angle  $\alpha_0$ . (b) A parallel acceleration adds a parallel velocity  $\delta v_{\parallel}$  at each particle. The pitch angle of higher energy electrons vary less than the pitch angle of slow electrons. Thus, higher energy electrons have lower mirror frequency.

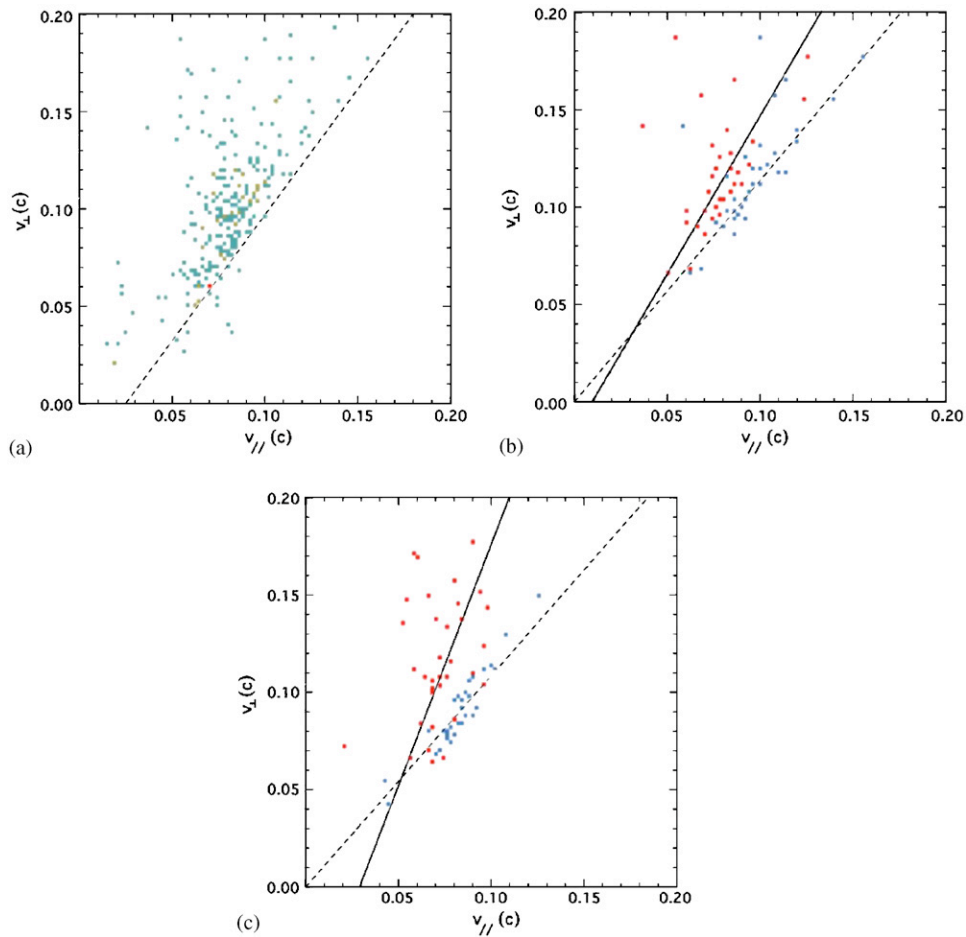


Fig. 10. (a) Measured velocity distribution of the electrons at an altitude corresponding to a cyclotron frequency of 20 MHz. This distribution is a shifted loss cone distribution. (b) Velocity distribution of the emitting electrons for the dynamic spectra which present potential drops. In red the low-frequency segments and in blue the high-frequency ones. Lines are linear fits to each cloud of points. (c) Velocity distribution of the emitting electrons for the dynamic spectra which present a single adiabatic segment. In red the segments at frequency below  $< 22$  MHz, in blue those above  $> 28$  MHz. Lines are quite similar to those of (b).

the  $(v_{\parallel}, v_{\perp})$  frame, i.e. the electrons emitting high-frequency segments have a velocity distribution which could be due to a loss cone (with mirror frequency about 36 MHz).

The best fit of the red dots (continuous line) does not cross the origin, because decelerations shift electron velocities.

Fig. 10c shows the distribution of the emitting electrons for dynamic spectra with a single adiabatic segment. Red dots correspond to low-frequency segments (i.e. with mean frequency  $<22$  MHz, below the potential drops frequency range) and blue ones to high-frequency segments (i.e. above  $>28$  MHz). The best fit of these two clouds of points are quite similar to those of Fig. 10b, suggesting that red dots sustained decelerations, that could be due to small parallel potential drops and/or heating/cooling of the electrons. Adiabatic segments with intermediate frequencies (i.e. between 22 and 28 MHz) are not represented, they present an intermediate distribution mixing electrons decelerated and electrons reflected at the mirror point.

Finally, the “shifted-loss-cone” distribution in Fig. 10a can be interpreted to first order as the superposition of distributions of decelerated electrons whose deceleration before emission increases statistically with decreasing cyclotron frequency. It suggests the presence of structures decelerating the electrons between the surface and the emission altitude, even if we do not directly detect them.

## 7. Discussion

The study of the electrons parallel kinetic energy variations shows the presence of potential drops accelerating the emitting electrons toward Jupiter. We can distinguish two kinds of parallel accelerations: the large potential drops discussed in Section 5 and a more uniform acceleration (Section 2.5) modeled in this paper with the help of the rate  $\varepsilon$ .

Potential drops like those evidenced in Section 5 are observed in situ in the terrestrial auroral zones (Mozer et al., 1977). They are attributed to the presence of electrostatic double layers along the flux tubes (Block, 1978).

The presence of potential drops in IFT was expected, due to previous simulations showing abrupt variations of the potential near Jupiter. Solving the Vlasov and Poisson equations along the IFT, Su et al. (2003) found a potential drop of about 5 keV was found at  $1.5R_J$ . The localization and the amplitude of the simulated potential drop may vary with the choice of the boundary conditions in their simulation. The former were given by concentrations and velocity distributions of electrons and hydrogen, oxygen and sulfur ions both at the top of the Jovian ionosphere and in the Io torus. These parameters were estimated from in situ measurements of Voyager and Galileo. These simulations results are consistent with our detections of large potential drops (about 1 keV) near the Jovian ionosphere.

The acceleration acting more uniformly, modeled here with the parameter  $\varepsilon$  can be the consequence of smaller scale acceleration processes acting along a large portion of the Io–Jupiter flux tube. As the Io–Jupiter plasma has the structure of an Alfvén wing (Neubauer, 1980; Saur, 2004), we can expect that Alfvén waves play an important role in the acceleration of the electrons. Such acceleration processes have already been modeled in the conditions

of the Earth auroral zone. The acceleration may be due, for instance, to small-scale Alfvén waves (Génot et al., 2004) encountering plasma density gradients, or to larger scale trapped Alfvén waves (Lysak and Song, 2003). Further studies are required to understand if these processes studied in the conditions of the Earth environment can also model the electron acceleration along the Io–Jupiter flux tube.

## 8. Conclusion

An automatic S-bursts recognition, identification and parallel energy calculation allowed us to confirm, with  $5 \times 10^6$  measurements, the decrease of the drift at frequencies above 30 MHz, as first seen by Zarka et al. (1996). We confirm thus the average adiabatic motion of the electrons emitting the Jovian S-bursts with an energy of  $4.5 \pm 1.1$  keV. Moreover, an automatic recognition of “adiabatic segments” in every dynamic spectrum permits an alternate validation of the adiabatic model over 230 individual dynamic spectra: bursts characteristics have been measured along each segment, providing for the first time the distribution of the energy and the equatorial pitch angle of the emitting electrons (Fig. 5). A mean energy of  $W = 3.9 \pm 0.9$  keV and a mean equatorial pitch angle of  $2.3^\circ \pm 0.2^\circ$  are found. The error bars in Zarka et al. (1996) and in our Section 4.1 are thus due to the true dispersion of electron characteristics.

We observe for the first time the presence of 39 potential drops in the observed frequency range. These drops were expected by comparison with in situ observations of strong double layers in the Earth auroral zone and from electric potential simulations along the IFT but never observed. Ground-based S-bursts observations give us access to the distribution of amplitudes and localizations of these drops. Most of them are found in the range where Zarka et al. (1996) observed abrupt drift rate variations. Observations over several hours suggest (Fig. 7) that these potential drops build-up and last from minutes to tens of minutes.

The averaged energy decrease with frequency and the “integrated” velocity distribution of emitting electrons suggest a possible deceleration of the electrons in the vicinity of Jupiter, even if it is not directly observed.

Finally, this study shows the possibility to use ground-based radio observations to measure the characteristics of the IFT electrons and to probe the IFT electric potential structure with a resolution of a few hundred kilometres.

## Acknowledgment

We gratefully thank Renée Prangé for her valuable suggestions on the velocity distribution study.

## Appendix A. S-bursts recognition and drift rate analysis

The automated recognition of the S-bursts in a dynamic spectrum is done using a software developed by

LeGoff (1999). This software proceeds in two steps: First, the noise and the interference are eliminated from the dynamic spectrum. The sky background noise intensity presents at each frequency a Gaussian distribution with a standard deviation  $\sigma$ . Pixels of the dynamic spectrum for which intensity is less than  $3\sigma$  are set to a null value. The acousto-optical recorder has a dynamic range of 25 dB. Thus Jovian emission, up to 30–40 dB above the background, may saturate part of the dynamic spectra. Saturate pixels and spectra are identified above a fixed threshold and set to zero. Broadband interference (lightning, etc.) and fixed frequency interference (human-made emissions) are also identified and eliminated.

Then the S-bursts are identified above the  $3\sigma$  threshold defined earlier, and their pixels are set to unity and thus we get a binary image of the dynamic spectrum. The connected signal pixel clouds are identified and tagged as separate S-bursts.

The second step consists in eroding the burst signal in the dynamic spectrum image, in order to get its skeleton (i.e. to get a 1D shape curve). The skeleton obtained by erosion is refined through minimization of the so-called “inertia” of the skeleton, i.e. the quantity  $\sum intensity \cdot distance^2$ . The S-burst pixels are moved perpendicularly to the burst direction, following the intensity gradient. This operation increases the correlation between the skeletons and the dynamic spectrum. An example of skeletons computed from a dynamic spectrum is shown on Fig. 1. The recorded dynamic spectrum is presented in Fig. 1a and the skeletons of the recognized S-bursts in Fig. 1b.

From this skeleton we can compute the drift rate as a function of frequency. The drift rate is measured every 50 kHz for each S-burst. It is made by a linear regression on the skeleton in a frequency range of 0.5 MHz centered on each measurement frequency. The S-bursts can present a complex (multi-connected) topology. It is represented on the skeleton image by the split of the skeleton curve in two branches or more, each one with a different drift rate. Several drift rates are associated with the bifurcation point. The software automatically splits the bursts into elementary branches before computing the drift rates. Drift rate average and RMS dispersion is then computed at each frequency from all measurements at this frequency during the 20 s duration of the dynamic spectrum.

Drift rate computation is validated with a burst “toy-model”. From the adiabatic model we compute the theoretical skeleton of a burst whose emitting electrons have a given kinetic energy and equatorial pitch angle. The theoretical drift rate is computed. Then we compute the drift rate from the skeleton using our software. The standard deviation due to the method is evaluated, and is found to be 1% of the drift rate measurement, much

smaller than the average on every bursts of a dynamic spectrum.

## References

- Block, L.P., 1978. A double layer review. *Astrophys. Space Sci.* 55, 59–83.
- Boischot, A., Rosolen, C., Aubier, M.G., Daigne, G., Genova, F., Leblanc, Y., Lecacheux, A., de La Noe, J., Moller-Pedersen, B., 1980. A new high-gain, broadband, steerable array to study Jovian decametric emission. *Icarus* 43, 399–407.
- Carr, T.D., Desch, M.D., Alexander, J.K., 1983. Phenomenology of magnetospheric radio emissions. *Physics of the Jovian Magnetosphere*, Cambridge University Press, pp. 226–284.
- Connerney, J.E.P., Acunã, M.H., Ness, N.F., Satoh, T., 1998. New models of Jupiter’s magnetic field constrained by the Io flux tube footprint. *J. Geophys. Res.* 103 (12), 11929–11940.
- Ellis, G.R.A., 1965. The decametric radio emission of Jupiter. *Radio Sci.* 69D, 1513–1530.
- Ellis, G.R.A., 1974. The Jupiter radio bursts. *Proc. Astron. Soc. Australia* 2, 236–243.
- Galopeau, P.H.M., Boudjada, M.Y., Rucker, H.O., 1999. Drift of jovian S-burst inferred from adiabatic motion in a parallel electric field. *Astron. Astrophys.* 341, 918–927.
- Génot, V., Louarn, P., Mottez, F., 2004. Alfvén wave interaction with inhomogeneous plasmas: acceleration and energy cascade towards small-scales. *Ann. Geophys.* 6, 2081–2096.
- Goldreich, P., Lynden-Bell, D., 1969. Io, a jovian unipolar inductor. *Astrophys. J.* 156, 59–78.
- LeGoff, G., 1999. Analyse et reconnaissance des sursauts radio rapides de Jupiter dans le plan temps-fréquence. DEA Report, University of Cergy-Pontoise.
- Louarn, P., 1992. Auroral planetary radio emissions—theoretical aspects. *Adv. Space Res.* 12, 121–134.
- Lysak, R.L., Song, Y., 2003. Kinetic theory of the Alfvén wave acceleration of auroral electrons. *J. Geophys. Res. (Space Phys.)* 108 (A4), 1–6.
- Mozer, F.S., Carlson, C.W., Hudson, M.K., Torbert, R.B., Parady, B., Yatteau, J., Kelley, M.C., 1977. Observations of paired electrostatic shocks in the polar magnetosphere. *Phys. Rev. Lett.* 38, 292–295.
- Neubauer, F.M., 1980. Nonlinear standing Alfvén wave current system at Io-theory. *J. Geophys. Res.* 85 (14), 1171–1178.
- Queinnec, J., Zarka, P., 1998. Io-controlled decameter arcs and Io–Jupiter interaction. *J. Geophys. Res.* 103 (12), 26649–26666.
- Riihimaa, J.J., 1991. Evolution of the spectral fine structure of Jupiter’s decametric S-storms. *Earth Moon Planets* 53, 157–182.
- Saur, J., 2004. A model of Io’s local electric field for a combined Alfvénic and unipolar inductor far-field coupling. *J. Geophys. Res. (Space Phys.)* 109 (A18) 1210 – +.
- Saur, J., Neubauer, F.M., Connerney, J.E.P., Zarka, P., Kivelson, M.G., 2004. Plasma interaction of Io with its plasma torus. *Jupiter. The Planet, Satellites and Magnetosphere*, Cambridge University Press, pp. 537–560.
- Su, Y.-J., Ergun, R.E., Bagenal, F., Delamere, P.A., 2003. Io-related Jovian auroral arcs: modeling parallel electric fields. *J. Geophys. Res. (Space Phys.)* 108 (A2), 1–15.
- Wu, C.S., Lee, L.C., 1979. A theory of the terrestrial kilometric radiation. *Astrophys. J.* 230, 621–626.
- Zarka, P., Farges, T., Ryabov, B.P., Abada-Simon, M., Denis, L., 1996. A scenario for Jovian S-bursts. *Geophys. Res. Lett.* 23, 125–128.



## C.2 Jovian S-bursts generation by Alfvén waves







## Jovian *S* burst generation by Alfvén waves

S. Hess,<sup>1,2</sup> F. Mottez,<sup>1</sup> and P. Zarka<sup>2</sup>

Received 24 November 2006; revised 28 March 2007; accepted 25 July 2007; published 16 November 2007.

[1] Jupiter's radio emissions are dominated in intensity by decametric radio emissions due to the Io-Jupiter interaction. Previous analyses suggest that these emissions are cyclotron-maser emissions in the flux tubes connecting Io or Io's wake to Jupiter. Electrons responsible for the emission are thought to be accelerated from Io to Jupiter. We present simulations of this hot electron population under the assumption of acceleration by Alfvén waves in the Io flux tube. Outside of limited acceleration regions where a parallel electric field associated with Alfvén waves exists, the electrons are supposed to have an adiabatic motion along the magnetic field lines. Near Jupiter a loss cone appears in the magnetically mirrored electron population, which is able to amplify extraordinary (X) mode radio waves. The X-mode growth rate is computed, which allows us to build theoretical dynamic spectra of the resulting Jovian radio emissions, whose characteristics match those observed for Jovian *S* bursts.

**Citation:** Hess, S., F. Mottez, and P. Zarka (2007), Jovian *S* burst generation by Alfvén waves, *J. Geophys. Res.*, 112, A11212, doi:10.1029/2006JA012191.

### 1. Introduction

[2] The motion of the satellite Io across Jovian magnetic field lines in the plasma torus surrounding its orbit provides an important and continuous energy source for electron acceleration, ultimately generating intense decametric radio emissions [Queinsec and Zarka, 1998] and bright UV spots at the Io flux tube (IFT) footprint [Prangé et al., 1996]. The electric field generated by this motion is thought to induce electric currents and/or Alfvén waves [Goldreich and Lynden-Bell, 1969; Neubauer, 1980; Saur, 2004] which may both accelerate electrons in the plasma torus and in the Io flux tube (IFT). Owing to the magnetic mirror effect near the Jovian ionosphere, these electrons acquire an unstable distribution relative to the cyclotron-maser instability (CMI) [Wu and Lee, 1979; Louarn, 1992].

[3] Millisecond (or *S*) bursts are discrete and intense emissions occurring near the electron cyclotron frequency and drifting in the frequency-time plane. Figure 1 shows a typical dynamic spectrum of these emissions. Their source propagate like electrons in quasi-adiabatic motion moving along the magnetic field lines away from Jupiter [Ellis, 1965; Zarka et al., 1996; Hess et al., 2007]. Burst occurrence seems often quasi-periodic with a rate of few tens of Hz. The discrete nature of the *S* bursts and their quasi-periodicity, originating from a continuous excitation, is investigated in the present paper. Ergun et al. [2006] proposed that Alfvén waves (AW) could resonate near the

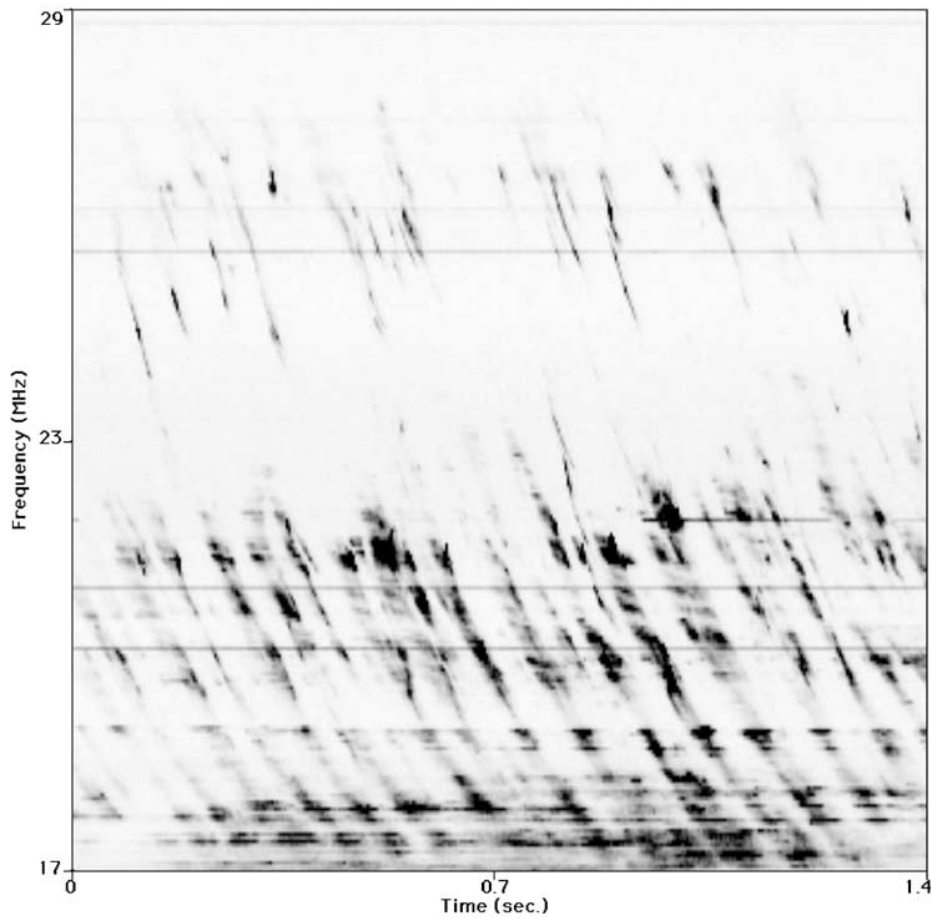
Jovian ionosphere, accelerate electrons periodically and thus produce periodic bursts.

[4] Using these waves as the source of free energy, we simulate electron acceleration by Alfvén waves along the Io flux tube (IFT) and we deduce the CMI growth rates from their distribution. Then we compare the time/frequency evolution of the maximal value of the growth rate with the dynamic spectra previously recorded from the ground.

[5] We assume that the CMI is responsible for the emissions since it is observed in many auroral contexts, in particular the earth auroral kilometric radiations. Other processes have been proposed to explain Jovian burst emissions. Ryabov [1994] proposed a mechanism in which the emissions are due to the curvature radiation. This model explains many *S* bursts properties but requires electrons with an energy above 10 MeV which have not been seen on in situ measurements. Zaitsev et al. [1985] proposed a model of nonlinear conversion between plasma waves and extraordinary mode waves. Willes [2002] proposed a phase bunching feedback model which explains some atypical features of the *S* bursts, in particular their interaction with others Jovian emissions (*L* bursts), but it is still at a qualitative stage. Calvert et al. [1988] proposed a model of natural lasing in which the laser cavity expand with Io's motion around Jupiter. The two latter models suppose that the source moves at a velocity different from the velocity of the electrons, but Zarka et al. [1996] and Hess et al. [2007] showed that in most cases *S* bursts drift according to an adiabatic motion of the emitting electrons. Wong and Goldstein [1990] showed that bursty emissions can be generated by a strong temperature anisotropy, but the radio beaming ( $\leq 30^\circ$ ) is very different from the one deduced from observations [Queinsec and Zarka, 1998] ( $\geq 70^\circ$ ). The microsecond pulse structure of the *S* bursts discussed by Carr and Reyes [1999] may describe phenomenon with a timescale far shorter than those in which we are

<sup>1</sup>Laboratoire de l'Univers et de ses Théories, Observatoire de Paris, Centre Nationale de Recherche Scientifique, Meudon, France.

<sup>2</sup>Also at Laboratoire d'Etudes Spatiales d'Instrumentation en Aéro-physique, Observatoire de Paris, Centre Nationale de Recherche Scientifique, Meudon, France.



**Figure 1.** Dynamic spectrum recorded at the Nançay decameter array in April 1995. The drifting structures are Jovian *S* bursts. They show a negative drift rate of about  $-20$  MHz/s, corresponding to the antiplanetward adiabatic motion of the emitting electrons. Even if the bursts do not repeat periodically, the mean time between each bursts remains about 70 ms.

interested and are not a constraint for “millisecond” burst generation mechanism. This short discussion (more developed in *Zarka* [1998]) justifies our choice of the CMI mechanism.

[6] We use a particle test code to compute particles motion along the IFT (section 2.1). External fields, computed on a grid, are described in section 2.2. The introduction of Alfvén waves is discussed in section 3 and CMI growth rate computations in section 4. Results are presented in section 5 and discussed in section 6.

## 2. Description of the Simulation

### 2.1. Particle Motion and Injection

[7] We simulate the motion of electron guiding-centers in imposed (not self-consistent) electromagnetic and gravitational fields. The equation of motion is given by the conservation of the magnetic moment  $\mu$  and by the gradients of the electric potential  $\phi_E$  and the gravitational (and inertial) potential  $\phi_G$ .

$$\mu = v_{\perp}^2/B = \text{const.} \quad (1)$$

$$\frac{dv_{\parallel}}{dt} = -\nabla \left( \frac{q}{m} \phi_E + \frac{\mu}{m} B + \phi_G \right) \quad (2)$$

[8] In our simulation we simulate only the hot component of Io’s electron population (i.e., population with a thermal velocity about 200 eV measured by Voyager and Galileo [Bagenal, 1994; Moncuquet *et al.*, 2002]). A constant number of particles ( $\sim 700$  at each time step) is injected at the Io boundary to get a constant injection flux. The particles can exit the simulation at both ends of the grid. Our simulation is made with  $6.4 \times 10^7$  particles on a 4096 cells grid. The length of a grid cell is  $\Delta x = 114 \text{ km} \simeq 1.16 \times 10^{-3} R_J$ ; therefore the total length of the system is  $L = N\Delta x = 6.5 R_J$ .

### 2.2. External Fields

[9] The permanent magnetic field is computed using the VIP4 multipolar magnetic model of Jupiter [Connerney *et al.*, 1998]. This model was built from in situ magnetic field measurements of Voyager and Pioneer, and from infrared observations of the position of the IFT footprints on Jupiter. Up to now, this is the most accurate published model for the computation of the magnetic field in the IFT.

**Table 1.** Density at the Simulation Grid Boundaries<sup>a</sup>

Species	Density, cm <sup>-3</sup>	Temperature, eV
<i>At Io's Boundary</i>		
Emitting electrons	1	200
Cold electrons	1250	5
Oxygen II	1000	T <sub>⊥</sub> = 2T <sub>∥</sub> = 70
Sulfur II	250	50
Io's protons	1	200
<i>At Jovian Boundary</i>		
Ionospheric electrons	2.10 <sup>5</sup>	0.31
Ionospheric protons	2.10 <sup>5</sup>	0.31
Secondary electrons	150	100

<sup>a</sup>From *Su et al.* [2003, Table 2.2].

[10] Io-controlled Jovian radio emissions occur only when Io's longitude lies in a specific range of nearly 160° to 300° (so called "active" longitude) [*Carr et al.*, 1983; *Queinnec and Zarka*, 1998]. We choose here to simulate the magnetic field line in the northern hemisphere whose longitude at equator is 230°. This value corresponds to the so-called "Io-B" emissions which are the strongest sources of Io-controlled emissions.

[11] The gravitational (and inertial) potential  $\phi_G$  is given by the Jovian attraction and the centrifugal potential. Io's attraction is neglected. Thus:

$$\phi_G = \frac{GM_J}{R} + \frac{\Omega^2 R^2}{2} \quad (3)$$

where  $M_J$  is Jupiter's mass and  $\Omega$  is Jupiter's angular rotation rate.

[12] We estimate the ambipolar electric potential  $\phi_E$  resulting from the gradient of the gravitational potential  $\phi_G$  only. We compute the densities of all the species present in the IFT (see Table 1). First of all we calculate the distribution  $f_\alpha$  of each species  $\alpha$  along the IFT from its distribution at its injection boundary  $x_b$ . From Liouville's theorem we get:

$$f_\alpha(v_b^2, \mu, x_b) = f_\alpha(v_1^2, \mu, x) = f_\alpha(v_b^2 + \delta v^2, \mu, x) \quad (4)$$

where  $\delta v^2$  is the variation of kinetic energy between the positions  $x_b$  and  $x$ . It can be expressed in terms of potentials variations between  $x_b$  and  $x$ .

$$\delta v_\alpha^2 = \frac{2q_\alpha}{m_\alpha} (\phi_{E,x} - \phi_{E,x_b}) + \phi_{G,x} - \phi_{G,x_b} \quad (5)$$

is negative since the electrostatic force is weaker than the gravitational force from which it is derived. Then the total density is (using equation (4)):

$$\rho_\alpha(\phi_E, \phi_G, x) = \int_0^\infty f_\alpha(v^2, \mu, x) dv^2 \quad (6)$$

$$\rho_\alpha(\phi_E, \phi_G, x) = \int_{-\delta v^2}^\infty f_\alpha(v_b^2 + \delta v^2, \mu, x) dv_b^2 \quad (7)$$

$$\rho_\alpha(\phi_E, \phi_G, x) = \int_{-\delta v^2}^\infty f_\alpha(v_b^2, \mu, x_b) dv_b^2 \quad (8)$$

[13] For Maxwellian distributions we get:

$$\rho(\phi_E, \phi_G, x) = \sum_\alpha \rho_\alpha(x_b) \exp\left(\frac{\delta v^2_\alpha}{v_{T,\alpha}^2}\right) \quad (9)$$

where  $v_{T,\alpha}$  is the thermal velocity of the specie  $\alpha$ . The density includes the contribution of Jovian ionospheric particles below the altitude corresponding to the minimum of the gravitational potential  $\phi_G$  (range dominated by the ionospheric species) and of Io torus particles above that altitude (range dominated by the torus species). The densities at boundaries (Table 1) are taken from *Su et al.* [2003].

[14] Quasi-neutrality imposes  $\rho(\phi_E, \phi_G, x) = 0$ , thus we minimize the total charge density by iteration with a gradient method to obtain an estimation of the electric potential  $\phi_{E,n}$  at each point  $x = n\Delta x$  of the simulation grid:

$$\phi_{E,n+1} = \phi_{E,n} + \frac{\rho(\phi_{E,n}, \phi_G, x)}{\left(\frac{\partial \rho(\phi_{E,n}, \phi_G, x)}{\partial \phi_{E,n}}\right)} \quad (\text{Iteration over } n) \quad (10)$$

Moreover it allows for the plasma density (and temperature) profiles which are also used below to compute the Alfvén waves velocity.

[15] A more sophisticated computation of the electric potential and species density has been made by *Su et al.* [2003] under the assumption of a large electric potential difference imposed between Io and Jupiter. They obtain a localized potential drop about 30 kV near one Jovian radius above Jupiter, leading to electron energy agreeing with precipitating electrons (auroral spot generators), but much larger than observed for the radio emissions ( $\sim 5$  keV in the work of *Zarka et al.* [1996] and *Hess et al.* [2007] from the S bursts drift rate) and too large for our simulation. However, even if the electric potential profile is different, the density profile and the related Alfvén speed we found are qualitatively the same as those found in the work of *Su et al.* [2003]. Concerning the electron acceleration, the processes are different. In our paper, the free energy for acceleration does not come from an imposed potential drop at the boundaries but from Alfvén waves that we force into the system.

### 3. Alfvén Waves

[16] In ideal MHD, Alfvén waves have a wavelength  $\lambda \ll \rho_s$  and  $\lambda \ll \lambda_e$  where  $\rho_s$  is the ion acoustic gyroradius and  $\lambda_e$  is the electron skin depth, and they carry only a perpendicular electric field. Thus they cannot accelerate electrons. In the case of shorter wavelength, the kinetic Alfvén wave theory [*Lysak and Song*, 2003] shows that the Alfvén waves can carry a parallel electric field. As our simulation scheme does not allow for self-consistent electromagnetic fields, the Alfvén waves and their associated parallel electric fields are computed analytically. The waves group velocity (relativistic Alfvén velocity  $v_a$ ) is:

$$v_a = \left(c^2 + \frac{\mu_0 \rho}{B^2}\right)^{-1/2} \quad (11)$$

and the phase velocity  $v_\phi$ :

$$v_\phi = v_a \sqrt{\frac{1 + k_\perp^2 \rho_s^2}{1 + k_\perp^2 \lambda_e^2}} \quad (12)$$

[17] The perpendicular wavelength  $\lambda_{\perp}$  is proportional to the flux tube section (i.e., to  $B^{1/2}$ ) with a value of  $\sim 10$  km at the Jovian surface in our simulation. The parallel electric field generated by a kinetic Alfvén wave has been computed by *Lysak and Song* [2003]. In the cold electron case it can be simplified in:

$$\delta E_{\parallel} \simeq \omega_a k_{\perp} \lambda_e^2 \delta B_{\perp} \quad (13)$$

where  $\omega_a$  is the Alfvén wave frequency.

[18] Figure 2 shows the parallel electric field generated by Alfvén waves during the simulation. We introduce near Io's torus border ( $1.6 R_J$  from Io) a planetward Alfvén waves train during 3 s. The parallel electric field amplitude increases until an altitude of  $\sim 2 R_J$  and decreases abruptly near the Jovian ionosphere. It becomes negligible enough so that the particles can be considered following an adiabatic motion below  $2 R_J$ . Waves are reflected near the Jovian ionosphere. *Su et al.* [2006] showed that Alfvén waves resonate near Jupiter at a frequency about 20 Hz and can thus generate quasi-periodic bursts. Owing to too large space and time steps, the present simulation does not allow us to observe such a phenomenon. For this reason, we introduce an Alfvén waves train with a frequency of only 5 Hz. The introduced wave has an amplitude of about  $10^{-2}$  Gauss which is enough to generate an electric field strong enough to accelerate the electron to an energy of a few keV.

[19] Figure 3a shows what kind of distribution function is expected in order to trigger the cyclotron maser instability, that we be considered in the next section. This kind of distribution function is characterized by two important features: a loss cone with a positive gradient, or a beam, along the border of the loss cone, and a shell distribution.

[20] Figures 3b and 3c show the electron distribution function derived from our simulation, with an Alfvén wave, recorded at an altitude  $z = 0.1 R_J$ , at times  $t \simeq 5$  sec. and  $t = 8$  sec.. We can see on them the features required for cyclotron-maser instability. Other plots of the distribution function (not displayed here) show that the distribution function is modulated, almost periodically, at the frequency (5 Hz) of the input Alfvén wave.

[21] We can see in Figures 3b and 3c, the loss cone in the upward (Io-ward) particle distribution, it is a consequence of low pitch angle particles capture in the Jupiter ionosphere. There is also a partial shell that mainly concerns downgoing particles. This shell results from downward particle acceleration combined with pitch angle diffusion caused by magnetic mirroring. In Figure 3c, we can see also a beam of accelerated particles near the loss cone border. Comparison with other figures shows that this beam, as well

as the partial shell, are modulated with a  $\sim 5$  Hz frequency. The beam near the loss cone and the shell both correspond to velocities of the order of 0.1 c; that is, kinetic energies  $E \sim 3$  keV. How can such particles, with an initial energy of about 200 eV ( $v \sim 0.03$  c), have been accelerated up to 3 keV ( $v \sim 0.11$  c)?

[22] Many theories of the formation of beam by kinetic AW involve wave-particle resonance and require that the particles of the beam have a velocity close to the Alfvén wave velocity in the acceleration region [*Kletzing, 1994; Su et al., 2004*]. In our simulation, at low altitude where acceleration is expected, ( $V_A \sim 0.8$  c), the Alfvén wave phase velocity given by equation (12) is  $v_{\phi} \sim 0.2-0.4$  c, well above the velocities of the unaccelerated and accelerated electrons. Thus acceleration is not a result of resonant wave-particle interaction. Can we explain the efficiency of the electron acceleration by AW in spite of not being resonant? Electron beam formation with non resonant particles has already been studied in the context of Earth auroral acceleration, using self-consistent PIC simulations [*Génot et al., 2000, 2004*]. It appears that in spite of their high phase velocity, the AW have quite a long-wavelength  $\lambda$ , and therefore a long period. We have already mentioned that we have set a frequency of 5 Hz; that is, a period of 0.2 s. When electrons can see a parallel electric field oscillating at a such low frequency, they can be accelerated, in both directions, for time lapses of about 0.05 s, that is quite long for electrons. On this timescale (that correspond to a quarter of AW period), an upward electric field cause a global heating and a bulk acceleration of the electrons. Half an AW period later, an opposite electric field cause a bulk acceleration in the opposite direction, and increases electron heating. As the acceleration/heating region has a finite extent, the fastest particles escape this region and form a beam. In the Earth auroral context studied by *Génot et al.* [2000, 2004], the accelerated particles can go faster than the AW, and the beam is formed by supra-Alfvénic particles running away from the  $\lambda/4$  long region where they were accelerated. In the present context, the accelerated particles (at  $v \sim 0.11$  c) are infra-Alfvénic and such a runaway cannot explain beam formation. However, in our simulations, acceleration occurs at low altitude, in the neighborhood of the wave reflection region. The acceleration region is therefore limited at low altitude, because the AW stops to generate a parallel electric field. We can therefore interpret the downward beam as a consequence of heated electrons, running downward when  $E_{\parallel}$  is upward, and escaping the AW region before  $E_{\parallel}$  reverses direction. We can roughly estimate the length of the acceleration region: during a half of an AW period,  $\delta t \sim 0.1$  s, downgoing particles at  $v \sim 0.11$  c have time to quit the acceleration region. The length

**Figure 2.** (a) Parallel electric field associated with Alfvén waves. The Alfvén wave train is injected near the torus border (altitude  $\sim 5 R_J$ ). Its maximum value is reached for an altitude of  $\sim 2 R_J$ , above the emissions region ( $< 0.5 R_J$ ) but far away from the Io torus. (b and c) The dynamic spectrum of the loss cone instability growth rate. From time 0 s (Alfvén wave introduction) to 4 s (Figure 2b) and from 4 to 8 s (Figure 2c). The background (owing to permanent loss cone) is subtracted. In order to show clearly the radio structures, only growth rates above the background are shown in Figure 2c. Low-frequency structures appearing slightly before 2 s (in Figure 2b) correspond to the Alfvén waves passage and are due to bulk acceleration. They appear mainly in absorption (negative growth in Figure 2b). After 5 s, drifting structures appear that have characteristics similar to the Jovian S bursts. In spite of noise, these structures seems to be quasi periodic with the Alfvén wave period (arrows).

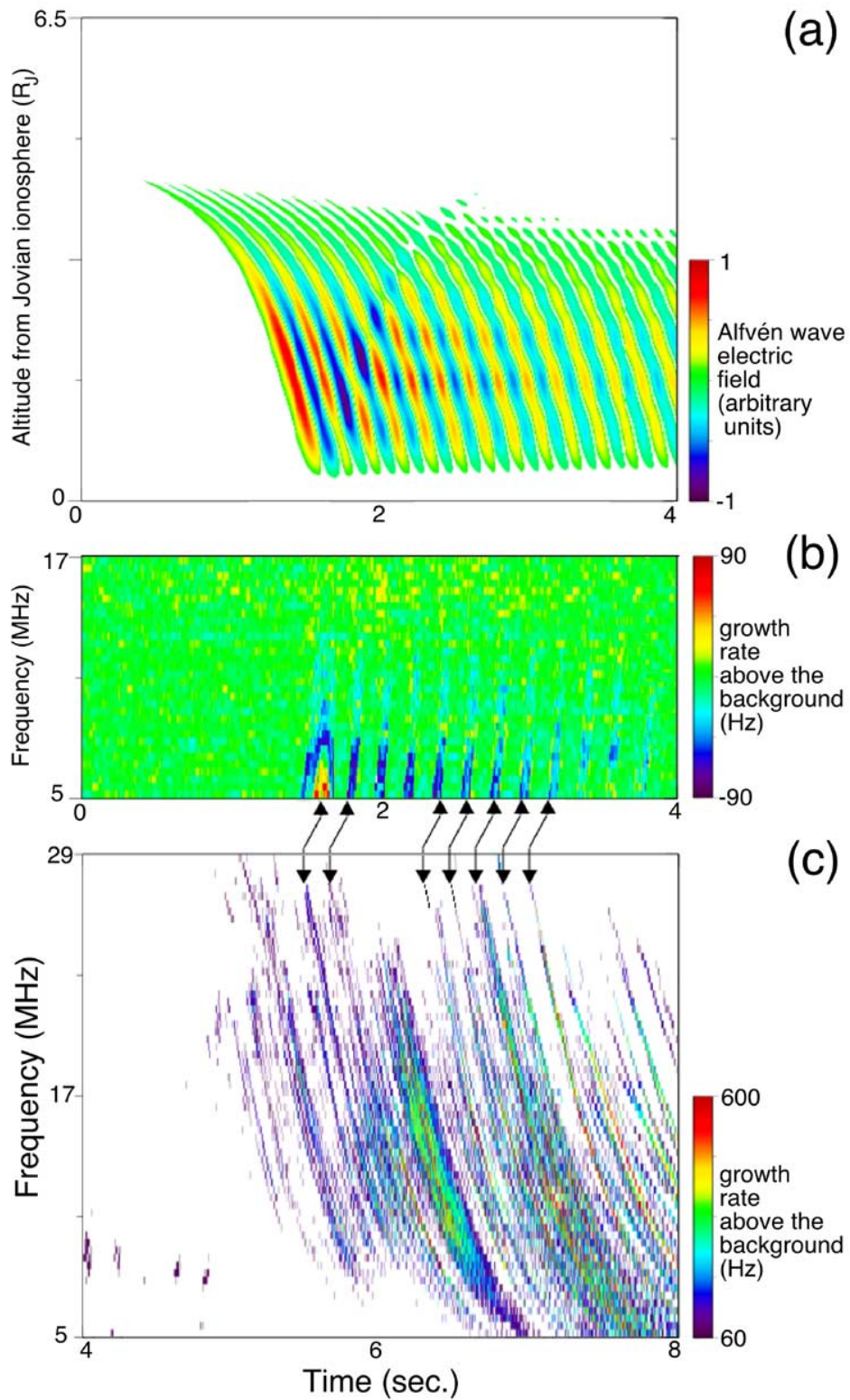
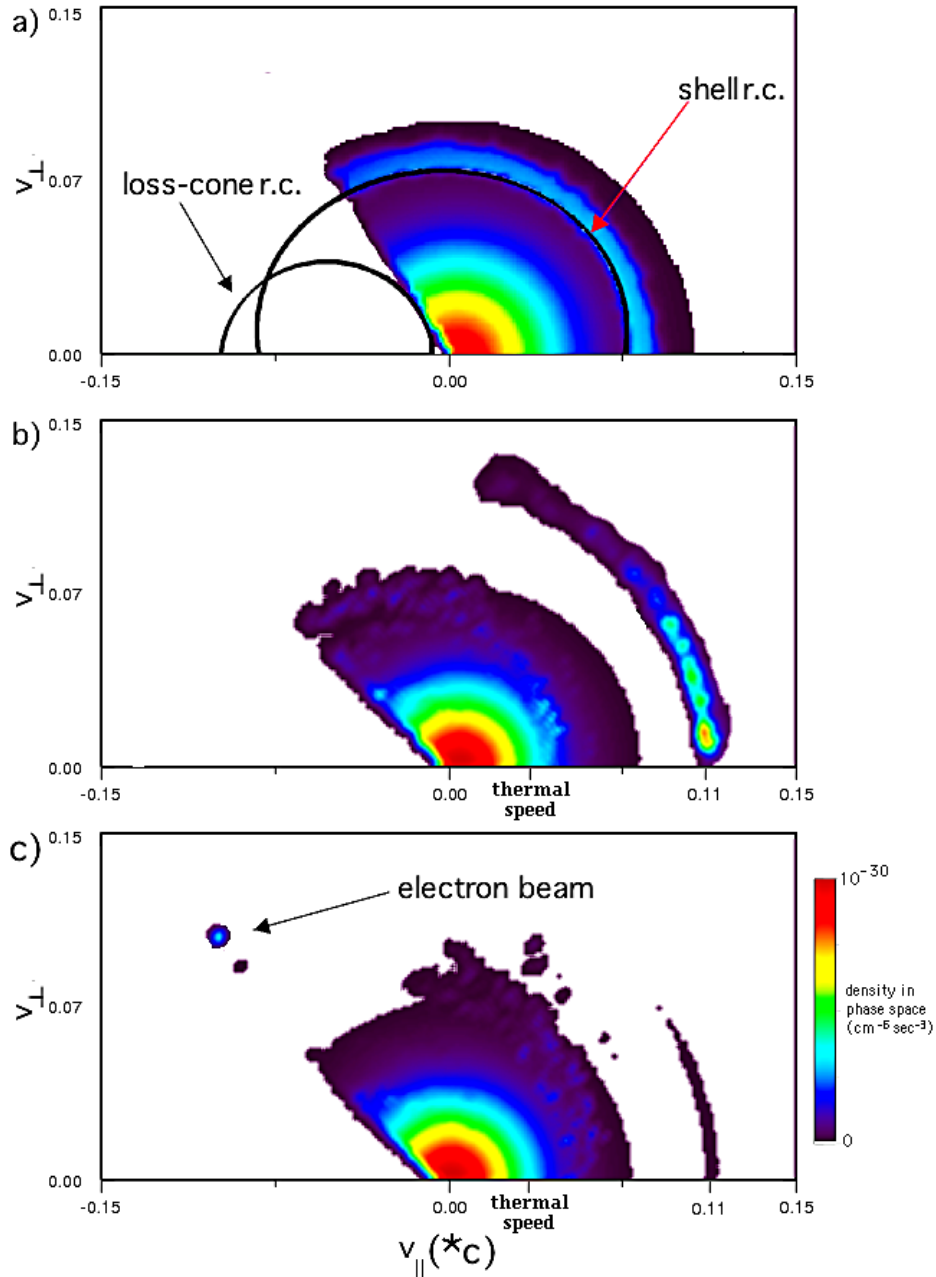


Figure 2

of the region producing the downgoing beam is therefore  $\delta L \sim v\delta t \sim 3000 \text{ km} \sim 0.04 R_J$ . We can conclude that the source of these downward electron beams, when compared to the Io-Jupiter flux tube length, is quite localized.

[23] This downward beam is at the origin of the shell-like distribution seen in Figures 3b and 3c. The upward beam seen in Figures 3b and 3c is the reflected part of the downward accelerated beam (the downward accelerated



**Figure 3.** (a) Example of an unstable electron distribution relatively to the cyclotron-maser instability. The “loss cone” is due to magnetic mirror effect and loss by collisions in the ionosphere. The perpendicular gradient is positive along the loss cone border, and the resonance circle (r.c.) is tangent to it. A “shell” distribution is a ring of particles in the phase space. The resonance circle is tangent to its inner edge. (b and c) Distributions of the particles at different time of the simulation at an altitude of  $0.1 R_J$ . Planetward accelerated electrons form an arc in the  $(v_{\parallel}, v_{\perp})$  plane because of adiabatic motion and magnetic mirroring (Figure 3b). This arc is cut by the loss cone, generating antiplanetward electron beams moving adiabatically. These beams are nearly aligned with the loss cone border (Figure 3c). The time between Figures 3b and 3c exceeds the time particles need to travel to the planet and back, so the particles in the beams of the two figures are not the same. It explains why the beams do not reflect one another.

particles do not all have a null pitch angle and some of them, not trapped in Jupiter's ionosphere, bounce back, away from Jupiter.) This interpretation of our simulation is consistent with the modulation of the shell and near-loss cone beam at the AW frequency.

#### 4. Cyclotron-Maser Growth Rate

[24] A complete description of the linear Cyclotron Maser Instability (CMI) theory is presented in the work of *Wu and Lee* [1979], *Wu* [1985], and *Galopeau et al.* [2004]. The latter authors deduce the Io "active" longitudes from CMI theory and magnetic field geometry. CMI occurs for electrons which fulfill the wave-particle resonance condition:

$$\omega = \omega_c / \Gamma - k_{\parallel} v_{\parallel} \quad (14)$$

where  $\omega$  is the wave frequency,  $\omega_c$  the electron cyclotron frequency and  $\Gamma$  the relativistic Lorentz factor. In the weakly relativistic approximation the wave-particle resonance condition is represented by a circle in the  $(v_{\parallel}, v_{\perp})$  plane of center  $v_0$  and radius  $R$  given by

$$v_0 = c \frac{\mathbf{k} \cdot \mathbf{b}}{k} \simeq \frac{k_{\parallel} c^2}{\omega_c} \mathbf{u}_{\parallel} \quad (15)$$

$$R = \sqrt{v_0^2 - 2 \left( \frac{\omega}{\omega_c} - 1 \right)}, \quad (16)$$

where  $\mathbf{b}$  and  $\mathbf{u}_{\parallel}$  are the unit vectors of the magnetic field and of the parallel velocity. The maser cyclotron growth rate  $\gamma$  is obtained by integration over the resonance circle of the particle distribution  $f(\mathbf{v}_0, \mathbf{R}(\theta))$  gradient relative to the perpendicular velocity.  $\mathbf{R}(\theta)$  is the vector radius of the resonance circle where  $\theta$  is related to the parallel velocity axis. The solution of the equation of dispersion for nonrelativistic particles and for  $|\omega| > |\gamma|$  is:

$$\gamma = \frac{\omega_p^2 c^2}{8\omega_c} \int_0^{2\pi} v_{\perp}^2(\theta) \nabla_{v_{\perp}} f(\mathbf{v}_0, \mathbf{R}(\theta)) d\theta \quad \text{with } \omega > \omega_c \quad (17)$$

where  $\omega_p$  is the electron plasma frequency.

[25] Positive growth rates require the gradient  $\nabla_{v_{\perp}} f(\mathbf{v}_0, \mathbf{R}(\theta))$  to reach positive values along a section of the resonance circle with a dominant contribution to the integral in equation (17). This is the case for "loss cone" and "shell" distributions (Figure 3a). In our simulation we compute the growth rates from the particle distributions along the field line for several resonance circle centers  $v_0$  and radii  $R$  (which correspond to several frequencies  $\omega$  and parallel wave vectors  $k_{\parallel}$ ). Each of these circles corresponds to an extraordinary mode. Many of these modes are amplified. The mode that dominates the instability (in the linear approximation) is the most amplified. Therefore we retain the mode with the largest growth rate. The observed mode is the mode whose growth rate is the largest (mode which is the most amplified).

[26] Loss cone and shell instabilities growth rates are computed separately since their emission characteristics are

quite different (beaming angle, wave velocity, etc.). Moreover the shell instability has a solution to the resonance condition (equation (14)) for  $v_{\parallel} = 0$ , implying  $\omega < \omega_c$ . Thus equation (17) is not accurate. An accurate computation of the shell instability growth rate involves a relativistic dispersion relation which is not taken into account here since there is no general solution for it [*Pritchett*, 1984]. Nevertheless we estimate the shell instability growth rates using equation (17). The exact shell instability growth rate should be lower than those computed with equation (17) since it depends strongly on the density ratio of the hot electron versus cold populations [*Pritchett*, 1984].

## 5. Results

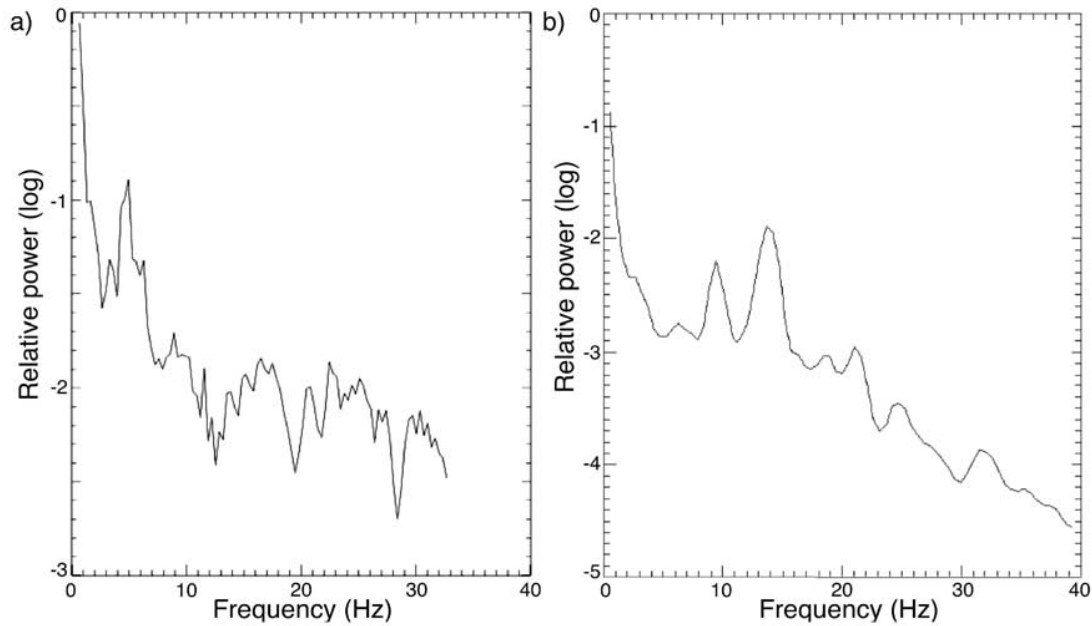
### 5.1. Loss Cone Instability

[27] Figures 2b and 2c show the dynamic spectrum of the loss cone instability maximum growth rate. Figure 2b shows the first 4 s, during which no structure appears above 17 MHz, so we show only the results between 5 MHz and the latter frequency. Figure 2c shows the dynamic spectrum from 4 to 8 s. In both pictures the background (not zero but  $\sim 180$  Hz because of the presence of the permanent loss cone) was subtracted. The negative value stands for growth rate lower than the background. In order to show clearly the radio structures, only growth rates above the background are shown after 4 s (in Figure 2c).

[28] We observe two kinds of structures. When Alfvén waves reach the emission region (between the second and the fifth seconds) low-frequency structures are generated by the waves propagation, and they appear mainly in absorption (the loss cone growth rate becomes lower than the background). The parallel electric field associated with the waves locally accelerate and decelerate the electrons (bulk acceleration), thus the structures appearing on the dynamic spectra are due to local perturbations of the whole electron distribution and not the electron beams. Since the parallel electric field amplitude decreases strongly toward the Jovian ionosphere, these structures appear only at low frequencies.

[29] The second kind of structures appears after 5 s. These are discrete, intense radio bursts that drift toward lower frequencies. Their drift rate averaged on the whole frequency range is  $\sim 17$  MHz/s and decreases at low frequency, which is consistent with the observed *S* bursts drift rates [*Zarka et al.*, 1996; *Hess et al.*, 2007]. The study of the particle distributions (Figures 3b and 3c) in the emission region shows that these structures are generated by antiplanetward electron beams in adiabatic motion along the IFT.

[30] Interaction of particles with Alfvén waves accelerate electrons in the parallel direction above Jovian ionosphere. Planetward accelerated electrons form an arc in the velocities plane, because of magnetic mirroring (Figure 3b). This arc is cut by the loss cone, generating antiplanetward electron beams with low spread of energy and pitch angle. These beams are nearly aligned with the loss cone border (Figure 3c) at every altitude, thus the electrons of the beams move adiabatically in the emission region (where the electric field is negligible). The beam velocity is about 0.11 *c*; that is, about 3 keV. It is consistent with the *S* bursts source motion inferred from observations in the above articles. Moreover it explains that the pitch angles of emitting



**Figure 4.** (a) Fourier transform over time of the dynamic spectrum of loss cone instability growth rates (from 5 to 8 s). It shows a maximum at a frequency of 5 Hz, which is consistent with the Alfvén waves frequency. The high amplitude of the lowest frequency is due to background value and to numerical noise. (b) Fourier transform over time of the dynamic spectrum is shown in Figure 1. Even if the bursts do not appear to be periodic on the dynamic spectrum, the Fourier transform shows a bump around 15 Hz; it corresponds to a mean time between each bursts of about 67 ms.

electrons found in the work of *Hess et al.* [2007] are nearly equal to the loss cone angle.

[31] The observation of the structure at the highest frequencies seems to show some quasi periodicity of the bursts, at the Alfvén wave frequency. Figure 4a shows a Fourier transform over time (and averaged over frequencies) of the dynamic spectrum of the loss cone instability (Figure 2c; from 5 to 8 s) in order to observe some quasi-periodicity of the radio bursts. It shows a maximum at 5 Hz, reminiscent of the Alfvén waves periodicity. Therefore the observed discrete structure is not the mere consequence of numerically induced noise, but it is related to the generation process that finds its origin in the propagation of kinetic Alfvén waves. Figure 4b shows the Fourier transform over time (and also averaged over frequencies) of the dynamic spectrum shown on Figure 1. The mean time between each bursts remains about 70 ms on the whole dynamic spectrum. The Fourier transform shows a bump around 15 Hz.

## 5.2. Shell Instability

[32] The shell instability dynamic spectrum (Figure 5) is noisy, since the number of particles seems to be too low to describe the distribution of the accelerated electron beams. Moreover, since the electron beams are generated above the emission region they have to reach the Jovian ionosphere before being reflected by magnetic mirror (Figure 3b). These downward beams do not generate radio waves by loss cone instability but they do by shell instability. Thus shell instability generates many drifting structures with both positive and negative slopes at the same time and frequency and the dynamic spectrum of the shell instability growth

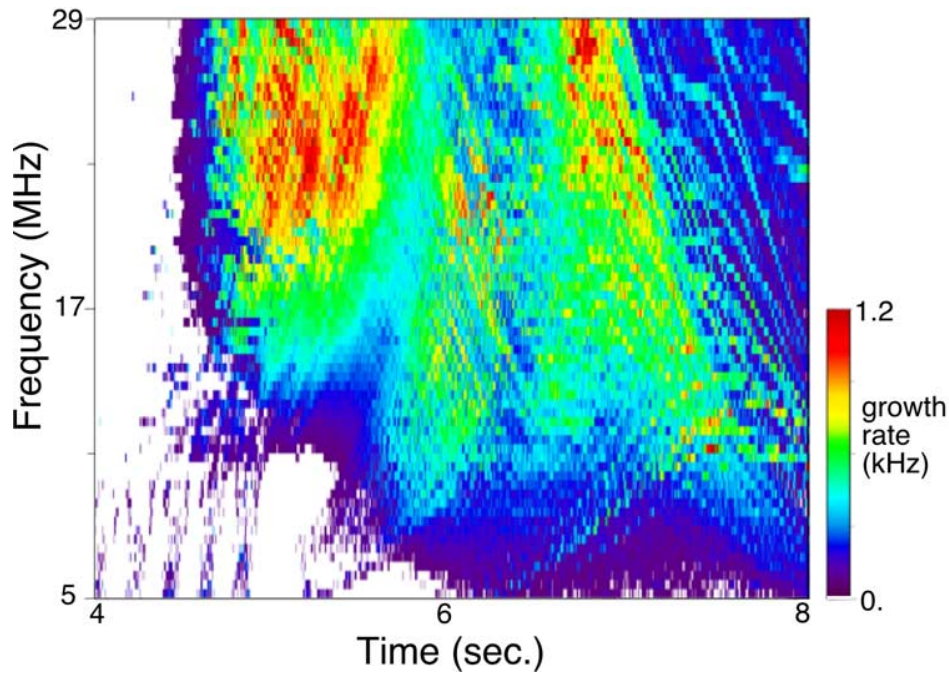
rate does not permit to identify structures as easily as for loss cone driven instability.

## 6. Discussion

[33] Our simulations show that electron acceleration by Alfvén waves can generate electron beams which can emit radio waves owing to cyclotron-maser instability. Magnetically mirrored (antiplanetward) beams, whose distribution is cut by the loss cone, emit radio bursts triggered by the loss cone instability. The characteristics of these radio bursts are consistent with those of the observed Jovian *S* bursts.

[34] 1. Discrete. The acceleration region is not located near the Io torus, as assumed by the Ellis model [Ellis, 1965], but in a region located just above the emission region (i.e., above 1 Jovian radius). It allows for short-lived electron beams, because they are close to the injection region, and thus discrete radio bursts. Radio bursts caused by electrons accelerated near the torus would be much more long-lived owing to the spread in the velocity of the electron beam from the near-Io acceleration region to the near-Jupiter emission region. Can we estimate the distance between the AW region that has a signature in the emission spectrum and the *S* bursts emission region? Looking at Figure 5, we can see that the time lag between the Alfvén waves injection emissions (at  $t \sim 2$  s) and the first *S* burst is 3 s. The radio emission starts at  $f = 32$  MHz, that corresponds to the cyclotron frequency just above the Jovian ionosphere (bottom of our simulation grid). Considering that the electron beam propagates at  $v \sim 0.1$  c, the distance between the two regions is of the order of  $1.25 R_J$ .





**Figure 5.** Dynamic spectrum of the shell instability growth rate from 4 to 8 s. Structures related to Alfvén wave propagation are visible at low frequency from 4 to 5 s. The shell instability is sensitive to both planetward and antiplanetward electron beams at the same time. Its dynamic spectrum shows a superposition of drifting structures with both positive and negative drift rates. No particular structures dominate on this figure. Although the growth rates seem to be slightly higher than the loss cone instability ones, they are overestimated since the relativistic corrections are not taken into account.

If the electron beam slow down by mirror effect is taken into account (estimated numerically), the distance becomes  $0.9 R_J$ . We can see on Figure 2a that an altitude of  $0.9 R_J$  corresponds to the region where the AW electric field begins to decrease.

[35] 2. Drifting in the time-frequency plane with a drift consistent with an adiabatic motion of the source. In the emission region, at least above 10 MHz (which is the lowest frequency well observed from the ground), the electric field due to Alfvén wave is negligible, then the electrons of the beam move adiabatically. This is consistent with *Zarka et al.* [1996]; *Hess et al.* [2007] who concluded to an adiabatic motion of the source from drift rate measurements. Moreover the electron energy of 3 keV in our simulation is consistent with the few keV found in the latter articles.

[36] 3. Quasi-periodic. The velocity of the Alfvén waves, at least in the acceleration region is far larger than the electron velocity, then the acceleration does not involve resonance between the particles and the Alfvén wave. The electron beam direction depends on the phase of the wave (positive or negative value of the electric field) and not on the direction of propagation of the wave. An Alfvén wave resonance near the Jovian ionosphere, presumed by *Su et al.* [2006]; *Ergun et al.* [2006], which generate antiplanetward waves could generate planetward electron beams as those generated in our simulation. The time and space resolutions in our simulation do not allow us to check this assumption up to now.

[37] In our simulation the *S* burst-like structures seem to be due to the loss cone instability, whereas shell instability leads to much more complex structures. As said in the previous sections this is due for a part to numerical noise, but it is mainly due to the fact that the shell instability is sensitive to both planetward and antiplanetward free energy sources. Some structures with a drift consistent with planetward sources are seen in the *S* burst observations but they represent only 1.5% of the observed bursts [*Zarka et al.*, 1996]. However, in our simulation, shell growth rates are over estimated and should be much lower than the loss cone driven instability. Further study and comparison to observations is required.

[38] *Hess et al.* [2007] have shown from experimental data that there often exists a potential drop of about 0.9 keV, located at altitudes around  $0.1 R_J$ . These potential drops where not interpreted as the primary source of electron acceleration (as an energy of a few keV is needed). This potential drop cannot appear in our simulation, as it is a quasi static structure that do not depend on the AW propagation. However, we can notice that such potential drops ( $0.1 R_J$ ) are situated below the AW electron acceleration region ( $0.9 R_J$ ), and would impede a supplementary downward beam acceleration.

[39] **Acknowledgments.** We thank the referees for their helpful comments. The simulations were performed on the MPOPM computer of the IT service of the Paris observatory.

[40] Wolfgang Baumjohann thanks Yi-Jiun Su and Charles Higgins for their assistance in evaluating this paper.

## References

- Bagenal, F. (1994), Empirical model of the Io plasma torus: Voyager measurements, *J. Geophys. Res.*, *99*, 11,043–11,062.
- Calvert, W., Y. Leblanc, and G. R. A. Ellis (1988), Natural radio lasing at Jupiter, *Astrophys. J.*, *335*, 976–985.
- Carr, T. D., and F. Reyes (1999), Microstructure of Jovian decametric *S* bursts, *J. Geophys. Res.*, *104*, 25,127–25,142.
- Carr, T. D., M. D. Desch, and J. K. Alexander (1983), Phenomenology of magnetospheric radio emissions, in *Physics of the Jovian Magnetosphere*, edited by A. J. Dessler, pp. 226–284, Cambridge Univ. Press, New York.
- Connerney, J. E. P., M. H. Acuña, N. F. Ness, and T. Satoh (1998), New models of Jupiter's magnetic field constrained by the Io flux tube footprint, *J. Geophys. Res.*, *103*, 11,929–11,940.
- Ellis, G. R. A. (1965), The decametric radio emission of Jupiter, *Radio Sci.*, *69D*, 1513–1530.
- Ergun, R. E., Y.-J. Su, L. Andersson, F. Bagenal, P. A. Delamere, R. L. Lysak, and R. J. Strangeway (2006), *S* bursts and the Jupiter ionospheric Alfvén resonator, *J. Geophys. Res.*, *111*, A06212, doi:10.1029/2005JA011253.
- Galopeau, P. H. M., M. Y. Boudjada, and H. O. Rucker (2004), Evidence of Jovian active longitude: 1. Efficiency of cyclotron maser instability, *J. Geophys. Res.*, *109*, A12217, doi:10.1029/2004JA010459.
- Génot, V., P. Louarn, and F. Mottez (2000), Electron acceleration by Alfvén waves in density cavities, *J. Geophys. Res.*, *105*, 27,611–27,620.
- Génot, V., P. Louarn, and F. Mottez (2004), Alfvén wave interaction with inhomogeneous plasmas: Acceleration and energy cascade towards small-scales, *Ann. Geophys.*, *22*, 2081–2096.
- Goldreich, P., and D. Lynden-Bell (1969), Io, a Jovian unipolar inductor, *Astrophys. J.*, *156*, 59–78.
- Hess, S., P. Zarka, and F. Mottez (2007), Io-Jupiter interaction, millisecond bursts and field-aligned potentials, *Planet. Space Sci.*, *55*, 89–99, doi:10.1016/j.pss.2006.05.016.
- Kletzing, C. A. (1994), Electron acceleration by kinetic Alfvén waves, *J. Geophys. Res.*, *99*, 11,095–11,104.
- Louarn, P. (1992), Auroral planetary radio emissions—Theoretical aspects, *Adv. Space Res.*, *12*, 121–134.
- Lysak, R. L., and Y. Song (2003), Kinetic theory of the Alfvén wave acceleration of auroral electrons, *J. Geophys. Res.*, *108*(A4), 8005, doi:10.1029/2002JA009406.
- Moncuquet, M., F. Bagenal, and N. Meyer-Vernet (2002), Latitudinal structure of outer Io plasma torus, *J. Geophys. Res.*, *107*(A9), 1260, doi:10.1029/2001JA900124.
- Neubauer, F. M. (1980), Nonlinear standing Alfvén wave current system at Io: Theory, *J. Geophys. Res.*, *85*, 1171–1178.
- Prangé, R., D. Rego, D. Southwood, P. Zarka, S. Miller, and W. Ip (1996), Rapid energy dissipation and variability of the Io-Jupiter electrodynamic circuit, *Nature*, *379*, 323–325.
- Pritchett, P. L. (1984), Relativistic dispersion, the cyclotron maser instability, and auroral kilometric radiation, *J. Geophys. Res.*, *89*, 8957–8970.
- Queinnee, J., and P. Zarka (1998), Io-controlled decameter arcs and Io-Jupiter interaction, *J. Geophys. Res.*, *103*, 26,649–26,666.
- Ryabov, B. P. (1994), Jovian *S* emission: Model of radiation source, *J. Geophys. Res.*, *99*, 8441–8449.
- Saur, J. (2004), A model of Io's local electric field for a combined Alfvénic and unipolar inductor far-field coupling, *J. Geophys. Res.*, *109*, A01210, doi:10.1029/2002JA009354.
- Su, Y., R. E. Ergun, F. Bagenal, and P. A. Delamere (2003), Io-related Jovian auroral arcs: Modeling parallel electric fields, *J. Geophys. Res.*, *108*(A2), 1094, doi:10.1029/2002JA009247.
- Su, Y.-J., S. T. Jones, R. E. Ergun, and S. E. Parker (2004), Modeling of field-aligned electron bursts by dispersive Alfvén waves in the dayside auroral region, *J. Geophys. Res.*, *109*, A11201, doi:10.1029/2003JA010344.
- Su, Y.-J., S. T. Jones, R. E. Ergun, F. Bagenal, S. E. Parker, P. A. Delamere, and R. L. Lysak (2006), Io-Jupiter interaction: Alfvén wave propagation and ionospheric Alfvén resonator, *J. Geophys. Res.*, *111*, A06211, doi:10.1029/2005JA011252.
- Willes, A. J. (2002), Jovian *S* burst drift rates and *S* burst/*L* burst interactions in a phase-bunching model, *J. Geophys. Res.*, *107*(A5), 1061, doi:10.1029/2001JA000282.
- Wong, H. K., and M. L. Goldstein (1990), A mechanism for bursty radio emission in planetary magnetospheres, *Geophys. Res. Lett.*, *17*, 2229–2232.
- Wu, C. S. (1985), Kinetic cyclotron and synchrotron maser instabilities—Radio emission processes by direct amplification of radiation, *Space Sci. Rev.*, *41*, 215–298.
- Wu, C. S., and L. C. Lee (1979), A theory of the terrestrial kilometric radiation, *Astrophys. J.*, *230*, 621–626.
- Zaitsev, V. V., E. Y. Zlotnik, and V. E. Shaposhnikov (1985), Generation of the Jovian decameter *S* bursts, *Sov. Astron., Engl. Transl.*, *11*, 85–88.
- Zarka, P. (1998), Auroral radio emissions at the outer planets: Observations and theories, *J. Geophys. Res.*, *103*, 20,159–20,194.
- Zarka, P., T. Farges, B. P. Ryabov, M. Abada-Simon, and L. Denis (1996), A scenario for Jovian *S* bursts, *Geophys. Res. Lett.*, *23*, 125–128.

S. Hess and F. Mottez, Laboratoire de l'Univers et de ses Théories, Observatoire de Paris, Centre Nationale de Recherche Scientifique, 5 Place Jules Janssen, Meudon F-92125, France. (sebastien.hess@obspm.fr)

P. Zarka, Laboratoire d'Etudes Spatiales d'Instrumentation en Aérophysique, Observatoire de Paris, Centre Nationale de Recherche Scientifique, 5 Place Jules Janssen, Meudon F-92125, France.

### C.3 Generation of the jovian radio decametric arcs from the Io Flux Tube



# Generation of the jovian radio decametric arcs from the Io Flux Tube

S. Hess<sup>1,2</sup>, F. Mottez<sup>1</sup>, P. Zarka<sup>2</sup>, T. Chust<sup>3</sup>

**Abstract.** Jupiter's radio emissions are dominated in intensity by decametric radio emissions due to the Io-Jupiter interaction. Previous analyses suggest that these emissions are cyclotron-maser emissions in the flux tubes connecting Io or Io's wake to Jupiter. The electrons that trigger the emission are thought to be accelerated toward Jupiter. We present simulations of this hot electron population under the assumption of impulsive acceleration, consistent with the accelerated electron populations seen in the Io's wake by Galileo during its flyby in 1995. After the impulsive acceleration phase, the electrons are supposed to have an adiabatic motion along the magnetic field lines. Near Jupiter, a loss-cone and a shell appear in the magnetically mirrored electron population. Such features are able to amplify extraordinary (X) mode radio waves. We compute the X-mode growth rate, which allows us to build theoretical dynamic spectra of the resulting Jovian radio emissions. The study of the growth rates obtained by simulation and their comparison with ground-based radio observations provide strong constraints on the acceleration process and energy sources at the origin of the Io-controlled decameter emissions.

## 1. Introduction

The motion of the jovian satellite Io across magnetic field lines, within the Io Plasma Torus (IPT) surrounding its orbit, provides an important and continuous energy source for electron acceleration, ultimately generating intense decametric radio emissions [Queinnee and Zarka, 1998] and bright UV spots at the Io flux tube (IFT) footprints [Prangé et al., 1996]. The electric field generated by this motion is thought to induce electric currents and/or Alfvén waves [Saur et al., 2004] which may both accelerate electrons of the IPT and of the IFT. Due to the magnetic mirror effect near the jovian ionosphere, the distribution of these electrons becomes unstable and causes wave amplification near the local cyclotron frequency. Many instabilities have been invoked to describe the emission mechanism. A discussion of these generation processes can be found in Zarka [1998] and references therein. In the present paper we investigate the role of the Cyclotron-Maser Instability (CMI) [Wu and Lee, 1979; Wu, 1985] which has a high efficiency and seems to be relevant for most of the planetary auroral radio emissions.

Io-controlled decameter emissions mainly appear as arcs on the dynamic spectra recorded from the ground (Figure 1) or from space [Boischoit et al., 1981; Leblanc, 1981]. Assuming that this arc shape is due to jovian magnetic field topology combined with source-observer geometry (emission is detected only when the observer is illuminated by the very anisotropic beaming pattern of the radio source), Queinnee and Zarka [1998] showed that radio arcs correspond to emissions from an "active" set of magnetic field lines whose longitude is few tens of degrees less than Io's, in the downstream direction, and put constraints on the radio beaming

of the source: The arc emission corresponds to a beaming at  $60^\circ$  to  $80^\circ$  from the direction of the magnetic field in the source (i.e. a hollow conical beam). Figure 2-a shows the beaming angle of a typical Io-B arc (the one displayed on Fig. 1) as measured by Queinnee and Zarka [1998] assuming a lead angle of  $30^\circ$  between the IFT and the active field line, and in the frame of the VIP4 Jovian field model [Connerney et al., 1998]. Figure 2-b plots the same beaming angle as in Figure 2-a versus the altitude of the source (assuming an emission at the local electron cyclotron frequency  $f_{ce}$ ). The high frequency part of the arc (thick solid line) and its weak tail (dashed line) are emitted close to the Jovian surface. This was already visible in Figure 3, adapted from [Queinnee and Zarka, 1998]. These authors also discussed the possibility of a variable lag along the arc and especially its weak tail, that would cause it to be produced entirely at the Jovian surface (dotted arc of Figure 3). For the present study, the relevant information that we will compare to our simulation results is the decrease of the beaming angle observed when the sources gets close to the ionosphere (thick solid line), as compared to its near constancy at higher altitudes (e.g. in the range 17-28 MHz). The slight decrease of the beaming angle below 17 MHz is due to propagation effects, independent of the radio emission generation process, which will be discussed in a future work. According to CMI theory, the radio beaming is controlled by the phase space distribution of the electrons. Which kind of mechanism can generate a distribution consistent with the observed radio beaming, and thus with the observed radio arcs?

Galileo's flyby of Io in 1995 showed several kinds of electron distributions corresponding to different sources of electron acceleration, in particular heated electrons and beams caused by parallel accelerations [Frank and Paterson, 1999]. Our purpose is to simulate electron acceleration along the IFT due to a time-limited heating (corresponding to the sweeping of Io by the corotating plasma of the IPT); we compute the electron distribution along the IFT resulting from time-of-flight effects and the CMI growth rates from this distribution, in order to determine the radio signature of the different kinds of acceleration. The cyclotron maser emissions observable outside the source occur on the L-O (left handed polarization) or R-X (right handed polarization) modes. The observations of the jovian radio emissions

<sup>1</sup>LUTH, Observatoire de Paris, CNRS, Université Paris Diderot ; 5 Place Jules Janssen, 92190 Meudon, France

<sup>2</sup>LESIA, Observatoire de Paris, CNRS, UPMC, Université Paris Diderot; 5 Place Jules Janssen, 92190 Meudon, France

<sup>3</sup>CETP - IPSL / CNRS, Vélizy, France

show that the R-X mode is dominant. So we must produce emissions on the R-X mode. A similar simulation has been performed in the case of an acceleration by Alfvén waves in the IFT, resulting in the generation of radio bursts with short timescale similar to the jovian S-bursts [Hess *et al.*, 2007].

We use a test particle code to compute electron distribution along the IFT. The particle motion and the way they are injected and accelerated are described in section 2. CMI growth rate computation is discussed in section 3. Results are presented in section 4 and are discussed and compared to the observational data in section 5.

## 2. Description of the simulation

### 2.1. Electron motion

We simulate the motion of electron guiding-centers in imposed (not self-consistent) magnetic and gravitational fields. The equation of motion is given by the conservation of the magnetic moment  $\mu$  and by the gradient of the gravitational (and inertial) potential  $\phi_G$ .

$$\mu = v_{\perp}^2/B = \text{const.} \quad (1)$$

$$\frac{dv_{\parallel}}{dt} = -\nabla_{\parallel}(\mu B + \phi_G) \quad (2)$$

The permanent magnetic field is computed using the VIP4 multipolar magnetic field model of Jupiter [Connerney *et al.*, 1998]. This model was built from in-situ magnetic field measurements of Voyager and Pioneer, and from infrared observations of the position of the IFT footprints on Jupiter. Up to now, this is the most accurate published model for the

computation of the magnetic field in or near the IFT.

Io-controlled jovian radio emissions occur only when Io's longitude lies in a specific range of about  $160^{\circ}$  to  $300^{\circ}$  (so called "active" longitudes) [Carr *et al.*, 1983; Queinnee and Zarka, 1998]. We choose here to simulate the magnetic field line in northern hemisphere whose longitude at equator is  $230^{\circ}$  (i.e. the median value of the above range). This value corresponds to the so-called "Io-B" and "Io-A" emissions which are the strongest sources of Io-controlled emissions. The gravitational (and inertial) potential  $\phi_G$  is given by the jovian attraction and the centrifugal potential. Io's attraction is neglected. Thus:

$$\phi_G = \frac{GM_J}{R} + \frac{\Omega^2 R^2}{2} \quad (3)$$

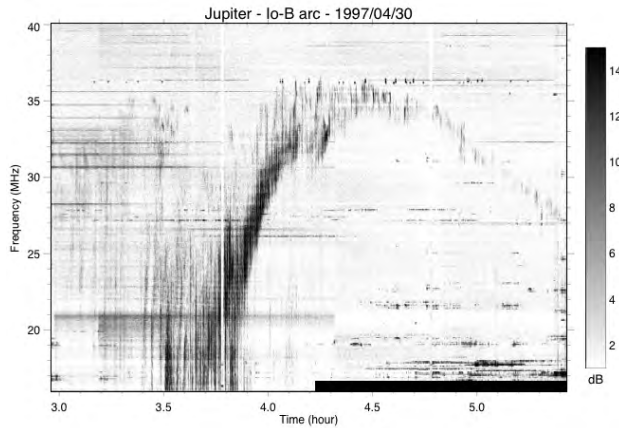
where  $M_J$  is Jupiter's mass,  $\Omega$  is Jupiter's angular rotation rate and  $R$  the joviocentric distance.

In our simulation (and figures) positive velocities stand for particles moving toward Jupiter.

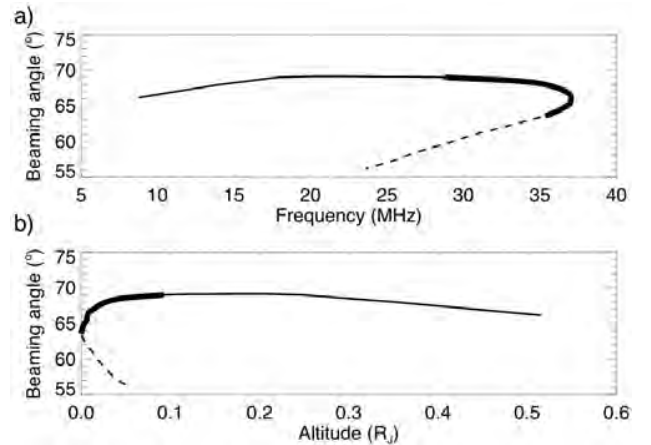
### 2.2. Evidence for energetic electrons

Electron distributions measured in the IPT by Voyager and Galileo [Bagenal, 1994; Moncuquet *et al.*, 2002] can be modeled as the sum of two populations. The cold component has a temperature of  $\sim 5$  eV. The warm component has a temperature of  $\sim 200$  eV. In this study we are interested in the warm population only.

On 7th december 1995, Galileo crossed Io's wake during its closest approach of the satellite. Its orbit was nearly equatorial and approached Io at less than 900 km. All the results of Galileo's flyby mentioned in the present paper refer to the study of Frank and Paterson [1999]. During the flyby, Io's longitude was about  $260^{\circ}$ , in the "active" longitude range, but corresponding to relatively weak radio emissions. The electron energy distributions in Io's wake were



**Figure 1.** . Dynamic spectrum of a typical Io-controlled arc. This is a so-called Io-B arc, recorded for an observers Jovian longitude of  $150^{\circ} \pm 50^{\circ}$  and a phase of Io (counted positively in the direct sense from the anti-observer direction) of  $100^{\circ} \pm 10^{\circ}$ . The radio emission is right-hand elliptically polarized and corresponds to X mode emission from the northern hemisphere (the weaker structure between 1.0 and 1.5 hour and 19-22 MHz is a left-hand arc emission from the southern hemisphere). Horizontal lines are interference. The main part of the arc (0.6-1.0 hour, 15-36 MHz) is preceded by fringes and followed by a weak tail with decreasing frequency. This arc was studied in Queinnee and Zarka [1998]. Emission comes from an active (set of) field line(s) moving along with Io. The emission detected from 0.8 hour and after comes from a source close to the Jovian ionosphere.



**Figure 2.** . (a) Beaming angle of the Io-B arc of Fig. 1 versus frequency, assuming a lead angle of  $30^{\circ}$  between the IFT and the "active" field line (VIP4 magnetic field model is used). (b) Same beaming angle versus altitude of the source (assuming an emission at  $f_{ce}$ ). The thick solid line emphasizes the emission produced  $< 0.1$  RJ above the ionosphere, which will provide the major constraint to be compared to our simulations : the beaming angle decreases with the source altitude. The dashed line is the weak arc tail produced close to the ionosphere, and possibly at the ionosphere if the lead angle is allowed to vary along the arc (see Queinnee and Zarka [1998] and Fig. 3). We will not consider this tail as a constraint for the present work.

recorded by two electron detectors, one parallel to Galileo spin axis and thus measuring electrons perpendicular to the magnetic field, and the other perpendicular to spin axis and measuring over a wide range of pitch angles. By averaging the records of each detector over one spin period, they obtain the total energy distribution of the electrons and their perpendicular energy distribution.

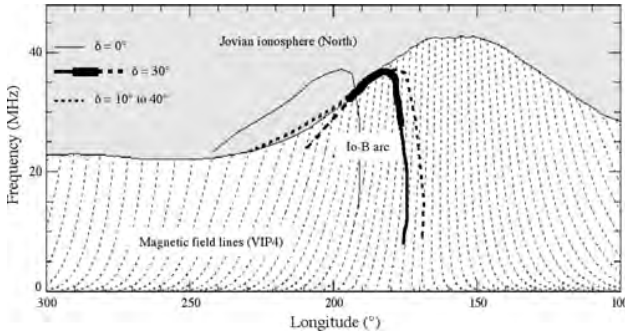
These records revealed two kinds of energetic electron populations: electron beams with a mean parallel kinetic energy of 800 eV and heated electrons at a temperature of 350 eV (this latter population is called hereafter the "hot" population). The beams are observed during  $\sim 0.5$  minutes and the heating during  $\sim 2.5$  minutes. These durations represent the time during which Galileo crossed the regions where accelerated populations are present. We note that the time required for Io to move by one diameter relative to the IPT plasma is  $2R_{Io}/v_{Io} \sim 1$  min. (with  $v_{Io}$  the velocity of Io relative to the torus and  $R_{Io}$  the Io's radius). Thus 1 minute is likely to be the characteristic duration of the Io-induced acceleration.

### 2.3. Particle injection

We simulate only the warm and energetic (hot or beam) components of Io's electron population and we neglect the cold (5 eV) population. Before accelerated electrons are injected into the test particle simulation, the IFT is filled with electrons with a maxwellian distribution and a temperature of 175 eV, consistent with the temperature of the electron halo measured by Voyager and Galileo.

During the simulation, a constant number of warm particles ( $\sim 700$  at each time step) is injected into the 1D simulation box at Io's boundary. The particles can exit the simulation at both ends of the grid, simulating thus loss by collision in the dense jovian ionosphere or IPT. Our simulation is made with about  $6.4 \times 10^7$  particles on a 4096 cells grid.

When the simulated IFT is filled with a warm plasma, we inject an accelerated electron distribution at the upper (Io) boundary, for a duration of 5 seconds. This duration may



**Figure 3.** Peak lines of the Io-B arc of Figs. 1 and 2 versus longitude of source field lines and gyrofrequency along them. Dotted lines represent Jovian field lines (VIP4 model), with  $5^\circ$  spacing at the equator. Along the arc, radio emission is detected as a function of frequency and time, or equivalently as a function of frequency and Io's longitude. The corresponding field line is followed up to the level where the gyrofrequency is equal to the observed frequency. The deduced radiosource locations are plotted here for constant lags  $\delta=0^\circ$  (thin solid lines) and  $\delta=30^\circ$  (thick solid/dashed line), as well as for a variable lag  $\delta=10^\circ$  to  $40^\circ$  along its weak tail (dotted line). In the latter case, emission precisely tangents the surface gyrofrequency at the northern IFT footprint (separatrix between white and shaded regions) along the whole tail.

be far less than the actual duration of the acceleration by Io, but it is sufficient to allow us to simulate the transition phases. The duration of the acceleration does not change the evolution of the distribution gradient involved in the radio emission (see below). Longer acceleration just adds a phase during which the electron distribution remain constant in the phase space and thus causes a constant emission amplification.

Both kinds of acceleration seen by Galileo (heating and beams) are taken into account in this paper. The introduction of accelerated particles at the Io boundary (i.e. the center of the IPT) does not mean this is the place where the accelerations occur, but the place where the measurements are done by Galileo (i.e. where such accelerated distributions are observed). In fact the accelerations may occur away from the torus. Heating may occur on the "borders" of the IPT where Alfvén waves may filament and interact more strongly with the particles [Chust *et al.*, 2005], and beams seem to be anti-planetward beams generated near Jupiter [Williams *et al.*, 1999; Mauk *et al.*, 2001].

## 3. Cyclotron-maser growth rate

### 3.1. Resonance and growth rate

A review of the linear Cyclotron Maser Instability (CMI) theory is presented in Wu and Lee [1979], Wu [1985] and Galopeau *et al.* [2004]. The latter authors deduce the Io "active" longitudes from the CMI combined with Jupiter's magnetic field geometry. CMI emission is produced by electrons which fulfill the wave-particle resonance condition:

$$\omega = \omega_c / \Gamma - k_{//} v_{//} \quad (4)$$

where  $\omega$  is the wave real frequency,  $k$  its wave vector,  $\omega_c$  the electron cyclotron frequency,  $v$  the resonant particle velocity and  $\Gamma$  the relativistic Lorentz factor. In the weakly relativistic approximation the wave-particle resonance condition is represented in the velocities plane ( $v_{//}, v_{\perp}$ ) by a circle of center  $v_0$  and radius  $v_R$  given by:

$$v_0 = -\frac{k_{//} c^2}{\omega_c} = -cN \frac{\omega}{\omega_c} \frac{\mathbf{k} \cdot \mathbf{b}}{k} \simeq -c \frac{\mathbf{k} \cdot \mathbf{b}}{k} = -c \cos \beta \quad (5)$$

$$v_R = \sqrt{v_0^2 - 2c^2 \left( \frac{\omega}{\omega_c} - 1 \right)}. \quad (6)$$

where  $\mathbf{b}$  is the magnetic field unit vector,  $\beta$  is the radio beaming angle relative to the magnetic field in the source and  $N$  the refraction index ( $\simeq 1$ ). We assume  $\omega \simeq \omega_c$  in equation 5. The CMI growth rate  $\gamma$  for a given resonance circle of radius  $\mathbf{v}_R(\theta)$ , with  $\theta$  counted from the parallel velocity axis, is obtained by integration along this resonance circle of the particle distribution gradient relative to the perpendicular velocity  $\nabla_{v_{\perp}} f(\mathbf{v}_0, \mathbf{v}_R(\theta))$ . The imaginary part of the solution of the right handed mode dispersion equation in the cold plasma approximation and for  $|\omega| > |\gamma|$  is:

$$\gamma = \frac{\omega_p^2 c^2}{8\omega_c} \int_0^{2\pi} v_{\perp}^2(\theta) \nabla_{v_{\perp}} f(\mathbf{v}_0, \mathbf{v}_R(\theta)) d\theta \quad (7)$$

where  $\omega_p$  is the electron plasma frequency. The R-X mode (right handed mode observable outside the source) occur only above a low cutoff frequency ( $\omega_x > \omega_c$  in the cold plasma approximation). The cold plasma approximation is used here, although we simulate warm plasma, because of the probable presence of a dominant cold ( $\sim 0.3$  eV) ionospheric plasma population in the emission region. This population has been estimated to be denser than the warm Io-genic plasma by several orders of magnitude in a large part

of the emission region [Su *et al.*, 2003]. Thus, the dispersion equation used to obtain the above solution (Eq. 7) is valid only for emissions at frequencies above the electron cyclotron frequency. A more accurate value can be obtained by using a relativistic multiplicative factor which represents the warm-to-ionospheric population density ratio [Omidi *et al.*, 1984]. As this factor has almost the same value for all the amplified modes, we can directly compare these modes without computing the relativistic correction. However Omidi *et al.* [1984] do not consider any variation of the cutoff frequency induced by the presence of the warm population which could permit R-X mode amplification below  $\omega_c$  (thus the emissions at frequencies lower than the cold plasma cutoff frequency are on the Z mode which cannot propagate out of the plasma and is not observable from the Earth).

Positive growth rates require a positive gradient  $\nabla_{v_{\perp}} f(\mathbf{v}_0, \mathbf{v}_R)$  with a dominant contribution to the integral in equation (7). This can be obtained with "loss-cone" and "shell" distributions (Figure 4-a). In our simulation we compute from the particle distribution, at several points along the field line, the growth rates for several resonance circles defined by their center  $v_0$  and radius  $R$  (which correspond to several frequencies  $\omega$  and parallel wave vectors  $k_{\parallel}$ ). Each resonance circle corresponds to a different mode. The observed mode is the mode with the largest growth rate since it is the most amplified. In this paper we consider two main classes of instabilities:

**The oblique instability.** We consider modes tangent to the loss-cone border, i.e. the characteristics of the emissions (relation between beaming angle, resonant particle velocity and local magnetic flux for example) are the same than for the loss-cone instability. But the energy source can be different from the loss-cone distribution, for example be a ring or a shell distribution.

**The perpendicular instability.** We consider modes whose resonance circle center  $v_0$  corresponds to a null velocity. Then the emission occurs perpendicularly to the magnetic field lines.

The growth rates of these instabilities are computed separately since their emission characteristics are quite different (beaming angle, propagation,...).

### 3.2. Oblique Instability

#### 3.2.1. Beaming angle

In the case of the oblique instability, equation (7) can be solved analytically. Since the resonance circle is tangent to the loss-cone border the integral reduces to:

$$\gamma = \frac{\omega_p^2 c^2}{8\omega_c} v_{max,\perp}^2(\theta_{loss\ cone}) \nabla_{v_{\perp}} f(\mathbf{v}_{max}, \mathbf{v}_R(\theta_{loss\ cone})) \quad (8)$$

where the resonant particle velocity  $\mathbf{v}_{max}$  maximizes the growth rate  $\gamma$ . Remembering that  $v_0 = c \cos(\beta)$  (Eq. 5), we can write the beaming angle as a function of the loss-cone angle  $\alpha$ , or equivalently as a function of the emission frequency  $f$  and the frequency at the jovian "surface"  $f_{max}$  as:

$$\cos \beta = v_{max}(c \cos \alpha)^{-1} = v_{max}(c\sqrt{1 - f/f_{max}})^{-1} \quad (9)$$

#### 3.2.2. Oblique instability in presence of a shell

When the distribution is composed of both a shell and a loss-cone (like the two distributions of figures 4-a and 4-e) the resonance circle of the oblique instability can be tangent to the core (warm particles) or to the shell (hot/accelerated particles), inducing radio emissions with different growth rates and beaming angles. The oblique instability growth rate depends mainly on the density in the phase space and

on the perpendicular velocity of the electrons at the point of the resonance circle tangent to the loss-cone border. Even if the perpendicular velocity of the shell is larger than the core thermal velocity, the resonance circle of the most unstable mode can be tangent to the core if the density of electrons in the shell is too low. There is a density threshold below which the emissions are mainly due to the core electrons. The threshold value of the shell density  $n_{shell}$  may be estimated from equation (8) as:

$$\frac{n_{shell}}{n_{core}} \sim \frac{v_{max}^2 f_{core}(v_{max}, \alpha)}{v_{shell}^2 f_{shell}(v_{shell}, \alpha)} \quad (10)$$

where  $f_{core}(v, \alpha)$  and  $f_{shell}(v, \alpha)$  are the values of the velocity distribution function of the core and of the shell along the loss-cone border ( $\alpha$  is the loss-cone aperture),  $n_{core}$  is the core density and  $v_{shell}$  the shell typical velocity (radius). Considering  $f_{core}$  as a maxwellian distribution with thermal speed  $v_{T,core}$  and  $v_{max} = \sqrt{3/2}v_{T,core}$ , we estimate the shell density threshold as:

$$\frac{n_{shell}}{n_{core}} \sim \frac{3v_{T,core}}{\sqrt{8\pi}v_{shell}^2} \frac{exp(-3/2)}{f_{shell}(v_{shell}, \alpha)} \quad (11)$$

### 3.3. Perpendicular Instability

The perpendicular instability has a solution to the resonance condition (Eq. 4) for  $v_{\parallel} = 0$ , implying  $\omega < \omega_c$ . But in the emission region the dominant species is the ionospheric plasma whose temperature is less than 1 eV, thus the cold plasma approximation is valid and imposes a cutoff frequency slightly higher than  $\omega_c$ . It implies that the perpendicular emission should occur at frequencies lower than the cold plasma cutoff frequency. Hot plasma terms in the R-X mode dispersion relation may reduce this value of the cutoff frequency, but they are not taken into account here since there is no analytical solution for it [Pritchett, 1984]. Consequently the growth rate in Eq. (7) actually corresponds to the growth rate of the Z-mode ( $\omega < \omega_c$ ), which cannot propagate in vacuum (and therefore cannot be observed from the Earth), and not to the R-X mode. An observable (R-X mode) perpendicular emission can be obtained with an hot plasma correction or by mode conversion (upon the density gradients), but in both cases the overall efficiency of the process and thus the amplitude of the observable emission are not known.

Therefore equation (7) is not accurate (actually not valid) for a perpendicular emission observable by remote sensing. Nevertheless we use it to estimate approximate observable perpendicular wave (R-X) amplification rates, although the exact observable perpendicular wave amplification rates should be lower than those computed with this equation since they strongly depend on the density ratio of the hot (emitting) versus cold (dominating in density) electron populations [Pritchett, 1984].

We note that in-situ measurements could show a dominant Z mode in the region of emission, even if it might not result in a dominant perpendicular emission observable by remote sensing (R-X mode).

## 4. Results

### 4.1. Simulation with electron heating

We first simulate the injection of isotropic energetic (hot) electrons. The temperature of the electron distribution injected at Io's wake boundary is increased by a factor 2 (from 175 eV to 350 eV) during 5 seconds.

Figure 4-a shows the distribution of the electrons at an altitude of 0.25  $R_J$  above the jovian ionosphere at a time  $t=30$



sec after the injection. The core of the distribution is composed of non-heated (warm) electrons, still present due to their long time of flight from Io's wake. This part of the distribution is purely Maxwellian except for an empty range of pitch angle, the so-called "loss-cone", generated by the collisional loss in the jovian ionosphere of the particles with lowest pitch angles. Particles with larger pitch angles are reflected at higher altitudes by magnetic mirror effect.

The shell in the velocity distribution is created by the heated electrons, through the combined effects of particle time-of-flight and magnetic mirroring. Heated electrons whose parallel velocity at Io's boundary is very large have already passed at the location of Fig. Figure 4-a and are not present anymore. Those whose parallel velocity is low have a longer time-of-flight and have not yet arrived. The other particles constitute the shell in the velocity distribution.

The inner radius of this shell decreases with time as less energetic particles, with a longer time-of-flight, reach the altitude of  $0.25 R_J$  above Jupiter. Meanwhile the outer radius decreases too, as all the particles with short time-of-flight are already gone. Thus heating generates a shell distribution above the jovian ionosphere, whose radius decreases with time.

In terms of CMI, the radius of the resonance circle for the perpendicular instability, and possibly that of the oblique instability, must decrease too. This has implications in term of the growth rate value since in equation (7) the perpendicular energy term ( $v_{\perp}^2(\theta)$ ) decreases and the gradient ( $\nabla_{v_{\perp}} f(v_0, \mathbf{v}_R(\theta))$ ) changes. Moreover, in the case of an oblique emission, the variation of the resonant circle corresponding to the most unstable mode changes the beaming angle (Eq. 9). Due to the time that the particles need to travel to Jupiter and come back to the altitude of emission, the radius of the shell varies with the pitch angle (the radius for reflected particles is larger than for planetward particles). This implies that higher growth rates may be found with perpendicular instability resonance circles not centered over  $v_{\parallel} = 0$ , in particular at low frequency (high altitude and thus longer time-of-flight). We can thus infer that the beaming angle of the perpendicular instability decreases slightly at low frequency.

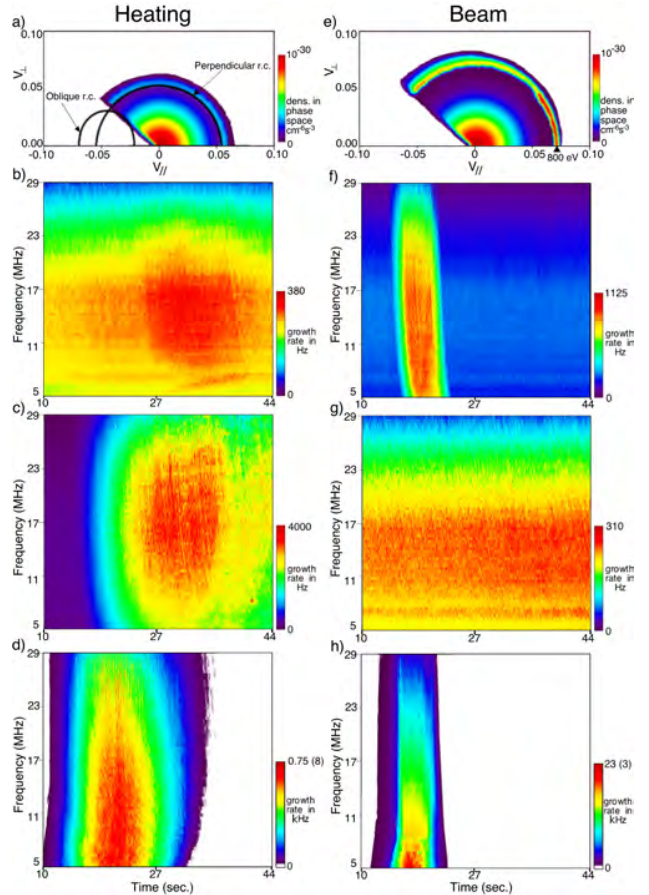
Figure 4-b shows the dynamic spectrum of the oblique instability growth rates and figure 4-d those of the perpendicular instability growth rates. As the warm population has a loss-cone distribution even in the absence of acceleration by Io, the oblique instability present a constant background (which reach the maximum value of  $\sim 300$  Hz in the 11 MHz to 17 MHz frequency band). On the contrary, there is no shell or ring distribution without acceleration by Io, consequently there is no background growth rates for the perpendicular instability.

On both figures the increase of the growth rate due to the heating (between 10 sec. and 30 sec. after injection for the perpendicular emission, from 25 sec. to  $>44$  sec. for the oblique one) persists on a time much longer than the heating duration itself (5 sec.). This is due to the different time-of-flight of the particles, depending on their kinetic energies.

The decrease of the growth rate with time due to the resonance circle radius decrease is visible on the perpendicular growth rate dynamic spectrum (Fig. 4-d after 22 sec.).

The oblique instability growth rate begins to increase several seconds after that of the perpendicular instability (at  $t \sim 12$  sec. for the perpendicular emission (Fig. 4-d) and at  $t \sim 25$  sec. for the oblique one (Fig. 4-b)). The oblique instability seems thus to be little efficient at the time when the shell radius is large (i.e. for the most energetic particles). This is due to the low density of the heated particles, which do not generate a growth rate larger than the warm population until the density of particles in the shell reach a sufficient value (cf. section 3.2.2).

In the particle distributions observed by Galileo, the heating occurs simultaneously with an increase of the density by more than one order of magnitude. Therefore we made another run where we multiply the density of the injected particles by ten during the 5 seconds heating. Figure 4-c shows the resulting dynamic spectrum of the oblique instability growth rate. The increase of the oblique instability growth rate begins only few seconds after that of the perpendicular instability (at  $t \sim 12$  sec. for the perpendicular



**Figure 4.** a) Electron distribution in the heating case at an altitude of  $0.25 R_J$  and at time  $t=30$ sec after injection. The core of the distribution is composed of warm (175 eV) electrons. The ring of particle is formed by the hot electrons due to particle time-of-flight and magnetic mirroring effect. b) Dynamic spectra of the oblique instability: heating with a hot/warm density ratio equal to 1. c) Dynamic spectra of the oblique instability: heating with a hot/warm density ratio equal to 10. d) Dynamic spectra of the perpendicular instability: heating. The growth rate value is given for a hot/warm density ratio of 1 and of 10 (latter in parenthesis). e) Electron distribution in the electron beam case at an altitude of  $0.25 R_J$  and at time  $t=20$ sec after injection. The ring is composed of accelerated particles with a mean energy of 800 eV. f) Dynamic spectra of the oblique instability: beam with a beam/core density ratio equal to 1. g) Dynamic spectra of the oblique instability: beam with a beam/core density ratio equal to 0.1. h) Dynamic spectra of the perpendicular instability: beam. The growth rate value is given for a beam/core density ratio of 1 and of 0.1 (latter in parenthesis).

emission (Fig. 4-d) and at  $t \sim 16$  sec. for the oblique one (Fig. 4-c)) and lasts for a longer time. We can see structures drifting in the time frequency plane appearing on figure 4-c. Each of them is produced by a bunch of electrons (in phase space) whose motion causes the observed drift. But their discreteness is only a consequence of the low number of particles used in our simulation.

Figures 5-a-b show the variations of the oblique instability beaming angle versus time and frequency. The beaming angle depends on the energy of the emitting electrons, consistent with Eq. (9). As the radius of the shell of electrons decreases with time, the electron energy and beaming angle decrease too. The beaming angle decreases more steeply at the highest frequencies (close to the jovian ionosphere). This is particularly visible during the maximum of the amplification ( $t=25$  sec. to  $t=35$  sec.). When the energy is low, the decrease occurs for frequencies close to the surface cyclotron frequency (32 MHz in our case).

#### 4.2. Simulation with electron beams

The second type of acceleration that we have simulated corresponds to the electron beams accelerated parallel to the magnetic field, which have been observed by Galileo. We impose a localized electric potential difference of 800 V at the injection edge of the simulation grid in order to accelerate the electrons during 5 seconds.

Figure 4-e shows the distribution of the electrons at an altitude of  $0.25 R_J$  at time  $t=20$  sec after injection. The shell, whose radius remains constant during the simulation as expected, corresponds to particles with a mean energy of 800 eV. The shell density is larger than in the heating case since the whole distribution is accelerated and the accelerated distribution is centered around a maximum at 800 eV (Figure 4-e).

Figure 4-f shows the dynamic spectrum of the oblique instability growth rate. Contrary to the heating case, the growth

rate increases as the first accelerated electrons reach the emission region and persists less than 7-8 seconds (roughly equal to the acceleration duration). The time-of-flight effect is less important in this case since the velocity dispersion of the electrons is smaller.

Figure 4-h shows the dynamic spectrum of the perpendicular instability growth rate. It has almost the same characteristics than in the heating case, except that the duration of the radio emissions is longer ( $\sim 10$  sec.), but still less than twice the acceleration duration. Moreover, the shell characteristics (density, radius,...) do not change during the passage of the accelerated electrons, thus the growth rate remains approximatively constant.

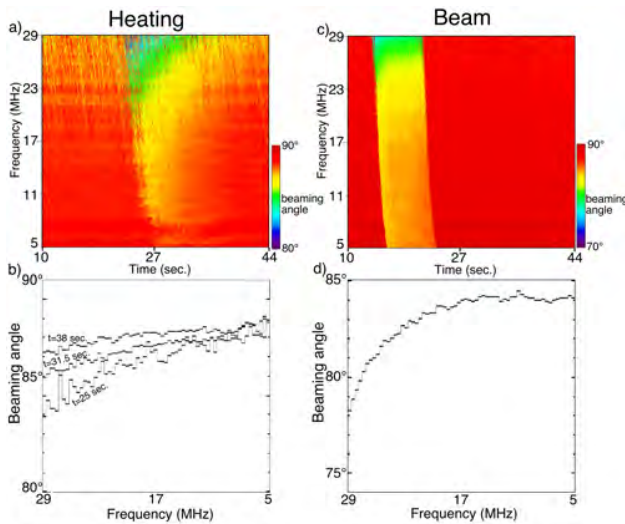
Figure 5-c shows the dynamic spectrum of the beaming angle associated with the oblique instability. Since the particles are more energetic than in the heating case the beaming angle is lower (Figure 5-d). Contrary to the heating case, in which the characteristics of the shell change with time (density increase and radius decrease), these parameters remain almost constant in the electron beam case, thus the radio beaming angle remains constant during the whole passage of the accelerated particles. Shorter radio emission duration and constant beaming angle are the main measurable differences with the heating case, which can be checked against observations of an Io induced radio arc.

Both oblique and perpendicular instabilities growth rates are larger in the electron beam case than in the heating case (without density increase). The larger growth rate for the oblique instability is mainly due to the energy of the particles (about twice larger in the electron beam case) and, for a more limited part, to the larger electron density in the shell. The perpendicular instability growth rate is about 30 times larger in the electron beam case than in the heating case. This is not only due to electron energy and to the electron density in the shell, but also to the lower density (lower gradient) of warm particles of the core at 800 eV than at 350 eV, steepening the perpendicular gradient of the distribution. As the beam is obtained by an acceleration of the whole warm electron distribution, its density (in space) is equal to that of the warm core. We may have overestimated by one order of magnitude the density of the electron beam, compared to the Galileo measurements.

The effects of a lower density of the accelerated electrons on the oblique instability are discussed in section 3.2.2, implying that there is a beam density threshold below which there is no increase of the emissions above the background. Considering  $f_{shell}$  as a Maxwellian distribution centered on the beam velocity  $v_{shell}$  with a thermal speed  $v_{T,shell}$ , the value of the beam density threshold  $n_{shell}$  may be estimated following equation (11) as:

$$\frac{n_{shell}}{n_{core}} \sim \frac{3v_{T,core}}{2v_{shell}} \exp\left(\frac{(v_{shell} \sin \Omega)^2}{v_{T,shell}^2} - 3/2\right) \sim 0.16 \quad (12)$$

with  $n_{core}$  the core density and  $\Omega \sim 2^\circ$  the loss-cone aperture at the equator. Galileo measurements suggest that the actual  $\frac{n_{shell}}{n_{core}}$  ratio is close to the threshold value, so that the oblique instability due to the beam (assuming that it operates) cannot generate growth rates noticeably larger than those generated by the warm core. Figure 4-g shows the dynamic spectrum for a beam/core density ratio of 0.1 (less than the threshold), which does not show any additional emission as the beam is passing. Thus the electron beams observed in Io's vicinity may not generate detectable (i.e. above the background) radio emissions from the oblique instability, but can generate it by perpendicular instability.



**Figure 5.** Dynamic spectra of the beaming angle of the oblique instability. a) Heating: The beaming angle value is given in the case of a hot/warm density ratio of 1. b) Vertical profile of the latter dynamic spectrum (a) at time=25, 31.5 and 38 sec. The beaming angle profile decreases toward high frequencies and evolves over time c) Beam: The beaming angle value is given in the case of a beam/core density ratio of 1. d) vertical profile of the latter dynamic spectrum (c) at time=17 sec.

## 5. Discussion

Our simulations show that the electron acceleration events observed by the PLS experiment on Galileo may generate radio emissions at the local electron cyclotron frequency by four ways summarized hereafter:

**Perpendicular instability driven by electron beams (Fig. 4-h).** This mechanism gives large growth rates (up to 3 kHz) but, due to low beam density and (probably) overestimated perpendicular instability growth rate, it may not be the mechanism at the origin of the jovian arc emissions. The beaming angle of the emissions generated by this mechanism is equal to  $90^\circ$  over the whole frequency range.

**Oblique instability driven by electron beams (Fig. 4-g).** With beam densities as low as the ones seen by Galileo this mechanism may actually not generate any strong emissions at Jupiter (except if beam density or energy depends on Io's longitude: for the Galileo observation, Io was not at a longitude where strong radio arcs are usually generated). The beaming angle varies with frequency (decreasing at high frequency) but it does not vary with time.

**Perpendicular instability driven by heating (Fig. 4-d).** In our simulations, this mechanism gives the largest growth rates (up to 8 kHz) but (assuming the absence of density cavities) those are overestimated due to the absence of hot plasma corrections to the X mode dispersion relation. The beaming angle of the emissions generated by this mechanism is nearly equal to  $90^\circ$  over the whole frequency range but it may slightly decrease at low frequency due to time-of-flight effects.

**Oblique instability driven by heating (Fig. 4-c).** The growth rates generated by this mechanism (up to 4kHz) are about two times lower than those obtained by the previous mechanism. However due to the overestimation of the perpendicular instability growth rates mentioned above, the oblique instability growth rates may actually dominate the production of observed radio emissions. This mechanism generates emissions with a beaming angle varying along the IFT, decreasing as magnetic field increases (Figs. 5-a-b). This decrease of the beaming angle at low altitude fully agrees with the observations.

In the Earth case, auroral radio emissions cannot be produced by CMI are impossible due to a large  $\omega_p/\omega_c$  ratio, except in auroral cavities in which the cold plasma is depleted. In this case the hot dispersion equation leads to a cutoff frequency lower than the cyclotron frequency. The perpendicular emission is then favored. But in the jovian case the  $\omega_p/\omega_c$  ratio is low, permitting emissions even outside auroral cavities. In this case the oblique emission may be favored for remote sensing observations.

Thus the present study favors, for Io-Jupiter arc generation, the oblique instability generated by heating as it is consistent with both ground-based radio observations and Galileo in-situ plasma measurements. However, if the jovian emission were emitted from density cavities, as it happens in the Earth auroral region, the perpendicular emission (generated by beams or by heating) would probably dominate. In this case the observed beaming angle might be obtained by refraction at the edges of the cavities.

## References

Bagenal, F., Empirical model of the Io plasma torus: Voyager measurements, *J. Geophys. Res.*, , 99, 11,043–11,062, doi: 10.1029/93JA02908, 1994.

Boischot, A., A. Lecacheux, M. L. Kaiser, M. D. Desch, J. K. Alexander, and J. W. Warwick, Radio Jupiter after Voyager - an overview of the planetary radio astronomy observations, *J. Geophys. Res.*, , 86, 8213–8226, 1981.

Carr, T. D., M. D. Desch, and J. K. Alexander, *Phenomenology of magnetospheric radio emissions*, pp. 226–284, Physics of the Jovian Magnetosphere, 1983.

Chust, T., A. Roux, W. S. Kurth, D. A. Gurnett, M. G. Kivelson, and K. K. Khurana, Are Io's Alfvén wings filamented? Galileo observations, *Planetary and Space Science*, 53, 395–412, doi: 10.1016/j.pss.2004.09.021, 2005.

Connerney, J. E. P., M. H. Acuña, N. F. Ness, and T. Satoh, New models of Jupiter's magnetic field constrained by the Io flux tube footprint, *J. Geophys. Res.*, 103(12), 11,929–11,940, doi:10.1029/97JA03726, 1998.

Frank, L. A., and W. R. Paterson, Intense electron beams observed at Io with the Galileo spacecraft, *J. Geophys. Res.*, , 104, 28,657–+, 1999.

Galopeau, P. H. M., M. Y. Boudjada, and H. O. Rucker, Evidence of jovian active longitude: 1. Efficiency of cyclotron maser instability, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 109(A18), 12,217–+, doi:10.1029/2004JA010459, 2004.

Hess, S., F. Mottez, and P. Zarka, Jovian S-bursts generation by Alfvén waves, *J. Geophys. Res.*, , submitted, 2007.

Leblanc, Y., On the arc structure of the DAM Jupiter emission, *J. Geophys. Res.*, , 86, 8546–8560, 1981.

Mauk, B. H., D. J. Williams, and A. Eviatar, Understanding Io's space environment interaction: Recent energetic electron measurements from Galileo, *J. Geophys. Res.*, , 106, 26,195–26,208, doi:10.1029/2000JA002508, 2001.

Moncuquet, M., F. Bagenal, and N. Meyer-Vernet, Latitudinal structure of outer Io plasma torus, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 107(A9), 24–1, doi: 10.1029/2001JA900124, 2002.

Mutel, R. L., W. M. Peterson, T. R. Jaeger, and J. D. Scudder, Dependence of cyclotron maser instability growth rates on electron velocity distributions and perturbation by solitary waves, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 112(A11), 7211–+, doi:10.1029/2007JA012442, 2007.

Omidi, N., D. A. Gurnett, and C. S. Wu, Generation of auroral kilometric and Z mode radiation by the cyclotron maser mechanism, *J. Geophys. Res.*, , 89, 883–895, 1984.

Prangé, R., D. Rego, D. Southwood, P. Zarka, S. Miller, and W. Ip, Rapid energy dissipation and variability of the Io-Jupiter electrodynamic circuit, *Nature*, 379, 323–325, doi: 10.1038/379323a0, 1996.

Pritchett, P. L., Relativistic dispersion, the cyclotron maser instability, and auroral kilometric radiation, *J. Geophys. Res.*, , 89, 8957–8970, 1984.

Queinsec, J., and P. Zarka, Io-controlled decameter arcs and Io-Jupiter interaction, *J. Geophys. Res.*, 103(.12), 26,649–26,666, doi:10.1029/98JA02435, 1998.

Saur, J., F. M. Neubauer, J. E. P. Connerney, P. Zarka, and M. G. Kivelson, *Plasma interaction of Io with its plasma torus*, pp. 537–560, Jupiter. The Planet, Satellites and Magnetosphere, 2004.

Su, Y.-J., R. E. Ergun, F. Bagenal, and P. A. Delamere, Io-related Jovian auroral arcs: Modeling parallel electric fields, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 108(A2), 15–1, doi: 10.1029/2002JA009247, 2003.

Williams, D. J., R. M. Thorne, and B. Mauk, Energetic electron beams and trapped electrons at Io, *J. Geophys. Res.*, , 104, 14,739–14,754, doi:10.1029/1999JA900115, 1999.

Wu, C. S., Kinetic cyclotron and synchrotron maser instabilities - Radio emission processes by direct amplification of radiation, *Space Science Reviews*, 41, 215–298, 1985.

Wu, C. S., and L. C. Lee, A theory of the terrestrial kilometric radiation, *Astrophys. J.*, 230, 621–626, doi:10.1086/157120, 1979.

Zarka, P., Auroral radio emissions at the outer planets: Observations and theories, *J. Geophys. Res.*, , 103, 20,159–20,194, doi:10.1029/98JE01323, 1998.



## C.4 Modelling the Io-related DAM emission by modifying the beaming angle



# Modelling the Io-related DAM Emission by Modifying the Beaming Angle

L. C. Ray

Laboratory for Atmospheric and Space Physics, University of Colorado, Boulder, CO, USA

S. Hess

LUTH, Observatoire de Paris, CNRS, Université Paris Diderot ; 5 Place Jules Janssen, 92190 Meudon, France  
LESIA, Observatoire de Paris, CNRS, UPMC, Université Paris Diderot; 5 Place J. Janssen, Meudon, France

**Abstract.** The Io-Jupiter interaction generates strong decametric radio emissions (DAM), which appear as arcs in the time-frequency plane. These emissions are beamed from the magnetic field lines with a beaming angle which may vary with frequency and longitude amongst other properties. This beaming angle describes the shape of the decametric emissions arcs and offers insight into the emission mechanism for DAM. Several studies (*e.g.* Goldstein and Thieman [1981]; Leblanc *et al.* [1994]; Queinnec and Zarka [1998]) have investigated the beaming angle variation in different frequency ranges and with various observational means (spacecraft, ground based radio telescopes). Several different results have been found depending on the assumptions made and method used (*e.g.* relativistic vs. non-relativistic electron, prescribing a beaming angle function which varies with polarization state vs. frequency, etc.).

In the present paper, we model the shape of the emission by assuming a parametric beaming angle function and adjusting the parameters to best fit emission arcs. We compare the fitted beaming angle functions amongst themselves and to those obtained in past studies. We then propose a simple explanation for the beaming angles found, deduced from cyclotron maser theory.

## 1. Introduction

The discovery of Jovian decametric (DAM) radiation was purely accidental. While observing the Crab nebula, Burke and Franklin [1955] detected an unknown radio source at 22.2MHz. The source appeared for 3 months at approximately the same position, shifting in right ascension. This shift eliminated the possibility of astronomical origin and the localized sidereal time of the emissions discounted terrestrial sources. Hence, Burke and Franklin [1955] compared the source location with positions of solar system objects and concluded the radio emission was associated with Jupiter. The connection between the DAM and Io was discovered by Bigg [1964], who noted a pattern when the emissions were organized by Io phase.

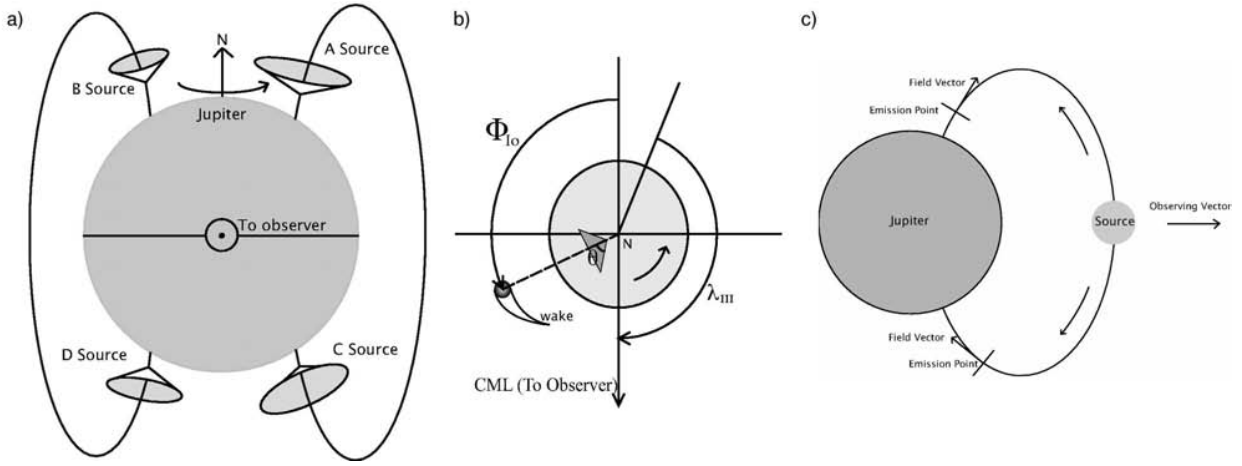
Io, Jupiter's nearest Galilean moon, loses mass to the Jovian system at a canonical rate of  $\sim 1$  ton/s. The neutral particles emitted become quickly ionized by processes such as electron impact ionization, charge-exchange and photoionization (see review by Thomas *et al.* [2004]). This process creates a plasma torus around Jupiter at Io's orbital radius. The motion of Io relative to Jupiter's magnetic field and hence the frozen-in plasma torus generates a corotational electric field [Goldreich and Lynden-Bell, 1969; Saur *et al.*, 2004] and Alfvén waves [Neubauer, 1980; Delamere *et al.*, 2003; Saur, 2004], which accelerate electrons and ultimately cause auroras and decametric radio emissions.

The most commonly cited emission mechanism for DAM, as for most planetary auroral radio emissions, is the cyclotron maser instability (CMI). This exists when there is a resonance between the gyration of the electrons around the magnetic field lines ( $\Omega_e$ ) and a right-handed circularly

polarized wave with a frequency near the local electron cyclotron frequency. This instability requires that the electron distribution has a positive gradient along the perpendicular velocity,  $\partial F/\partial v_{\perp} > 0$ , which can be created by a magnetically mirrored population of electrons presenting a "loss-cone" due to the loss of particles by collision in the jovian ionosphere, a ring beam distribution, and by electron beams accelerated by the Io-Jupiter interaction. The CMI generates emission with a narrow range beaming angle symmetric relative to the magnetic field lines (i.e. the wave are emitted along an hollow cone). A more detailed description of the CMI is presented in Section 5.3.

The most variable and undetermined parameter in modelling the Io-related arcs is the beaming angle function,  $\Theta(f)$ , where  $f$  is the emission frequency. This function determines whether or not the observer will detect emission and if so, the shape of the observed arcs. Past studies [Goldstein and Thieman, 1981; Leblanc *et al.*, 1994; Queinnec and Zarka, 1998, *e.g.*] have attempted to determine  $\Theta(f)$ , each using a different method. Using Voyager data and an assumed field geometry, Goldstein and Thieman [1981] found the angle between the observer and local field vector at the emission point for an emitting field line fixed in Jupiter's reference frame (decoupling the emissions from the Io-Jupiter interaction). They then applied and adjusted an empirical beaming angle function. The beaming function was the same for all arcs observed and depended only on frequency. Their analysis was independent of Io's location.

Leblanc *et al.* [1994] determined the beaming angle (constant relative to frequency) for 33 Io-controlled events, and showed that the beaming angle varies with the hemisphere and the system III longitude of Io ( $\lambda_{III}^o$ ). Their analysis assumed non-relativistic electrons and that the polarization of the emission directly corresponded to the beaming angle at the source. The emitting field line in their model is fixed in the Io's reference frame. Willes *et al.* [1994] investigated the polarization of the emission and determined that the



**Figure 1.** a) DAM source regions. Radiation is beamed in a hollow cone. Sources A and B emit from the Northern hemisphere; C, D emit from the Southern hemisphere. Sources B and D are early sources i.e. the observer sees the emission from the leading edge of the cone. Conversely sources A and C are late sources where the emission observed is from the trailing edge of the cone. b) Schematic of the Jupiter-Io system. The Io phase  $\Phi_{Io}$  is a right-handed coordinate system initialized at the observer's anti-meridian, whereas the longitude System III  $\lambda_{III}$  is a left-handed system fixed by the magnetic field. Thus the longitude of Io is given by  $\Phi_{Io} = \lambda_{III}^{obs} - \lambda_{III}^{Io} + 180^\circ$ . c) The radiation is beamed along an hollow cone with a beaming angle  $\Theta$ . When the border of the cone is aligned with the observer longitude (CML) the emission can be observed..

emitting electrons are likely relativistic. Their analysis led to a beaming angle of  $\Theta \lesssim 50^\circ$ , which did not agree with the results of *Leblanc et al.* [1994].

*Lecacheux et al.* [1998] showed that this function cannot be constant along the field lines, in particular they showed that it must decrease at the highest and lowest frequencies. They invoked the refraction effect as a possible explanation of this decrease. *Queinnee and Zarka* [1998] worked backwards to derive  $\Theta(f)$  given the location of the observer, emission point, and Io in the jovian magnetic field from Earth based observations (Nançay decameter array and WIND spacecraft). They measured a beaming angle function which varies with the frequency, hemisphere, and  $\lambda_{III}^{Io}$ . In particular they observed a decrease of the beaming angle at high frequency. In their model the emitting field line is fixed in Io's frame.

These papers do not study the variation of the beaming angle at low frequency, except *Goldstein and Thieman* [1981] which does not include possible variations with  $\lambda_{III}^{Io}$  and does not allow the emitting field line to shift in the Io-Jupiter interaction. Thus we use a modified form of the beaming angle function used in *Goldstein and Thieman* [1981] and adjust the parameters to fit DAM events from all source regions. We compare the results amongst source regions.

## 2. Io-controlled radio arcs

Io-related DAM is categorized into four source regions: A, B, C and D, depending on their position relative to Jupiter in the observer's reference frame (Figure 1-a). This can also be expressed in terms of the emission hemisphere and Io's phase,  $\Phi_{Io}$  (angle between Io and the observer's anti-meridian, see Figure 1-b). Each source is related to a particular shape of the arcs described by the arc vertex (where the direction of the drift in frequency of the emission changes). Vertex-early events occur at  $\Phi_{Io} < 180^\circ$ , vertex-late events at  $\Phi_{Io} > 180^\circ$ . In the northern hemisphere, the early and late source regions are 'B' and 'A' respectively, and in the southern hemisphere 'D' and 'C'.

Moreover the emissions occur for emitting field lines in a given range of Jupiter longitude. Thus the visibility of the arc depends on both the phase and System III longitude of Io ( $\lambda_{III}^{Io}$ ) relative to the observer longitude ( $\lambda_{III}^{obs}$ ), also called the central meridian longitude (CML) (Figure 1-b).

Due to the Jovian field orientation, A and B emissions are typically right-hand (RH) polarized, while C and D emissions are mostly left-handed (LH). As Io's plasma torus is frozen in the jovian magnetic field its period is approximately four times less than Io's, resulting in a wake downstream of Io (Fig. 1-b) which may cause observed secondary DAM arcs.

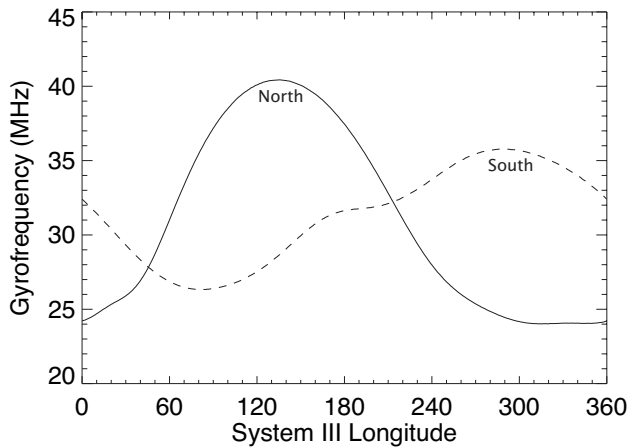
## 3. The Model

Our model computes the shape of the emission in the frequency-time plane and compares them with those observed by the planetary radio astronomy (PRA) instruments on Voyager 1 and 2. The observations were made in march (Voyager 1) and July (Voyager 2) 1979 as the spacecrafts passed Jupiter. As the PRA instrumentation was identical between the two spacecraft, we do not note from which spacecraft each observation is from. A detailed review of the observed radio emissions can be found in *Boischoit et al.* [1981].

The geometry of our model is shown in Figure 1-c. First we compute, at each point of the emitting magnetic field line, the angle between the magnetic field and the observer's line of sight. We choose to simulate the emission using the instantaneous Io field line. However a field line from the Io's wake is also tried, with a lead angle of  $15^\circ$  for this analysis, corresponding to the comparison between the FUV and VIP4 field model Io footprints [*Clarke et al.*, 1998].

The observer is assumed to be in the equatorial plane following the analyses of *Leblanc et al.* [1994] and *Goldstein and Thieman* [1981], and at an "infinite distance", (i.e. the position of the source do not change the angle between the





**Figure 2.** Surface gyrofrequency for the northern (solid line) and southern (dotted line) hemispheres using the VIT4 magnetic field model.

observer’s line of sight and the magnetic field which only depends on the field direction and the observer’s CML).

We then determine the magnetic field pointing vectors along the field line using the VIT4 magnetic field model (Connerney, personal communication). This fourth order model of the internal jovian magnetic field is determined from the localization of the IR Io footprint and the theta component of the Voyager magnetic field measurements. Due to the stronger dependence on the Io footprint to determine the higher order moments, it is a more accurate model in describing the Io Flux Tube geometry than the VIP4 model [Connerney *et al.*, 1998]. The gyrofrequency at the jovian surface is shown on Figure 2.

We compute the magnetic field direction at 1 MHz intervals from 1 MHz to the maximum frequency value (at the Jovian surface). The emitting field line is fixed in Io’s reference frame (as in Leblanc *et al.* [1994]; Queinnec and Zarka

[1998]). The angle between the observer’s line of sight and the magnetic field is compared to a presupposed beaming angle function. If these two angles match with a difference less than  $1^\circ$  (typical width of the hollow cone [Goldstein and Thieman, 1981; Queinnec and Zarka, 1998]), the emission is seen by the observer. Doing this comparison at several frequencies and times permits us to model a dynamic spectrum of the arcs which we then compare with the Voyager observations. Several beaming functions,  $\Theta(f)$ , are used to try and fit the observations. These functions are derived from the empirical one proposed by Goldstein and Thieman [1981] (Note that we have corrected for the typo in the original publication):

$$\Theta(f) = \Theta_{max} \sin \left[ \left( \frac{\pi}{2} \right) \frac{(f_{max} - (1-a)f - af_v)}{f_{max} - f_v} \right] \quad (1)$$

$$f \geq f_v$$

$$\Theta(f) = \Theta_{max} \sin \left[ \left( \frac{\pi}{2} \right) \frac{((1-a)f + af_v - 1)}{f_v - 1} \right]$$

$$f \leq f_v$$

where  $f_{max}$  is the surface gyrofrequency of the emitting flux tube and  $f_v = (f_{max} + 1)/w$  is the vertex frequency of the arc. The three adjustable parameters are:  $a$ , which restricts the range of cone angles with frequency (Fig. 3a);  $w$ , which controls the vertex frequency (Fig 3b); and  $\Theta_{max}$ , which sets the maximum beaming angle (Fig 3c).

In their study Goldstein and Thieman [1981] determined  $a = .6038$ ,  $w = 3$ , &  $\Theta_{max} = 80^\circ$  for all arcs. However, Goldstein and Thieman [1981] did not consider the location of Io in their analysis. This will be discussed in more detail in section 5.2. For each source we select 2-3 events with clearly defined arcs in the dynamic spectra from Voyagers 1 and 2 and adjust the above parameters until the each arc is simulated in both position and shape.

## 4. Results

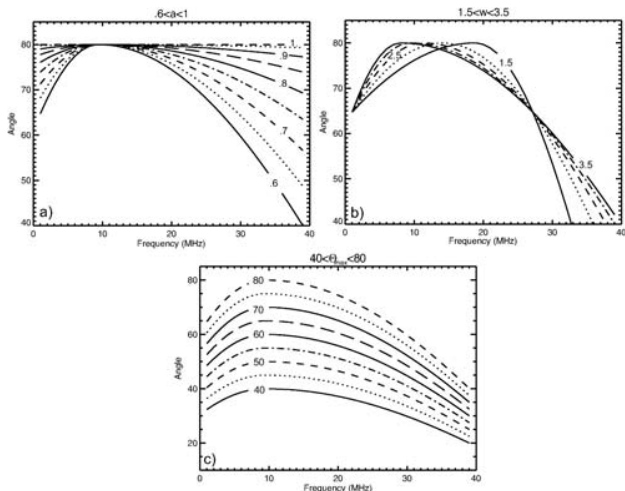
Table 1 lists the parameters which fit best by inspection for each event and the System III positions of Io and the observer. The beaming angles for the southern hemisphere are measured from the anti-planetward direction (Fig. 1-c). Our model adequately reproduces the general shape and frequency range of the emission arcs for the A,B, and D sources. As we assume that the arc shape is solely a function of beaming angle and Io’s location, there is no background emission from non-Io sources. The beaming functions used do not reproduce the shape of the Io-C arcs (Fig. 5-d), so the beaming angle of these arcs should be investigated by another method.

### 4.1. Io-A Source

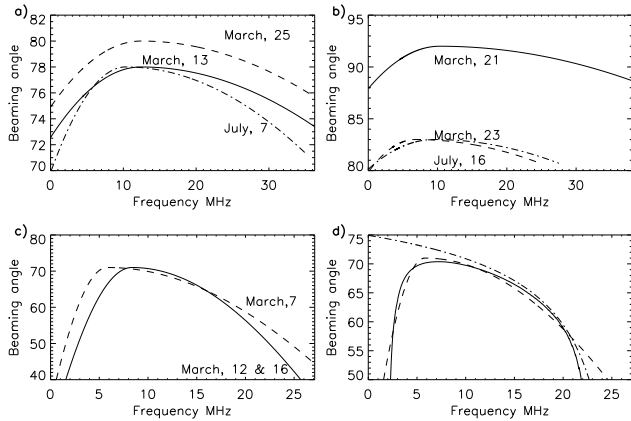
The modelled Io-A events are from March 13, 1979 (Fig. 5-a), March 25, 1979, and July 7, 1979. These events have distinct greater arcs which stand out in the dynamic spectra. They occur at approximately the same source CML, making them easily comparable. Figure 4-a displays the beaming angle functions for each event. The shape of the cone angle functions are nearly identical for the three events, with the vertex frequency at  $\sim 12$  MHz, except that the March 25 event requires a larger maximum beaming angle,  $\Theta_{max}$ , and the beaming angle function for July 7 spans a larger range of angles. We are able to recreate the three events using emission from the instantaneous Io flux tube, but the modelled arcs reach slightly higher frequency than the observed arcs.

### 4.2. Io-B Source

The simulated Io-B events occurred on March 21, 1979, March 23, 1979, and July 16, 1979 (Figure 5-b). While the



**Figure 3.** a) Variation of  $\Theta(f)$  with the  $a$  parameter. As  $a$  increases  $\Theta(f)$  flattens out. b) Variation of  $\Theta(f)$  with  $w$ . The vertex frequency shifts to lower frequencies with increasing  $w$ . c) Variation with  $\Theta_{max}$ . In addition to directly shifting  $\Theta(f)$  in frequency, increasing  $\Theta_{max}$  also affects the range of angles.



**Figure 4.** Beaming angle as a function of frequency for the modelled events. a) Io-A events, b) Io-B events, c) Io-D events. d) Dashed line is the beaming function fit by inspection for the March 7 Io-D event. The continuous line is the beaming function found using CMI theory and including the effect of the refraction inside the source. The dot-dashed line shows the theoretical curve without refraction. We have chosen  $v_0 = v/\sqrt{1 - \Omega_c/\Omega_{c,max}}$  to be consistent with the decrease of beaming angle with frequency.

March 21 event is a single distinct arc, the March 23 and July 16 events occur over a large range of observer CML, implying that the emission is due to both the instantaneous Io flux tube (for the main arc) and wake (for secondary arcs). We simulate the shape of the arcs with the same beaming function but with field lines connected to the wake and compare it with secondary arcs. As they do not reproduce the arc shapes (Figure 5-b), the parameters of the beaming function must vary for each arc. The main arcs are correctly fitted until they reach high frequencies where the emission appears as a tail of the arcs. *Queinnec and Zarka [1998]* showed that at these frequencies the beaming angle decreases abruptly, which is not compatible with the chosen beaming angle function,  $\Theta(f)$  (Eq.1). Moreover, to be consistent with the surface gyrofrequency, these emissions must be emitted from field lines connected to the wake.

The March 21 event is considerably different from the two other events both in longitude range and in beaming angle. Its beaming angle function,  $\Theta(f)$  reaches angles greater than  $90^\circ$  and its emission appears left-handed, consistent with CMI theory, which predicts that the RH emission cannot be propagated at obtuse angles. This event may result from a different process than the typical Io-B events.

#### 4.3. Io-D Source

The modelled Io-D events are March 7, 1979 (Fig. 5-c), March 12, 1979, and March 16, 1979. All three events have a single arc which spans a broad range of observer CML. Figure 4-c shows the beaming angle functions for each event. The angular range of  $\Theta(f)$  is large:  $\sim 40^\circ$  as opposed to  $5^\circ$  for the A events. That may be due to the fact that the model fits the frequencies near the surface gyrofrequency, where a strong decrease of the beaming angle is expected [*Queinnec and Zarka, 1998; Lecacheux et al., 1998*].

The D events are ideal in that the same beaming angle function,  $\Theta(f)$ , is applied to multiple events (March 12

and March 16), suggesting a general shape of the Io-D arcs, at least for events happening in the same range of longitude. The simulated March 7 arc follows the observed arc for nearly all frequencies; and the March 12 and March 16 models match except at low frequencies. Each modelled arc is from the instantaneous Io flux tube.

## 5. Discussion

### 5.1. Comparison between the sources

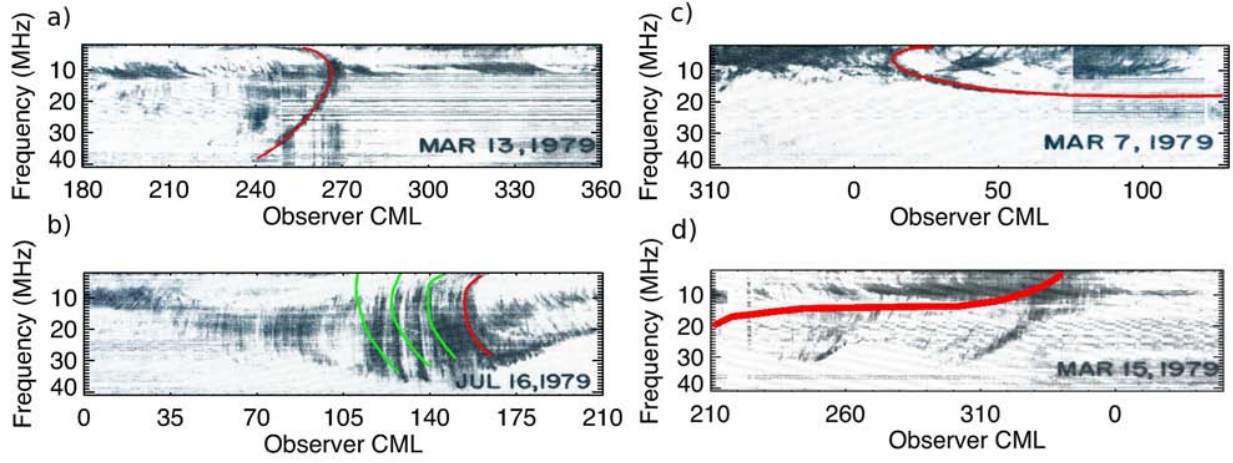
Although the shape of the A and B (RH) arcs are different, their beaming angle function is basically the same, with a vertex frequency between 10 MHz and 12 MHz and a beaming angle with a mean value around  $80^\circ \pm 2^\circ$  varying slowly over a limited range (except for the Io-B tail which is not modeled here). These two sources are generally composed of a main arc and secondary arcs, which may be due to emitting field lines connected to the wake. It is difficult to determine anything definitive about the relationship between the C and D events as we were unable to reproduce the C event arcs. However, the beaming angle function is different between the two source locations, except for a maximum beaming angle of  $\Theta_{max} \sim 70^\circ$ .

Except for the maximum frequency of the emissions, which is due to the asymmetry of the jovian magnetic field, the main difference between the northern and southern emissions is the difference of beaming angle ( $\sim 10^\circ$ ). This may reflect a strong difference between emission processes in each hemisphere, or a different lead angle between the Io field line and the emitting field line. Moreover northern sources show often wake emission whereas southern do not.

### 5.2. Comparison with Past Work

The most important difference between our model and that of *Goldstein and Thieman [1981]* is that the emitting field line in our model is fixed in Io's reference frame, which is consistent with an emission due to the Io-Jupiter interaction. *Goldstein and Thieman [1981]* excited the magnetic field lines every  $20^\circ$  and hence the 'best-fit' parameters that they found are independent of any motion through the system as well as Io's location. We also allow for a beaming angle function which may differ for each source in our model, whereas it is fixed for all the sources in their model. *Goldstein and Thieman [1981]* assumed the same function for all sources but did allow for a different vertex frequency, the frequency at which the beaming angle function switches from increasing to decreasing, between the early and late sources. We vary the parameters between sources and also adjust the maximum beaming angle. Therefore this analysis investigates broader variations in  $\Theta(f)$  between the sources. In particular we find that the mean value of the beaming angle is different between the northern and southern hemispheres.

*Queinnec and Zarka [1998]* derive the beaming angle function by working backwards from the system geometry,  $\Theta(f)$  is determined for both the instantaneous Io flux tube and multiple lag angles (wake emission locations downstream of Io). For all sources our results are consistent with those they obtained for a lead angle of approximately  $20^\circ$ . They observe comparable maximum beaming angles, vertex frequencies, and variations of the beaming angle in the ranges common to both studies (4 MHz - 20 MHz for the southern and 8 MHz - 30 MHz for the northern). At higher frequencies they observe (in particular for the B and C sources) an abrupt decrease in the beaming as the emission occurs near the jovian ionosphere. The main difference with our study is that they directly measure the beaming angle whereas we suppose a priori a beaming angle function to obtain the shape of the emission. Thus their measurements may be more precise, but they cannot tell if the shape of the studied arc was the only solution of the beaming angle function they obtained.



**Figure 5.** The modelled arcs (red curves) are overplotted on the observed ones: a) A event, b) B event, c) D event. The green curves on the b) figure show the secondary arcs modeled assuming a wake emissions and the same beaming angle function as for the main arc. Although the position of the secondary arcs are consistent with wake emissions, the beaming angle function must be different than those of the main arc. d) Modelled C-event using the instantaneous Io flux tube. Simulated arc does not match observation.

**Table 1.** Beaming angle parameters and  $\lambda_{III}$  of the observer and Io for modelled events.

Source	$a$	$\Theta_{max}$	$w$	$\lambda_{III}^o$	$\lambda_{III}^{obs}$
<i>Sensitivity</i>	$\sim .2$	$\sim 1^\circ$	$\sim .5$		
<b>Io-A</b>					
Mar 13, 1979	.78	$78^\circ$	3.0	175 - 190	250 - 270
Mar 25, 1979	.79	$80^\circ$	3.0	170 - 190	240 - 270
Jul 7, 1979	.735	$78^\circ$	3.5	180 - 205	250 - 280
<b>Io-B</b>					
Mar 21, 1979	.828	$92^\circ$	3.8	155 - 165	70 - 80
Mar 23, 1979	.85	$83^\circ$	3.8	255 - 265	170 - 180
Jul 16, 1979	.85	$83^\circ$	3.0	235 - 240	150 - 160
<b>Io-C</b>					
Mar 15, 1979	.85	$74^\circ$	3.0	240 - 265	300 - 330
Mar 22, 1979	.85	$68^\circ$	3.0	270 - 293	330 - 360
<b>Io-D</b>					
Mar 7, 1979	.43	$70^\circ$	4.6	85 - 130	10 - 70
Mar 12, 1979	.32	$71^\circ$	3.2	60 - 95	350 - 50
Mar 16, 1979	.34	$71^\circ$	3.2	90 - 150	10 - 90

### 5.3. Physical explanation

The beaming angle function we use is a strictly empirical one derived by *Goldstein and Thieman* [1981] from the Voyager observations. Moreover it does not describe the abrupt variations of the beaming angle at high frequencies (near the jovian surface frequency) [*Queinnec and Zarka*, 1998]. Therefore we need a beaming angle function, derived from a physical theory, which is consistent with the equation (1) far from the jovian ionosphere and decreases abruptly near it. Such a function can be deduced from the CMI theory if we make reasonable assumptions about the density profile along the field line and some properties of the emitting particles. For a more in depth review of maser emission, the reader is referred to more detailed discussions [*Wu and Lee*, 1979; *Melrose and Dulk*, 1982; *Winglee and Dulk*, 1986; *Ergun et al.*, 2000; *Pritchett et al.*, 2002].

The CMI is a resonant interaction between electrons with a velocity  $v$  and a circularly polarized wave with a frequency  $\omega$ . The resonance condition is given by:

$$\omega = \Omega_c/\gamma + k_{//}v_{//} \quad (2)$$

where the  $_{//}$  subscript refers to the direction parallel to the magnetic field lines and  $\Omega_c$  is the electron cyclotron frequency. This equation describes a circle in the velocity plane, whose center  $v_0$  is given by:

$$v_0 = \frac{k_{//}c^2}{\Omega_c} \mathbf{b} = \frac{\omega c N}{\Omega_c} \frac{\mathbf{k} \cdot \mathbf{b}}{k} = \frac{\omega c N}{\Omega_c} \cos \Theta \quad (3)$$

Where  $N$  is the refraction index given by the Appelton-Hartree dispersion relation in the cold plasma approximation. The beaming angle function,  $\Theta(f)$ , depends on the res-

onance circle and on the refraction index, which in turn depends on the plasma frequency. Finally the determination of the resonance circle depends on the electron distribution. The most common distributions unstable relative to CMI in the auroral zone are the loss-cone, the ring and the shell distributions [*Ergun et al.*, 2000, 2006]. It results in three main relations between the resonance circle center  $v_0$  and the local cyclotron frequency  $\Omega_c$ :

$$v_0 = v/\sqrt{1 - \Omega_c/\Omega_{c;max}} \\ \text{predominant for a loss - cone distribution} \quad (4)$$

$$v_0 = v\sqrt{1 - \Omega_c/\Omega_{c;max}} \\ \text{predominant for a ring distribution} \quad (5)$$

$$v_0 = 0 \\ \text{predominant for a shell distribution} \quad (6)$$

where  $\Omega_{c;max}$  is the cyclotron frequency at the jovian surface. The resonance circles corresponding to these equations are shown on figure (6) in the case of a ring distribution (this distribution is unstable relative to these three instabilities). The first instability (Eq. 4) is the only one which presents a increase of  $v_0$ , and thus a decrease of the beaming angle  $\Theta \propto \arccos v_0$ , when the local cyclotron frequency  $\Omega_c$  increases and particularly when it reaches the surface cyclotron frequency  $\Omega_{c;max}$ . Since this decrease of the beaming angle  $\Theta$  is seen in all the beaming angle studies (comprising ours), we assume a "loss-cone like" emission:

$$\omega = \Omega_c(1 + 0.5(v/c)^2) \quad (7)$$

$$v_0 = v/\cos \alpha \quad (8)$$

with  $\alpha = \arccos(\sqrt{1 - \Omega_c/\Omega_{c;max}})$  the loss-cone aperture. This assumption is consistent with a loss-cone distribution, but also describes oblique emission from other auroral distributions. It is invoked to explain Io-controlled DAM bursts with millisecond time-scale [*Hess et al.*, 2007a]. Moreover in this case the beaming may be obtained using the cold plasma approximation.

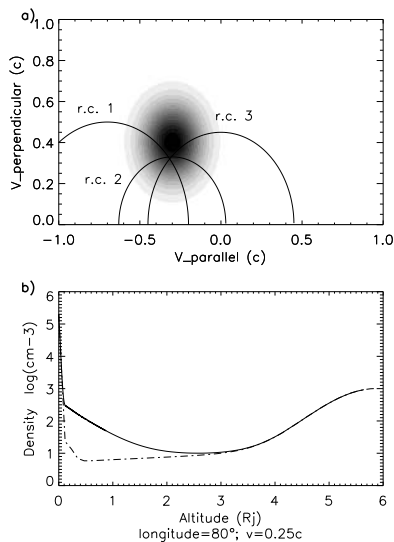
Figure (4-d) shows a simulation of the theoretical beaming angle function for the March 7 event. The dot-dashed curve shows the theoretical beaming angle function  $\Theta(f)$  for a "loss-cone like" beaming without any density effects ( $N = 1$ ). It shows an abrupt decrease of the beaming angle at high frequencies, consistent with the observations of *Queinnec and Zarka* [1998]; *Lecacheux et al.* [1998], but it is not consistent with the beaming angle function,  $\Theta(f)$  inferred from *Goldstein and Thieman* [1981] and our study (dot-dashed lines). We assume then the density profile shown by the continuous curve on figure (6-b). The result is shown on figure (4-d) by the continuous curve and is fully consistent with the observations (dashed curve). The density model is consistent with the model of *Su et al.* [2003] (dashed curve on Fig. (6-b)), but without auroral cavity and with a minor (0.1% in density) ionospheric hydrogen population with a temperature about 4 eV.

As we do not fit directly the data (but an empirical model fitted to the data), this model may be not representative of the density in the IFT. Further work should be done (with a direct fit of the data) to obtain a more realistic density profile.

The resonant particle energy is  $\sim 16$  keV in this model, in order to obtain a maximum beaming angle of  $70^\circ$ . Northern sources, whose maximum beaming angle is about  $80^\circ$ , involve particles with  $\sim 5$  keV, consistent with the measurements made by *Zarka et al.* [1996]; *Hess et al.* [2007b] for the millisecond Io-controlled bursts.

## 6. Conclusions

The purpose of this study was to model the decametric arcs observed by the Voyager 1 and 2 spacecraft by modifying the beaming angle function,  $\Theta(f)$ . To do this we



**Figure 6.** a) Example of a ring distribution unstable relative to CMI. This distribution is unstable relative to several resonance conditions. The resonance circle *r.c. 1* center is given by ( $v_0 = v/\cos \alpha$ ), the *r.c. 2* center by  $v_0 = v \cos \alpha$  and the *r.c. 3* center by  $v_0 = 0$ . b) Density profile along the emitting field line used to fit the data (Fig. 4-d). The altitude is given relative to jovian surface. The dashed line corresponds to the model of *Su et al.* [2003] and the continuous line to the model we use to fit the beaming angle. In our model, a minor specie with a temperature of  $\sim 4$  eV is added to fit the vertex frequency.

created a model which determined the magnetic field vector at each emission frequency and then calculated the angle between the emission point and the observer. A beaming angle function was then applied and adjusted until the modelled arcs matched the Voyager observations. We then looked at the four source regions separately and compared the results within each source region; for early and late arcs, Northern and Southern hemisphere emission, instantaneous Io flux tube and wake emission, and finally with past studies. The main results are as follows:

1. As the model shows no other emissions than the expected arcs, the jovian arc shape is due ONLY to the beaming angle of the emissions along a unique magnetic field line fixed in Io's reference frame.

2. The beaming angle function is not constant within each source region. While the shape of the arcs between events are similar,  $\Theta_{max}$  shifts. This seems to be a function of different active field lines as the Jovian field geometry is non-dipolar.

3. The beaming angle function varies with hemisphere. For the early sources, the angular range of the emission is narrower in the North ( $\sim 10^\circ$  for the B source versus  $\sim 35^\circ$  for the D). This may possibly correspond to different energies of the emitting particles.

4. Wake emission is necessary to model the secondary arcs of the B and A events. The beaming angle function,  $\Theta(f)$ , must change downstream of Io as the wake arcs span a smaller range in frequency and observer CML. Preliminary investigation implies a more constant beaming angle function for wake emission.

5. The functional form of  $\Theta(f)$  (Equation 1) derived in Goldstein and Thieman [1981] is satisfactory for modelling arcs in the Io-stationary reference frame (except at the frequencies near the Jovian surface), provided the maximum cone angle is allowed to vary. Although we were unable to reproduce the C arcs, reasonable results were attained for the A, B, and D source regions.

6. From the measurements we made and those of previous studies, we propose that the beaming angle function may be simply deduced from the CMI theory. It may depend only on the density profile and energy of the emitting electrons. Thus further modelling, using a theoretical profile of the beaming angle instead of an empirical one, may permit one to get an estimation of the electron energy and of its variations with longitude and hemisphere.

## References

Bigg, E. K., Influence of the Satellite Io on Jupiter's Decametric Emission, *Nature*, 203, 1008+, 1964.

Boischot, A., A. Lecacheux, M. L. Kaiser, M. D. Desch, J. K. Alexander, and J. W. Warwick, Radio Jupiter after Voyager - an overview of the planetary radio astronomy observations, *J. Geophys. Res.*, , 86, 8213-8226, 1981.

Burke, B. F., and K. L. Franklin, Observations of a Variable Radio Source Associated with the Planet Jupiter, *J. Geophys. Res.*, , 60, 213+, 1955.

Clarke, J. T., et al., Hubble Space Telescope imaging of Jupiter's UV aurora during the Galileo orbiter mission, *J. Geophys. Res.*, , 103, 20,217, 1998.

Connerney, J. E. P., M. H. Acuña, N. F. Ness, and T. Satoh, New models of Jupiter's magnetic field constrained by the Io flux tube footprint, *J. Geophys. Res.*, , 103, 11,929-11,940, doi:10.1029/97JA03726, 1998.

Delamere, P. A., F. Bagenal, R. Ergun, and Y.-J. Su, Momentum transfer between the Io plasma wake and Jupiter's ionosphere, *J. Geophys. Res. (Space Physics)*, 108(A6), 11-1, doi:10.1029/2002JA009530, 2003.

Ergun, R. E., C. W. Carlson, J. P. McFadden, G. T. Delory, R. J. Strangeway, and P. L. Pritchett, Electron-Cyclotron Maser Driven by Charged-Particle Acceleration from Magnetic Field-aligned Electric Fields, *Astrophys. J.*, , 538, 456-466, 2000.

Ergun, R. E., Y.-J. Su, L. Andersson, F. Bagenal, P. A. Delamere, R. L. Lysak, and R. J. Strangeway, S bursts and the Jupiter ionospheric Alfvén resonator, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 111(A10), 6212+, doi:10.1029/2005JA011253, 2006.

Goldreich, P., and D. Lynden-Bell, Io, a jovian unipolar inductor, *Astrophys. J.*, 156, 59-78, 1969.

Goldstein, M. L., and J. R. Thieman, The formation of arcs in the dynamic spectra of Jovian decameter bursts, *J. Geophys. Res.*, , 86, 8569-8578, 1981.

Hess, S., F. Mottez, and P. Zarka, Jovian S-bursts generation by Alfvén waves, *J. Geophys. Res.*, , in Press, 2007a.

Hess, S., P. Zarka, and F. Mottez, Io-Jupiter interaction, millisecond bursts and field-aligned potentials, *Planetary and Space Science*, 55, 89-99, doi:10.1016/j.pss.2006.05.016, 2007b.

Leblanc, Y., G. A. Dulk, and F. Bagenal, On Io's excitation and the origin of Jupiter's decametric radiation., *Astron. Astrophys.*, , 290, 660-673, 1994.

Lecacheux, A., M. Y. Boudjada, H. O. Rucker, J. L. Bougeret, R. Manning, and M. L. Kaiser, Jovian decameter emissions observed by the Wind/WAVES radioastronomy experiment, *Astron. Astrophys.*, , 329, 776-784, 1998.

Melrose, D. B., and G. A. Dulk, Electron-cyclotron masers as the source of certain solar and stellar radio bursts, *Astrophys. J.*, , 259, 844-858, doi:10.1086/160219, 1982.

Neubauer, F. M., Nonlinear standing Alfvén wave current system at Io - Theory, *J. Geophys. Res.*, 85(.14), 1171-1178, 1980.

Pritchett, P. L., R. J. Strangeway, R. E. Ergun, and C. W. Carlson, Generation and propagation of cyclotron maser emissions in the finite auroral kilometric radiation source cavity, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 107(A12), 13-1, doi:10.1029/2002JA009403, 2002.

Queinsec, J., and P. Zarka, Io-controlled decameter arcs and Io-Jupiter interaction, *J. Geophys. Res.*, , 103, 26,649-26,666, doi:10.1029/98JA02435, 1998.

Saur, J., A model of Io's local electric field for a combined Alfvénic and unipolar inductor far-field coupling, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 109(A18), 1210+, doi:10.1029/2002JA009354, 2004.

Saur, J., F. M. Neubauer, J. E. P. Connerney, P. Zarka, and M. G. Kivelson, *Plasma interaction of Io with its plasma torus*, pp. 537-560, Jupiter. The Planet, Satellites and Magnetosphere, 2004.

Su, Y.-J., R. E. Ergun, F. Bagenal, and P. A. Delamere, Io-related Jovian auroral arcs: Modeling parallel electric fields, *J. Geophys. Res.*, 108(A2), 15-1, doi:10.1029/2002JA009247, 2003.

Thomas, N., F. Bagenal, T. W. Hill, and J. K. Wilson, *The Io neutral clouds and plasma torus*, pp. 561-591, Jupiter. The Planet, Satellites and Magnetosphere, 2004.

Willes, A. J., D. B. Melrose, and P. A. Robinson, Elliptically polarized Jovian decametric radiation: an investigation of the electron cyclotron maser mechanism, *J. Geophys. Res.*, , 99, 21,203+, 1994.

Winglee, R. M., and G. A. Dulk, The electron-cyclotron maser instability as a source of plasma radiation, *Astrophys. J.*, , 307, 808-819, doi:10.1086/164467, 1986.

Wu, C. S., and L. C. Lee, A theory of the terrestrial kilometric radiation, *Astrophys. J.*, , 230, 621-626, doi:10.1086/157120, 1979.

Zarka, P., T. Farges, B. P. Ryabov, M. Abada-Simon, and L. Denis, A scenario for Jovian S-bursts, *Geophys. Res. Lett.*, 23, 125-128, doi:10.1029/95GL03780, 1996.

---

L.C. Ray, Laboratory for Atmospheric and Space Physics, University of Colorado, UCB392, Boulder, CO 80309-0392, USA. (lray@colorado.edu)



## C.5 Electric potential jumps in the Io Flux Tube





# Electric potential jumps in the Io-Jupiter Flux tube.

S. Hess<sup>a,b,\*</sup> P. Zarka<sup>b</sup> F. Mottez<sup>a</sup> V. B. Ryabov<sup>c</sup>

<sup>a</sup>*LUTH, Observatoire de Paris, CNRS, Université Paris Diderot ; 5 Place Jules Janssen, 92190 Meudon, France*

<sup>b</sup>*LESIA, Observatoire de Paris, CNRS, UPMC, Université Paris Diderot; 5 Place Jules Janssen, 92190 Meudon, France*

<sup>c</sup>*Complex Systems Department, Future University Hakodate, 116-2 Kamedanakano-cho, Hakodate-shi, Hokkaido 041-8655, Japan*

---

## Abstract

The Io Flux Tube (IFT) is a region of intense radio emissions in the decametric range of wavelengths. According to theory of the maser cyclotron instability, they are caused by a population of energetic electrons, and the frequency is close to the local electron gyrofrequency. Models of the jovian magnetic field give a correspondance between this frequency and the altitude of the radiating energetic electrons. The time of the emission is related to the longitude of the IFT. The relation between the time and the frequency of the emissions can therefore provide informations about the motion of the energetic electrons. We have analysed one hour and a half of continuous decametric emission recorded at the Karkhov radio-telescope in order to characterise the evolution of the energetic electrons on the IFT. We have found that their energy depends on the longitude of the IFT, and this can be related to the local latitude of the Io torus and the non axisymmetric structure of the Jovian magnetic field. We have found also that the electrons are accelerated in the direction parallel to the magnetic field by localized structures that correspond to a potential jump of a few hundreds of Volts. These structures are stable over several minutes, and they move upward (toward Io) with a velocity similar to the ion sound velocity. We expect that they are electric potential jumps (strong double layers), analogous to those observed in the vicinity of the Earth in the auroral zones.

*Key words:* Jupiter-Io interaction; S-bursts; Radio emissions; Electrons acceleration; Potential drops

---

## 1 Introduction

The Io's orbit around Jupiter is surrounded by a dense plasma torus (Bagenal, 1994; Moncuquet et al., 2002) which is in corotation with

the planet magnetic field. Thus the Io plasma torus moves relative to Io and generates an intense corotational electric field (Goldreich and Lynden-Bell, 1969; Saur et al., 2004) and a magnetic field perturbation (Delamere et al., 2003) which leads to the propagation of Alfvén waves carrying electric currents along the Io's flux tube (IFT) (Neubauer, 1980; Saur, 2004). These Alfvén waves can resonate in the IFT, and the resonant cavity can select a few privileged resonance frequencies (Su et al., 2006).

---

\* Observatoire de Paris - LUTH/ CNRS, 5 Place J. Janssen, 92195 Meudon Cedex, France

*Email address:* `sebastien.hess@obspm.fr` (S. Hess).

This interaction between Jupiter and its moon leads to electron acceleration in the IFT. The electron population acquires thus distributions unstable relative to the Cyclotron-Maser Instability and generates radio emissions (Wu and Lee, 1979; Wu, 1985). The duration and the structure of the emissions can depend on the acceleration process. Long duration arcs (Queindec and Zarka, 1998) can be associated to the input of energy due to the income of hot plasma originating in the close environment of Io (Hess et al., 2007c). Short timescale bursts can be associated to the propagation of energetic electron (Ellis, 1965) along the IFT, and their bursty and quasi-periodic time dependence can be a consequence of the electron acceleration by the resonant Alfvén waves (Hess et al., 2007b). This paper will focus on the informations about the local plasma parameters carried by the latter short (S-) or millisecond bursts (shown on Fig. 1).

The S-bursts are intense, discreet (often quasi-periodic) bursts emitted in the decameter radio range, which correspond to emissions near the local electron cyclotron frequencies  $f_{ce}$  in the vicinity of the planet (i.e. the emission frequency  $f$  is proportionnal to the magnetic flux  $B$ ). One of the main characteristics of these bursts (which will be exploited in this paper) is that they present a negative drift in the time-frequency plane. Since the emission frequency  $f$  is proportional to the magnetic flux  $B$  (which decreases with the distance from Jupiter) the electrons responsible of the emission move away from Jupiter. Assuming some properties described hereafter (proposed by Ellis (1965) and verified by Zarka et al. (1996) and Hess et al. (2007a)), and measuring the drift rate, we can deduce the electron velocity parallel to the magnetic field lines, the total energy and the pitch angle of the emitting electrons along the IFT.

Hess et al. (2007a) used these properties to perform a statistical study of the accelerated electron energy (found to be  $\sim 4$  keV) and reveal acceleration structures consistent with electric potential drops (with a mean amplitude of  $\sim 1$  keV). Since the records of their data were spread over one year, the authors obtained statistical values which did not show precisely the evolution of the energy and acceleration during a S-burst storm.

In this paper we characterize this evolution of the acceleration structures using high resolu-

tion data covering a whole S-burst storm. In section 2 the adiabatic model which describes the millisecond burst frequency drift is exposed. In section 3 we present the data and in section 4 the method used to derive the electron energy (as a function of altitude) from the data. Section 5 presents some global results. The time/longitude evolution of the electron energy is detailed in section 6, the amplitude and motion of the acceleration structures is studied in section 7.

## 2 Adiabatic model

The adiabatic model was proposed as an explanation of the generally negative drift rates of the S-bursts in the time-frequency plane (Ellis, 1965). In this model the emission is due to electrons reflected by magnetic mirror effect (at a local cyclotron frequency called the mirror frequency  $f_{mirror}$ ) and emitting along the

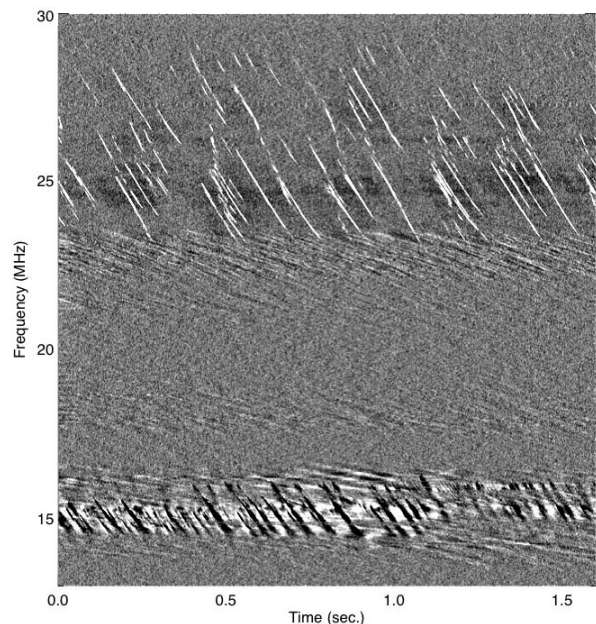


Fig. 1. Dynamic spectrum recorded at the UTR-2 telescope on march,13th 2005. The S-bursts are the intense drifting structures at high frequency. The nature of the dark (below the background) structure at low frequency is still unknown. Other drifting structures are not considered in this paper.

field line at the local cyclotron frequency  $f_{ce}$ . The drift rate  $\frac{df}{dt}$  of the S-bursts in the time-frequency frame can be extracted from the experimental dynamic spectra and is connected to the motion of the emitting electrons by :

$$\frac{df}{dt} = \frac{df_{ce}}{ds} \frac{ds}{dt} = \frac{df_{ce}}{ds} v_{\parallel}(f_{ce}). \quad (1)$$

Where  $v_{\parallel}$  is the radio source (i.e. the emitting electrons) parallel velocity, chosen to be positive for up-going electrons. The derivative  $\frac{df_{ce}}{ds}$  is directly deduced from the jovian magnetic field model and  $v_{\parallel}(f_{ce})$  is deduced from equation (1). The adiabatic motion of the emitting electrons without acceleration by parallel electric fields is the baseline model proposed by El-

lis (1965), it consists in the conservation of the magnetic moment  $\mu$  and the kinetic energy  $K$ . The magnetic moment and the electron velocities are given by:

$$\mu = v_{\perp}^2(f_{ce})/f_{ce} = v^2/f_{mirror} \quad (2)$$

$$v_{\perp}^2 = \mu f_{ce} \quad (3)$$

$$v_{\parallel}^2 = v^2 - \mu f_{ce}. \quad (4)$$

where  $v$  is the electrons velocity. The kinetic energy  $K \propto v^2$  and magnetic moment  $\mu$  of the emitting electrons are the two parameters characterizing the adiabatic motion and they can be deduced from the drift rate measurements by a linear fit:

$$v^2 - \mu f_{ce} = \left(\frac{df}{dt} / \frac{df_{ce}}{ds}\right)^2 \quad (5)$$

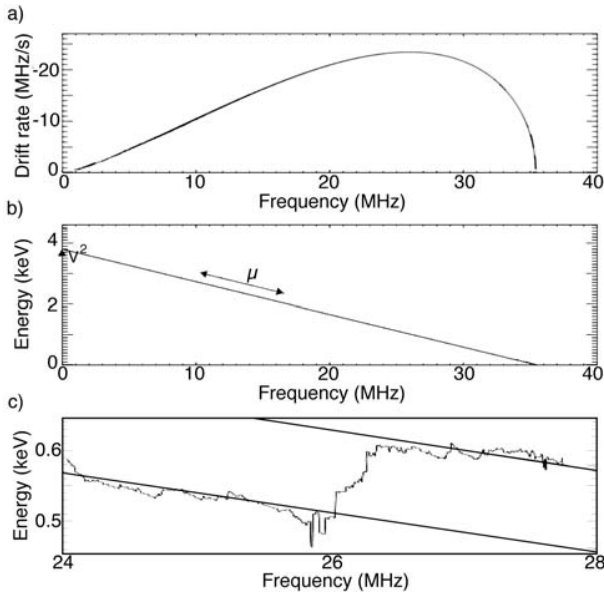


Fig. 2. a) Drift rate as a function of frequency in the adiabatic model. The continuous line stands for  $K = 3.8$  keV and  $\mu = 107$  eV/MHz. b) Parallel kinetic energy  $K_{\parallel}(f)$  deduced from the adiabatic model. The parameters are the same as above: the parallel energy at  $f = 0$  MHz is the total energy and the slope is given by the magnetic moment. c) Parallel kinetic energy  $K_{\parallel}$  measured in our data at the time  $t = 5350$ sec. It shows two adiabatic segments (24MHz-26 MHz and 26 MHz-28MHz) with the same magnetic moment  $\mu$  (same slope) separated by a purely parallel acceleration region.

Figure 2-a shows an example of a theoretical drift rate versus frequency as given by the adiabatic model and Fig. 2-b the corresponding parallel kinetic energy  $K_{\parallel} \propto v_{\parallel}^2$ .

As in Hess et al. (2007a), we observe the presence of localized acceleration regions where the parameter  $v_{\parallel}^2$  evolves abruptly in a narrow region of the IFT. In other words, the parallel energy deduced from measurements presents linear decreases in some frequency ranges separated by acceleration ranges. It is thus possible to fit the linear ranges by line segments ("adiabatic segments"). Figure 2-c shows an example of two adiabatic segments separated by an acceleration region. It corresponds to the parallel kinetic energy  $K_{\parallel}$  measured in our data at the time  $t = 5350$  sec (UT).

### 3 Observations

The observations consist in 230 dynamic spectra recorded at the Kharkov UTR-2 radiotelescope during the S-burst storm on march 13th 2005, with a resolution of 0.8 ms in time and 8 kHz in frequency. The duration of each dynamic spectrum is 6.2 seconds and the records are done every 15 seconds. The time scale of the energy and magnetic moment variations

is longer than a tens of second (Hess et al., 2007a), therefore we neglect the variation of the drift rate over a dynamic spectrum record. We get a measure of the drift rate versus frequency each 15 seconds, which is sufficient to observe the evolution of the electron characteristics.

On the dynamic spectrum shown in Fig. 1, the bright drifting structures in the range 22-30 MHz are S-bursts.

The origin of the dark drifting structures (intensity smaller than the background on the Fig. 1) are not yet explained, they seem to have the same drift than the S-bursts and approximately the same periodicity.

The other faint drifting features have a drift rate of  $\sim 3$  MHz/sec at every frequency and at every time. They do not have the same drift as the S-bursts and do not enter in the scope of this paper.

## 4 Method

We want to make the transformation from the dynamic spectra (Fig. 1) to the fit of the electron energy with adiabatic segments (Fig. 2-c) automatically, in order to process systematically the whole data described in section 3. We have to

- (1) measure the drift rate of the S-bursts  $\frac{df}{dt}$  (this is made in section 4.1 and Fig. 3-a)
- (2) using a magnetic field model, get the energy  $K_{\parallel}$  of the electrons parallel to the magnetic field lines (section 4.2 and Fig. 3-b)
- (3) assuming the adiabatic model, obtain the electron kinetic energy  $K$  by fitting their parallel kinetic energy versus frequency  $K_{\parallel}(f)$  with linear segments, possibly separated by acceleration events.

### 4.1 Measurement of the frequency drifts

The drift rate is computed by applying a windowed radon transform on the dynamic spectra. The radon transform of an image returns

an integrated intensity  $I(\theta)$  versus the angle  $\theta$  in the time-frequency plane. Thus the Radon transform of a dynamic spectrum gives us the

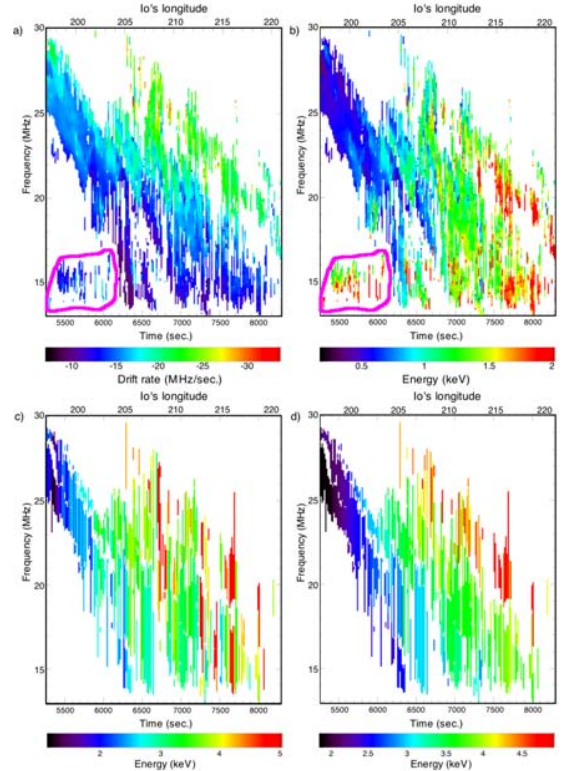


Fig. 3. a) Drift rate versus frequency (dependent on the altitude) and time (or longitude) measured from the data by a windowed Radon transform. The time is given in seconds, started from 0.00 UT. The measurements surrounded by the pink line corresponds to the dark (intensity below the background) drifting structures showed on figure 1. b) Parallel kinetic energy versus frequency and time derived from the adiabatic model. The parallel kinetic energy decreases with frequency in the adiabatic model, thus any increase of  $K_{\parallel}$  corresponds to an acceleration phase. On a time scale of  $\sim 1000$ s, the energy is seen to increase. c) Energy of the electron as obtained from the adiabatic segments fitting. A secular ( $\tau \sim 1000$ s) increase over time of the energy is shown, although abnormally high energies are seen at some times. d) Energy of the electron as obtained from the adiabatic segments fitting with smoothed magnetic moment  $\mu$ . The increase of the energy over time and toward high frequency is evidenced.

integrated intensity of the features versus their slope (Dumez-Viou et al., 2005). We compute it on a window sliding along the frequency dimension and measure the drift rate of the features as a function of frequency. The intensity is maximum for an angle corresponding to the slope of the drifting features on the dynamic spectrum and is minimum for angles corresponding to the direction perpendicular to it. Thus we compute the "contrast" versus angle  $C(\theta)$  by:

$$C(\theta) = I(\theta)/I(\theta + 90^\circ) - 1 \quad (6)$$

The maximum of the function corresponds to the slope of the drifting structures. If there is no drifting features we obtain  $C(\theta) = 0$  for every angle  $\theta$ . We set a threshold for the maximal value of  $C(\theta)$  above which we consider that a drifting structure is present and its slope measured. As the noise level is 0.2, we set the threshold value to 0.3.

The weak drifting structures, with constant and small drift rate, appearing in the dynamic spectra (Fig. 1) are not related to the S-bursts. Since they present a drift rate lower than 5 MHz/sec, whereas the S-bursts have a drift rate higher than 10 MHz/sec, we eliminate the measure for which the drift rate is less than 6 MHz/sec. The dark (below the background) drifting structures appearing at low frequency on Fig. 1 have drift rates in the range of the S-bursts drift rates and cannot be eliminated. Figure 3-a shows the drift rate measurements on our data. The surrounded part corresponds to the dark (intensity below background) drifting structures appearing in Fig. 1.

#### 4.2 Measurement of the parallel kinetic energy

The parallel kinetic energy  $K_{//}$  is obtained from the drift rate through Eq. 4. The VIT4 magnetic field model (Connerney, private communication) is necessary to compute the gradient of the electron cyclotron frequency along the magnetic field lines ( $\partial f_{ce}/\partial s$ ). The VIT4 model is obtained from the fitting of the position of the galilean satellites footprint

and normalized by the Voyager measurements. This is at the present time the most accurate description of the magnetic field lines connecting Io to Jupiter.

In order to compute the gradient of the magnetic field along the emitting field line, it is necessary to estimate the longitude difference between the "active" field line and the Io's field line. In UV the lead/lag angle has been determined to be near  $0^\circ$  in the longitude range considered here (Clarke et al., 1998; Prangé et al., 1998). In radio frequency range, Queinsec and Zarka (1998) found a lead angle about  $20^\circ$  for the Io-controlled jovian arcs. As this angle does not change strongly our results we take here a null lead/lag angle, but this angle determination will have to be estimated in further work in order to increase accuracy. Figure 3-b shows the parallel kinetic energy determined from the drift rate measurements. The surrounded region is discussed in section 5.

#### 4.3 Detection of the adiabatic segments

The parameters defining the adiabatic motion of the emitting electrons (energy  $K$  and magnetic moment  $\mu$ ) are not necessarily uniform over the whole range of observed altitudes, thus the linear relation between the parallel kinetic energy and the frequency can be matched in several frequency intervals separated by narrow acceleration intervals. In order to measure the energy and the magnetic moment of the emitting electrons we have to fit the adiabatic ranges by line segments.

For all frequency ranges (for all couple of minimum and maximum frequencies ( $f_{min}, f_{max}$ ) with  $f_{max} - f_{min} > 1.5$  MHz) we fit a segment by :

$$v_{seg, //}^2 = Median(v_{mes, //}^2 + \mu f_{ce}) - \mu f_{ce} \quad (7)$$

where  $v_{mes, //}$  is the measured parallel velocity and  $v_{seg, //}$  the fitted parallel velocity. We choose the median rather than the mean value because it is less sensitive to extremal values. The segment is fitted by minimization of a co-

efficient  $\Xi$

$$\Xi = \frac{\sigma_K}{\langle K_{//} \rangle c_{cor}} \quad (8)$$

where  $\sigma_K$  is the standard deviation (in term of kinetic energy) between the measurements and the fit,  $\langle K_{//} \rangle$  the mean parallel energy on the whole bandwidth (13 MHz - 30 MHz) and  $c_{cor}$  the correlation coefficient between the measurements and the segment. This method permits to get, for each possible frequency range, the segment which minimizes the standard deviation with the data and maximizes the correlation with it. The segments which do not correspond to  $\Xi < 0.2$  and  $c_{cor} > 0.7$  are eliminated because they are not considered as good fits of the data.

A combination of the segments obtained this way is used to fit the whole bandwidth measurements. The selected segments are chosen to not overlap and to minimize  $\Xi/N$ , with  $N$  the frequency interval associated to the segment. (It permits to remove a bias which advantage the short segments which are easier fitted).

#### 4.4 Detection of the parallel acceleration structures

The presence of several adiabatic segments in the same record shows the presence of acceleration ranges. If the variation of the magnetic moment between two consecutive segments does not exceed 50%, the acceleration is considered mostly parallel. In our data, all the acceleration events deduced from the presence of several adiabatic segments match this criterion. Thus we consider that the acceleration are in the parallel direction, and that the magnetic moments of the two segments are equal.

Therefore, we fit (minimization of the  $\Xi$  coefficient) both adiabatic segments and the acceleration event (if any) with a shape composed of two parallel segments (corresponding to the adiabatic segments) connected by a third straight line (the acceleration event). The fit must satisfy the same conditions as the individual segments ( $\Xi < 0.2$  and  $c_{cor} > 0.7$ )

The method of detection of the adiabatic segments requires that the adiabatic segments have an stretch in frequency larger than 1.5 MHz. If an acceleration occurs near the highest or lowest emission frequency the adiabatic segment located above (in frequency) or below may not be detected. To detect these accelerations we try systematically to fit an energy drop on the borders of the emissions region. We do it the same way as for the drop between two detected segments. We consider that an energy drop is present if the fitted shape matches the conditions  $\Xi < 0.2$  and  $c_{cor} > 0.7$  and if the segments cover a frequency range of 0.5 MHz at least.

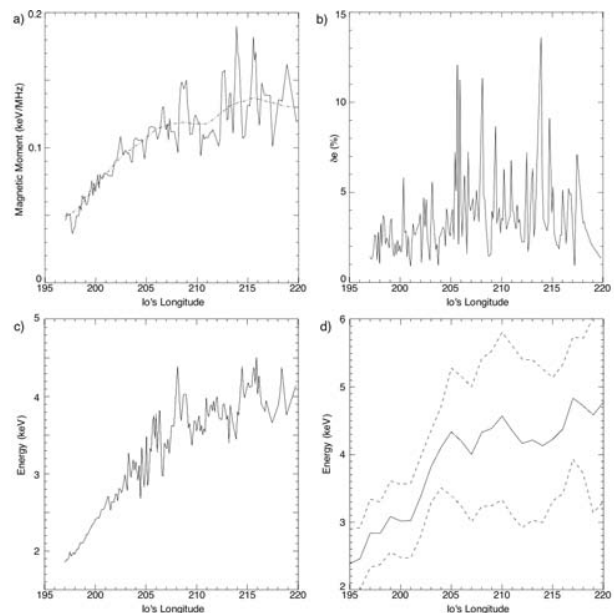


Fig. 4. a) Magnetic moment of the emitting electrons fitted (full line) and smoothed (dot-dashed line). b) Error on the fit of energy in percent (fit without smoothed magnetic moment). c) Mean energy of the electrons as a function of longitude, obtained from the adiabatic segments fitting with a smoothed magnetic moment. The emitting electron energy increases over longitude. d) Mean energy as a function of longitude measured from the data of Hess et al. (2007a). The dashed lines represent the standard deviation. The latter data was recorded over one year and give a statistical evolution of the energy which is comparable to the evolution seen over one whole S-burst storm.

## 5 Results

### 5.1 Magnetic moment and noise

Figure 3-c shows the result of the detection of the adiabatic segments as a dynamic spectrum of the total kinetic energy  $K$ . Most of the adiabatic segments corresponds to energy comprised between 2 keV and 4.5 keV but at some times the energy increases to  $\sim 5$  keV or decreases to  $\sim 1$  keV.

In the present data all the accelerations were found to be parallel, thus to a given time/longitude corresponds only one value of the magnetic moment  $\mu$ . Figure 4-a shows the evolution of the magnetic moment relative to time. This evolution will be discussed in the next section, but it appears to be relatively smooth, except some peaks corresponding to the times at which the Fig. 3-c shows the extremal values of the energy. We assume that these peaks are only due to the noise in the data. Then we smooth the evolution of the magnetic moment  $\mu$  and we recompute the energy with these new values of  $\mu$ . The smoothed values of the magnetic moment  $\mu$  are shown by the dashed curve on Fig. 4-a.

Figure 3-d shows the dynamic spectrum of the total kinetic energy assuming a smoothed evolution of the magnetic moment. It shows an energy evolution versus time and frequency which will be discussed in the next section. Hereafter we will consider only the results with the smoothed magnetic moment evolution.

### 5.2 Accuracy

Figure 4-b presents the error on the energy determination  $\delta_e$  of the fit without magnetic moment smoothing versus time:

$$\delta_e(t) = \sigma_K(t) / \langle K \rangle (t) \quad (9)$$

where  $\sigma_K(t)$  is the standard deviation of the energy and  $\langle K \rangle (t)$  is the averaged total kinetic energy at time  $t$ . The mean value of the

error is 3.2% both for  $\mu$ -smoothed and non-smoothed fits. It corresponds to a mean error of 100 eV on the whole longitude range, but only to 50 eV in the first  $10^\circ$  range of longitude. This accuracy permits to detect weak acceleration ranges.

The accuracy on the acceleration amplitude vary from few tens of eV (when low and high frequency adiabatic segments are fitted) to few hundreds of eV (when the acceleration is seen on the border of the emission range).

### 5.3 Below background drifting structures

The drifting structures appearing with intensity below the background on Fig. 1 have drift rates  $\frac{df_{ds}}{dt}$  consistent with those of the S-bursts (surrounded region on the Fig. 3-a). Since their drift rate measurements are too noisy, no adiabatic segments fit them. Nevertheless, if we assume that they are generated by electrons in adiabatic motion (with a magnetic moment equal to those of the S-burst emitting electron) they correspond to electron kinetic energies

$$\langle K_{ds} \rangle \propto \left( \frac{df_{ds}}{dt} / \frac{df_{ce}}{ds} \right)^2 + \mu f_{ce}. \quad (10)$$

The energies obtained this way are consistent with the energies of the S-burst-emitting electrons, with a mean error of 10%. Moreover less noisy ranges of the parallel kinetic energy measurements (basically those appearing in green in the surrounded region of Fig. 3-b) are well fitted by the adiabatic segments (fitted on the S-burst parallel kinetic energy). It suggests a possible common origin between the S-bursts and these structures, which remains to be investigated.

## 6 Longitude dependence of the electron energy

Figure 3-d shows the dynamic spectrum of the total kinetic energy. The mean energy of the electrons is found to be 3.2 keV which is consistent with the results of Zarka et al. (1996) and Hess et al. (2007a).

The energy of the emitting electrons increases in the high frequencies. This is due to the fact that all the acceleration regions detected in our data are seen to accelerate the electron toward Jupiter (where  $\omega \sim \omega_{ce}$  is higher). This property was already seen by Hess et al. (2007a).

Fig. 3-d shows that the energy is also increasing with time. But the time of emission can be translated into the longitude of the emitting flux tube. Is this a temporal or a longitudinal phenomenon? Figure 4-c shows the evolution of the emitting electron energy averaged at each time/longitude. We can see a strong and continuous increase of the electron energy between the Io's longitude 197° and 210°. This evolution could be purely conjunctural, but Fig. 4-d, where the statistical evolution of the energy from the data of Hess et al. (2007a) is displayed, shows a comparable evolution with the same order of magnitude. Thus this increase of energy can be the consequence of the dependence in longitude of the acceleration process.

Since all the parameters controlling the emission of decameter radio waves are still not known, we may not be able to interpret correctly the increase of energy. Nevertheless, the

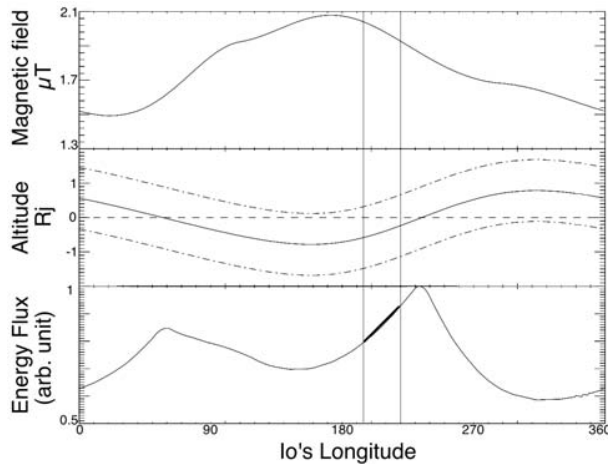


Fig. 5. The magnetic field at Io, the altitude of the centrifugal equator relative to the equatorial plane and the energy flux injected in the IFT versus longitude given by Eq. 11. The two vertical lines delimit the observed range of longitude. The injected energy flux increases in the observed range (bold line).

energy flux  $\Phi_K$  injected in the IFT can be estimated using the VIT4 magnetic model and with a simple model of the torus (with a torus height-scale of  $0.9 R_J$ ). The energy flux  $\Phi_K$  is derived from the convective electric field  $E_{conv}$  generated by the Io's velocity  $V_{Io}$  relative to the torus and by the Alfvén conductance  $\Sigma_A$  (Neubauer, 1980; Goertz, 1983):

$$\Phi_K \propto E_{conv}^2 \Sigma_A \sim V_{Io}^2 B_{Io} \sqrt{\frac{\rho_{Io}}{\mu_0}} \quad (11)$$

$$\rho_{Io} \propto \exp - \frac{\text{altitude}}{\text{height-scale}} \quad (12)$$

where  $B_{Io}$  and  $\rho_{Io}$  are the magnetic field and plasma density at Io. Figure 5 shows the evolution of the magnetic field  $B_{Io}$ , of the position of Io in its torus and of the energy flux injected in the IFT. It shows an increase of the energy flux along the range of longitude considered in this study, consistent with the increase of the energy of the emitting electrons.

## 7 Amplitude and motion of the acceleration structures

Figure 6-a shows the positions of the detected acceleration regions in the time-frequency plane. We detected 199 acceleration regions, 70 are detected between two adiabatic segments and have the characteristics of electric

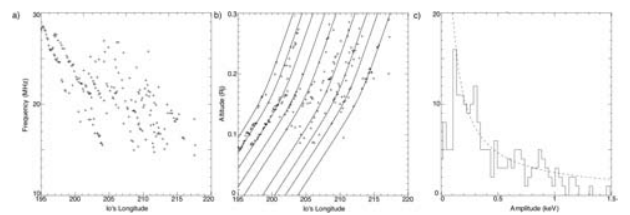


Fig. 6. a) Position of the acceleration features (potential drops) versus longitude and frequency. The potential drop appears as drifting structures. b) Position of the potential drops versus time and altitude (above the jovian ionosphere). The continuous lines show the fits of the drifting structures. c) Distribution of the jumps of energy associated to the acceleration structures. The dashed line is a fit by a scaling law  $f(\Delta E) = \Delta E^{-1}$ .



potential drops. The 129 others are accelerations detected on the borders of the emission domain (cf. section 4.4). The latter's amplitudes may be slightly less accurately defined. Nevertheless we perform a statistical study of the distribution of the accelerations in amplitude (Fig. 6-c).

We find a mean jump of energy  $\langle K \rangle \sim 0.35$  keV, far less than the 0.9 keV found by Hess et al. (2007a). This is due to the better signal to noise ratio of our measurements, which permits to detect acceleration features with an amplitude of few tens of eV (few hundreds of eV for Hess et al. (2007a)). The distribution of the jumps of energy  $f(\Delta E)$  seems to decrease with increasing amplitude  $\Delta E$ , with a scaling law ( $f(\Delta E) = \Delta E^{-1}$ ) appearing as a dashed curve on Fig. 6-c. The low number of acceleration events with an amplitude smaller than 100 eV is due to the limitation of our detection method and to the noise on the data.

The position distribution of the acceleration regions in the time-frequency plane shows drifting structures with a negative drift rate. It means that the acceleration features move along the IFT away from Jupiter. In order to measure their velocity we use the magnetic model to compute their positions in the time-altitude plane (Fig. 6-b). The continuous lines on the figure shows the fits of the structures. They seem to occur with a quasi-period of about 200 seconds.

The velocity of the acceleration structures below an altitude of 0.2 jovian radius is about 5 km/s and 17 km/s above, far slower than the Alfvén velocity ( $\sim c$ ) or the emitting electron velocity ( $\sim 0.1 c$ ), but it can have the same order as the plasma sound velocity  $c_s = T_e + 3T_i/m_i$ . The measured acceleration structure velocity corresponds to the sound velocity of a plasma with an ion and electron temperature of 0.14 eV below 0.2 jovian radius and an electron temperature of 1.5 eV above, which is consistent with the estimation of the plasma temperature in the jovian auroral region (Grodent and Gérard, 2001; Bougher et al., 2005).

## 8 Conclusion

The observation of the Io-controlled millisecond bursts permits to probe the energetic electrons in the IFT near the jovian auroral region.

We found a dependence of the electron energy relative to the longitude, that maybe connected to the non axisymmetric structure of the Jovian magnetic field and the inclination of the Io plasma torus. The energy of the electrons is correlated with the electric energy flux derived by (Neubauer, 1980; Goertz, 1983) in their model of IFT unipolar inductor.

We found also the existence of acceleration structures, at any time/longitude. These structures accelerate the electrons in the direction parallel to the magnetic field (the electron magnetic moment is unchanged) and they are probably associated to parallel electric fields. They correspond to electric potential drops of a few hundreds of Volts. Such structures were already seen (Hess et al., 2007a) in data recorded at the Nançay decametric radio-telescope. But in this previous study, the available data was segmented, and did not allow for the study of their duration and velocity. The data obtained in Kharkov and analysed in the present paper allows us to conclude that the acceleration structures can remain for about ten minutes, and that they move along the magnetic field with an upward velocity (relatively to Jupiter) that is of the same order of magnitude as the ion sound velocity.

Their long duration time imply that they can be modeled as stationary structures. As the acceleration structures are seen purely parallel, localized and have an amplitude much larger than the plasma temperature, their behavior is consistent with those of the strong double layers (electric potential drops) (Block, 1978, 1988).

Many models describe the strong potential drops with a velocity about the ion sound velocity. They invoke ion acoustic waves (Cattell et al., 1998; Singh et al., 2005), ion holes (Singh et al., 2005) or solitons (Das et al., 1998) as potential drop generation mechanisms. They have been seen in the terrestrial auroral region (Gorney et al., 1985; Bruning et al., 1990;

Mäkelä et al., 1998) and have been modeled (Ergun et al., 2002a; Main et al., 2006; Ergun et al., 2002b), showing a drift at the sound speed of the plasma.

We can expect more analogies between the acceleration structures inferred from the present analysis and the strong double layer observed in the Earth auroral zone. Of course, the process of injection of energy is different : in the case of the Earth, it is related to the interaction of the auroral zone with substorm phenomenon happening farther in the magnetospheric tail, while in the case of the IFT, it is related to the motion of Io in the plasma torus. But, in the two cases, the acceleration structures are observed close to the planet (1000-10000 km in the case of the Earth, and about 6000-20000 km for Jupiter), and far from the region from where the energy is injected. The connexion between the acceleration region and the region of injection of energy is made through a forced current (that can be stationary or associated to Alfvén waves).

We should notice that in the case of the Earth, the maser cyclotron instability triggers radio emissions that are below the ionospheric cut-off, and the waves (the Auroral Kilometric Radiation, or AKR) could only be observed onboard spacecrafts. These radiations were discovered in the space era, and are investigated through in-situ measurement, as are the strong double layers.

In the case of Jupiter, the radio emissions resulting from the maser cyclotron instability can be (partly) observed from the ground, and are used as a tool for remote sensing of other structures, such are the acceleration structures presented in this paper, that have not yet been measured in-situ.

Are there such acceleration structures present at higher altitudes above Jupiter ? We cannot answer this question with the use of data measured on Earth, because beyond 25 000 km, the local gyrofrequency is of the order of 5 MHz, and waves at such a frequency are below the Earth ionospheric cut-off. The only chance to make such an analysis is to use data measured onboard a satellite. But nowadays, the sampling rate of the data from spacecrafts do not allow to resolve the millisecond bursts.

With probes exploring the Jupiter auroral zones, such as JUNO, the region of emission of the decametric radiation will be explored, and in-situ measurement will confirm, or not, the existence of the acceleration structures inferred in the present paper.

## References

- Bagenal, F., Jun. 1994. Empirical model of the Io plasma torus: Voyager measurements. *J. Geophys. Res.* 99, 11043–11062.
- Block, L. P., May 1978. A double layer review. *Astrophys. Space Sci.* 55, 59–83.
- Block, L. P., May 1988. Acceleration of auroral particles by magnetic-field aligned electric fields. *Astrophys. Space Sci.* 144, 135–147.
- Bougher, S. W., Waite, J. H., Majeed, T., Gladstone, G. R., Apr. 2005. Jupiter Thermospheric General Circulation Model (JT-GCM): Global structure and dynamics driven by auroral and Joule heating. *J. Geophys. Res. (Planets)* 110 (E9), 4008–+.
- Bruning, K., Block, L. P., Marklund, G. T., Eliasson, L., Pottellette, R., May 1990. Viking observations above a postnoon aurora. *J. Geophys. Res.* 95 (14), 6039–6049.
- Cattell, C., Wygant, J., Dombeck, J., Mozer, F. S., Temerin, M., Russell, C. T., 1998. Observations of large amplitude parallel electric field wave packets at the plasma sheet boundary. *Geophys. Res. Lett.* 25, 857–860.
- Clarke, J. T., Ben Jaffel, L., Gérard, J.-C., Sep. 1998. Hubble Space Telescope imaging of Jupiter’s UV aurora during the Galileo orbiter mission. *J. Geophys. Res.* 103, 20217–20236.
- Das, G. C., Tagare, S. G., Sarma, J., Apr. 1998. Quasipotential analysis for ion-acoustic solitary waves and double layers in plasmas. *Planetary and Space Science* 46, 417–424.
- Delamere, P. A., Bagenal, F., Ergun, R., Su, Y.-J., Jun. 2003. Momentum transfer between the Io plasma wake and Jupiter’s ionosphere. *J. Geophys. Res. (Space Physics)* 108 (A6), 11–1.
- Dumez-Viou, C., Ravier, P., Zarka, P., Aug. 2005. Real time detection of natural brief events in a corrupted environment. *Proc. of the XXVIIIth general assembly of the International Union of Radio Science.*

- Ellis, G. R. A., 1965. The decametric radio emission of Jupiter. *Radio Sci.* 69D, 1513–1530.
- Ergun, R. E., Andersson, L., Main, D., Su, Y.-J., Newman, D. L., Goldman, M. V., Carlson, C. W., McFadden, J. P., Mozer, F. S., Sep. 2002b. Parallel electric fields in the upward current region of the aurora: Numerical solutions. *Physics of Plasmas* 9, 3695–3704.
- Ergun, R. E., Andersson, L., Main, D. S., Su, Y.-J., Carlson, C. W., McFadden, J. P., Mozer, F. S., Sep. 2002a. Parallel electric fields in the upward current region of the aurora: Indirect and direct observations. *Physics of Plasmas* 9, 3685–3694.
- Goertz, C. K., 1983. The Io-control of Jupiter's decametric radiation - The Alfvén wave model. *Advances in Space Research* 3, 59–70.
- Goldreich, P., Lynden-Bell, D., Apr. 1969. Io, a jovian unipolar inductor. *Astrophys. J.* 156, 59–78.
- Gorney, D. J., Chiu, Y. T., Croley, D. R., May 1985. Trapping of ion conics by downward parallel electric fields. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 90 (9), 4205–4210.
- Grodent, D., Gérard, J.-C., Jul. 2001. A self-consistent model of the Jovian auroral thermal structure. *J. Geophys. Res.* 106, 12933–12952.
- Hess, S., Mottez, F., Zarka, P., Nov. 2007b. Jovian S-bursts generation by Alfvén waves. *J. Geophys. Res.* 112, A11212.
- Hess, S., Mottez, F., Zarka, P., 2007c. Generation of the jovian radio decametric arcs from the Io Flux Tube. *J. Geophys. Res.* in press.
- Hess, S., Zarka, P., Mottez, F., Jan. 2007a. Io-Jupiter interaction, millisecond bursts and field-aligned potentials. *Planetary and Space Science* 55, 89–99.
- Mäkelä, J. S., Mälkki, A., Koskinen, H., Boehm, M., Holback, B., Eliasson, L., May 1998. Observations of mesoscale auroral plasma cavity crossings with the Freja satellite. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 103 (12), 9391–9404.
- Main, D. S., Newman, D. L., Ergun, R. E., Nov. 2006. Double Layers and Ion Phase-Space Holes in the Auroral Upward-Current Region. *Physical Review Letters* 97 (18), 185001–+.
- Moncuquet, M., Bagenal, F., Meyer-Vernet, N., Sep. 2002. Latitudinal structure of outer Io plasma torus. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 107 (A9), 24–1.
- Neubauer, F. M., Mar. 1980. Nonlinear standing Alfvén wave current system at Io - Theory. *J. Geophys. Res.* 85 (.14), 1171–1178.
- Prangé, R., Rego, D., Pallier, L., Connerney, J., Zarka, P., Queinnec, J., Sep. 1998. Detailed study of FUV Jovian auroral features with the post-COSTAR HST faint object camera. *J. Geophys. Res.* 103, 20195–20216.
- Queinnec, J., Zarka, P., Nov. 1998. Io-controlled decameter arcs and Io-Jupiter interaction. *J. Geophys. Res.* 103 (.12), 26649–26666.
- Saur, J., Jan. 2004. A model of Io's local electric field for a combined Alfvénic and unipolar inductor far-field coupling. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 109 (A18), 1210–+.
- Saur, J., Neubauer, F. M., Connerney, J. E. P., Zarka, P., Kivelson, M. G., 2004. Plasma interaction of Io with its plasma torus. *Jupiter. The Planet, Satellites and Magnetosphere*, pp. 537–560.
- Singh, N., Deverapalli, C., Khazanov, I., Puthumbakum, N., Rajagiri, A., May 2005. Parallel electric fields in a diverging flux tube with upward current: Nature of quasi-static fields. *J. Geophys. Res. (Space Physics)* 110 (A9), 5205–+.
- Su, Y.-J., Jones, S. T., Ergun, R. E., Bagenal, F., Parker, S. E., Delamere, P. A., Lysak, R. L., Jun. 2006. Io-Jupiter interaction: Alfvén wave propagation and ionospheric Alfvén resonator. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 111, 6211–+.
- Wu, C. S., Aug. 1985. Kinetic cyclotron and synchrotron maser instabilities - Radio emission processes by direct amplification of radiation. *Space Science Reviews* 41, 215–298.
- Wu, C. S., Lee, L. C., Jun. 1979. A theory of the terrestrial kilometric radiation. *Astrophys. J.* 230, 621–626.
- Zarka, P., Farges, T., Ryabov, B. P., Abada-Simon, M., Denis, L., 1996. A scenario for Jovian S-bursts. *Geophys. Res. Lett.* 23, 125–128.



## C.6 Simulation of the jovian radio decametric arcs



# Simulation of the jovian radio decametric arcs

S. Hess<sup>1,2</sup>, B. Cecconi<sup>2</sup>, P. Zarka<sup>2</sup>

Jupiter's radio emissions are dominated in intensity by decametric radio emissions due to the Io-Jupiter interaction. These emissions appear arc-shaped in the time-frequency plane. Previous analyses suggest that these emissions are cyclotron-maser emissions in a flux tube connecting Io or Io's wake to Jupiter and that the arc-shape is due to the geometry of the observations: Since the cyclotron-maser emission is not isotropic, the emitting flux tube may, or may not, be visible by a given observer, depending on the observer and flux tube relative positions. It has been shown by previous papers that the key parameters to modelize the visibility of the sources are the longitude shift between the instantaneous Io field line and the active field line and the beaming angle function. Assuming beaming angle profiles derived from the cyclotron maser instability theory, we modelize the visibility of the radio sources and by comparison with observations we deduce that the emission process has the beaming characteristics of an emission by loss-cone instability.

## 1. Introduction

The Io-controlled radio emissions were discovered by *Burke and Franklin* [1955] and the connection with Io was made by *Bigg* [1964], who noted that the emission occurrence was related to the Io phase  $\phi_{Io}$ . Further studies showed that the emission occurrence depends on both the Io phase and the observer's longitude  $\lambda_{CML}$  (Fig. 1; *Carr et al.* [1983]). It results in four domains of the  $(\phi_{Io}, \lambda_{CML})$  plane, named Io-A, -B, -C and -D, in which the emissions are seen. These emissions are characterized by a frequency domain comprized between 1 MHz and 40 MHz, i.e. between the electron gyrofrequency at Jupiter ionosphere and at the border of the Io plasma torus.

The orbit of Io, Jupiter's nearest Galilean moon, is surrounded by a plasma torus which is generated by the ionization of the Io volcanic gazes. The motion of Io relative to Jupiter's magnetic field and hence the frozen-in plasma torus generates a corotational electric field [*Goldreich and Lynden-Bell*, 1969; *Saur et al.*, 2004] and Alfvén waves [*Neubauer*, 1980; *Delamere et al.*, 2003], which accelerate electrons and ultimately cause auroras and decametric radio emissions. The finite velocity of the Alfvén waves in the torus results in a shift in longitude  $\delta\lambda$  between the instantaneous magnetic field line of Io and the excited magnetic flux tube in which the radio emissions occur.

The cyclotron maser instability (CMI) is the mechanism thought to be at the origin of the jovian decametric emission (DAM), as for most planetary auroral radio emissions. It is

the result of a resonance between the gyrofrequency of the electrons around the magnetic field lines ( $\Omega_c$ ) and a right-handed circularly polarized wave with a frequency near the local electron cyclotron frequency. The CMI generates emission with a narrow range beaming angle symmetric relative to the magnetic field lines (i.e. the wave are emitted along an hollow cone). The aperture ( $\Theta$ ) of the hollow cone is generally nearly perpendicular, even if a wide range of beaming angle was measured [*Goldstein and Thieman*, 1981; *Queinnec and Zarka*, 1998]. A description of the CMI is presented in Section 2.

The Io-controlled radio emissions appear arc-shaped in the time-frequency plane (Fig. 2-a-b-c). These shapes vary strongly from one occurrence domain to another, but are almost the same into a given domain. These domains are thought to be a consequence of the geometry of the emissions and of the observations. Since the CMI emissions are beamed along an hollow cone, the observer must be located in the direction of emission to see the radio sources. The hollow cone aperture is large, so the source are visible, in northern and southern hemisphere when Io is near the east or west limb (Fig. 1). A complete description of the geometry involves a shift in longitude between Io instantaneous magnetic field line and the active field line  $\delta\lambda$ , an accurate description of the magnetic field geometry given by an internal magnetic field model and the beaming angle  $\Theta$  along the active field line.

The beaming angle profile is at this time poorly determined. Many past studies [*Goldstein and Thieman*, 1981; *Lecacheux et al.*, 1998; *Queinnec and Zarka*, 1998] have attempted to determine it, each using a different method. They all determined a mean beaming angle between  $70^\circ - 80^\circ$ . *Goldstein and Thieman* [1981]; *Queinnec and Zarka* [1998] observed moreover decreases of the beaming angle at the highest and lowest frequencies. *Lecacheux et al.* [1998] proposed that the variation of the beaming angle with frequency is due to refraction phenomena. Nevertheless, no general model of the beaming angle profile, related to the CMI theory, has been proposed yet.

The purpose of this paper is to compute the visibility of radio sources located along an active flux tube, and to generate this way simulated dynamic spectra, by modelling the geometry of the observations and assuming beaming angle profiles deduced from the CMI theory. These profiles depend only on the electron distribution along the active flux tube. Two distributions (i.e. two beaming angle profiles), commonly observed in the auroral regions, are used in this paper (Fig. 3): The loss-cone distribution, generated by the magnetic mirror effect and the loss by collision of some particles in the jovian ionosphere; and the shell distribution, generated by acceleration in the flux tube and the magnetic field convergence. The calculation of the beaming angle profiles corresponding to these distributions are detailed in the section 2.

The simulation code is presented in section 3 and the results of the simulations in section 4. These results are discussed in the last section (5).

## 2. Cyclotron Maser

<sup>1</sup>Observatoire de Paris - LUTH / CNRS, France

<sup>2</sup>Observatoire de Paris - LESIA / CNRS, France

The CMI is a resonant interaction between electrons with a velocity  $v$  in rotation around the magnetic field lines with a gyrofrequency  $\Omega_c$  and a circularly polarized wave with a frequency  $\omega$ . For a more in depth review of maser emission, the reader is referred to more detailed discussions [Wu and Lee, 1979; Ergun et al., 2000; Pritchett et al., 2002]. The resonance condition is given by:

$$\omega = \Omega_c / \Gamma + k_{//} v_{//} \quad (1)$$

where the  $_{//}$  subscript refers to the direction parallel to the magnetic field lines and  $\Gamma$  is the relativistic Lorentz factor. This equation describes a circle in the velocity plane, whose center  $v_{||0}$  is given by:

$$v_{||0} = \frac{k_{//} c^2}{\Omega_c} \mathbf{b} = \frac{\omega c N \mathbf{k} \cdot \mathbf{b}}{\Omega_c k} = \frac{\omega c N}{\Omega_c} \cos \Theta \quad (2)$$

Where  $N$  is the refraction index given by the Appelton-Hartree dispersion relation in the cold plasma approximation. The beaming angle function,  $\Theta(f)$ , depends on the resonance circle and on the refraction index which is assumed to be  $N \simeq 1$  in our study, since the magnetic field dominates on the density effects in most of the jovian auroral regions ( $\Omega_c \gg \Omega_p$ , where  $\Omega_p$  is the plasma frequency). Finally the determination of the resonance circle depends on the electron distribution. The growth rate  $\gamma$  of the CMI depends on the integral of the gradient (with respect to the perpendicular velocity  $v_{\perp}$ ) of the electron distribution  $F_e$  [Wu and Lee, 1979] along the resonance circle:

$$\gamma \propto \int_{resonance\ circle} v_{\perp}^2 \nabla_{v_{\perp}} F_e(\mathbf{v}) dv \quad (3)$$

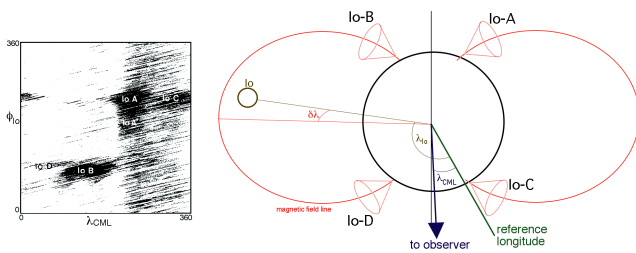
The growth rate is positive (amplification) if the integral of the gradient  $\nabla_{v_{\perp}} F_e(\mathbf{v})$  is positive. Two of the most common distributions unstable relative to CMI in the auroral zone are the loss-cone and the shell distributions [Ergun et al., 2000]. These distributions are shown on figure (3). It results in two main relations between the resonance circle center  $v_{||0}$  and the local cyclotron frequency  $\Omega_c$ :

$$v_{||0} = v / \sqrt{1 - \Omega_c / \Omega_{c;max}} \quad (4)$$

predominant for a loss - cone distribution

$$v_{||0} = 0 \quad (5)$$

predominant for a shell distribution



**Figure 1.** Diagram of occurrence of the jovian decametric emissions versus Io phase  $\phi_{Io}$  and observer's longitude  $\lambda_{CML}$ . There is four main domains of occurrence: Io-A and Io-C for an Io phase of  $\sim 270^\circ$  and Io-B and Io-D for a phase of  $\sim 90^\circ$ . The Io-A and Io-B domains corresponds to northern sources and Io-C and Io-D to southern sources. The visible active field lines, shifted in longitude relative to the instantaneous Io field line, are at the eastern and western limbs.

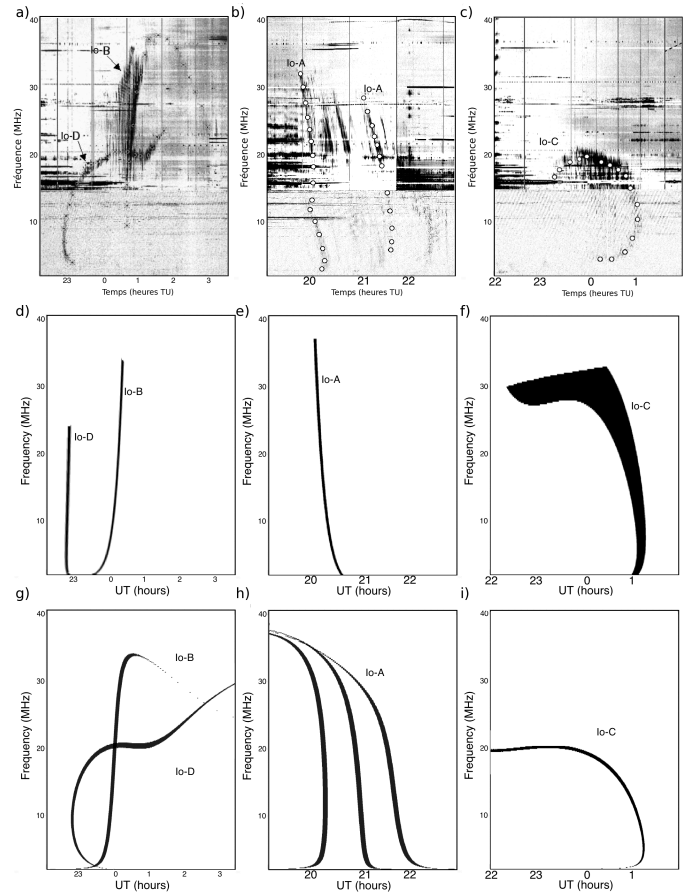
where  $\Omega_{c;max}$  is the cyclotron frequency at the jovian surface. The resonance circles corresponding to these equations are shown on figure (3).

Assuming the loss-cone instability (Eq. 4), we obtain the beaming angle  $\Theta$  by solving equation (2):

$$v_{||0} = v / \cos \alpha \quad (6)$$

$$\Theta = \arccos\left(\frac{v}{c \cos \alpha}\right) \quad (7)$$

with  $\alpha = \arccos(\sqrt{1 - \Omega_c / \Omega_{c;max}})$  the loss-cone aperture. The loss-cone instability (Eq. 4) presents a increase of  $v_{||0}$ , and thus a decrease of the beaming angle  $\Theta \propto \arccos v_{||0}$  (Eq. 2), when the local cyclotron frequency  $\Omega_c$  increases and particularly when it reaches the surface cyclotron frequency  $\Omega_{c;max}$ . The beaming angle profile versus frequency is shown on figure (4) for different values of the resonant particle velocity  $v$ .



**Figure 2.** a) Io-B and Io-D arcs observed at the Nançay decameter array on May,9th 1995. b) Io-A arcs observed at Nançay on September,22th 1995. c) Io-C arc observed at Nançay on May, 8th 1995. All these arcs are from Queinnec and Zarka [1998]. d) Simulation of the Io-B and Io-D arcs with a constant beaming angle. e) Simulation of one of the Io-A arcs with a constant beaming angle. f) Simulation of the Io-C arc with a constant beaming angle. g) Simulation of the Io-B and Io-D arcs with a loss-cone instability beaming angle. h) Simulation of the Io-A arcs with a loss-cone instability beaming angle. i) Simulation of the Io-C arc with a loss-cone instability beaming angle.



If we assume a shell instability (Eq. 5), the beaming angle we obtain is equal to  $90^\circ$  whatever is the frequency or the resonant particle velocity. However the refraction effects on the shell instability are not negligible, even in the jovian auroral regions (where  $\Omega_c \gg \Omega_p$ ). The existence of a solution of equation (1) for  $v_{\parallel} = 0$  implies that the emission frequency is lower than the cyclotron frequency:  $\omega \simeq \Omega_c(1 - \frac{v^2}{2v^2})$ . Thus the source must be in an auroral cavity (region depleted in cold plasma) where the radiations can propagate under the electron gyrofrequency [Pritchett et al., 2002]. The waves are then strongly refracted on the borders of the auroral cavity. In Earth auroral region ( $\Omega_c \gtrsim \Omega_p$ ) this refraction leads to beaming angle as low as  $40^\circ$ , but due to the strong jovian magnetic field ( $\Omega_c \gg \Omega_p$ ) it may not be so low at Jupiter ( $75^\circ$ -  $80^\circ$ ; Muttel, personal communication).

It must be noted that the loss-cone instability is consistent with a loss-cone distribution, but also describes oblique emission from other auroral distributions (ring, horseshoe) and that the shell one describes as well the perpendicular emission from these distributions.

### 3. Simulation Code

We developed the ExPRES (Exoplanetary and Planetary Radio Emission Simulator) code to simulate the visibility of the sources from a given observer. This code computes the angle between the observer's line of sight and the direction of the radio emission generated by the cyclotron maser instability. The emission is assumed to be emitted at the local cyclotron frequency  $f_{ce} = \Omega_c/2\pi$ , i.e. the frequency of the emission depends on the position of the source along the active magnetic field line. It is done at several frequencies (i.e. altitudes) and times, so that the result is a simulated dynamic spectrum directly comparable to the dynamic spectra obtained from observations.

It proceeds in two steps. First the code computes the angles between the observer's line of sight and the magnetic field direction along the flux tube active in radio. This active flux tube is assumed to be fixed in the Io's frame, with a constant shift in longitude  $\delta\lambda$ . It means that the flux tube rotate with Io. Moreover the morphology of the tube depends on its longitude in the jovian frame. The motion and the deformation of the active flux tube with respect to its longitude is computed by the code.

The morphology and the magnetic field intensity along it is computed using the VIT4, fourth order model of the jovian internal magnetic field (Connerney, personal communication). This model is derived from the observations of the position of the Io footprint in IR and from the Voyager measurements. So it is the more accurate model of the magnetic field geometry for magnetic field lines which cross the Io orbit.

Once the angle between the line of sight and the magnetic field direction is obtained by a scalar product, we compute the beaming angle for each source along the active flux tube. This angle is given by the cyclotron maser theory. It is chosen constant for perpendicular instability (Eq. 5) or given by equation (7) for the oblique one.

If the beaming and observer-magnetic field angles differ by less than  $1^\circ$ , we assume that the source is visible. This value of the hollow cone width is compatible with Queinnec and Zarka [1998].

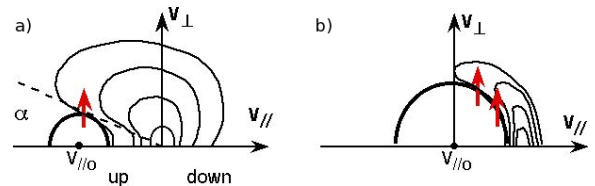
### 4. Results

We simulate here the jovian radio arcs observed by Queinnec and Zarka [1998] and presented in their paper (Fig 2-a-b-c). Figures 2-d-e-f show the simulated dynamic spectra, corresponding to the observations of Queinnec and Zarka

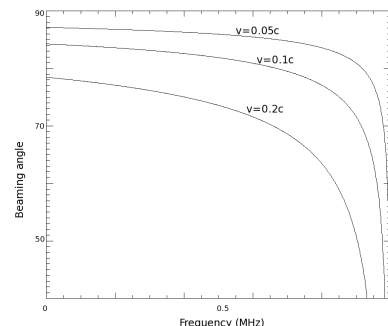
[1998], obtained by assuming a constant beaming angle ( $75^\circ$ ), chosen to be consistent with previous measurements [Goldstein and Thieman, 1981; Queinnec and Zarka, 1998]. The lead angle ( $25^\circ$  at north;  $20^\circ$  at south) were obtained by fitting the position of the arcs (between 5 MHz and 15 MHz). Although we are able to obtain this way the position of the arcs with realistic parameter values, the shape of the arcs are not reproduced. This result is consistent with those of Lecacheux et al. [1998].

Figures 2-g-h-i show the simulated dynamic spectra obtained by assuming a beaming angle varying with frequency with respect to equation (4), i.e. consistent with loss-cone like instability. The simulation parameters of each arc is shown in table (1). In this case, the shape of the simulated emission fits will those of the observed ones. This is only due to the decrease of the beaming angle at high frequency. This decrease was already deduced from the observations by Goldstein and Thieman [1981; Queinnec and Zarka [1998]. Our simulation reproduces all the emissions observed and do not show extra emissions, except that the simulated arc seems to be visible on a longer longitude (time) range than those observed. It corresponds to emissions in the near vicinity of the jovian ionosphere, where the loss-cone aperture reach high values. In this case the gradient of the electron distribution  $F_e$  is more in the parallel velocity direction than in the perpendicular one, so the CMI growth rates may be low (Eq. 3). Since we do not compute any theoretical intensity of the simulated emission, this effect is not reproduced and may explain why we obtain extra emissions.

It should be noted that the shape of the emissions at very



**Figure 3.** a) Schematic of a loss-cone distribution. The loss-cone, a domain of pitch angle ( $= \arctan \frac{v_{\parallel}}{v_{\perp}}$ ) is depleted. The positive gradient of the distribution function (red arrows) is on the border of the loss-cone, so the CMI resonance circle is tangent to it. b) Schematic of a shell distribution. The positive gradient of the distribution function is on the inner border of the shell, so the CMI resonance circle is tangent to it, i.e. the resonance circle is centered on  $v_{\parallel 0} = 0$ .



**Figure 4.** Beaming angle versus normalized gyrofrequency ( $\Omega_c/\Omega_{c;max}$ ) for different value of the resonant particle velocity  $v$  in the case of an emission due to an oblique (loss-cone like) instability.

low frequency (<5 MHz) are not well simulated. This may be due to the refraction of the emission as the sources reach the Io plasma torus borders (the  $\Omega_c/\Omega_p$  ratio decreases toward low frequencies). The effect of the refraction on the jovian arc beaming angle profiles is discussed in *Ray and Hess* [2008].

## 5. Discussion

Our simulations show that the shape of the jovian decametric arcs is well explained by an effect of source visibility, assuming that the sources are located along a flux tube corotating with Io. The sources emit with a beaming angle profile which can be simply deduced from the CMI theory, assuming that the electron distribution is unstable due to a loss-cone like instability. A complete modelling of the jovian radio arc may moreover involve the refraction effect, particularly at low frequency, and a computation of the wave amplification when the emission reach the highest frequencies.

Our study reveals that the energy of the emitting particles is higher in the southern hemisphere than in the northern. It results in higher beaming angles at north than at south. This difference was already seen by *Queinnec and Zarka* [1998]; *Ray and Hess* [2008]. It might be a consequence of the northern position of Io relative to the center of its torus in the emission domain of longitude, which may generated an asymmetrical interaction of Io with the jovian magnetosphere.

The lead angle of the active field line relative to the instantaneous Io field line is found to be about  $10^\circ$  in our study. This value is lower than in previous studies [*Lecacheux et al.*, 1998; *Queinnec and Zarka*, 1998]. It might be explained by a different magnetic field model.

A study on more evenements must be performed to get more accurate results, which may permit to quantify the effect of the refraction and of the Io position on the emitting particles and on the jovian arc emission.

The instability involved in the jovian radio arc emission differs from the one involved in the terrestrial auroral emission by the fact that the oblic (loss-cone like) instability dominates. At Earth, the both instabilities (oblic and perpendicular) can occur only in the auroral cavity. Then the perpendicular instability, generated by a shell distribution and characterized by higher growth rate and more free energy, dominates [*Louarn*, 1992]. At Jupiter, *Hess et al.* [2008] have shown that the growth rate of the perpendicular instability is also higher than the oblic one, so the perpendicular instability should dominate too. But, as at Jupiter the oblic instability can occur out of the auroral cavities contrary to the perpendicular one, our results are consistent with an emission of the jovian radio arcs out of the cavities. It might be due to the short duration of the excitation of a given field line ( $\sim 1$  minutes, the duration of the Io's crossing) which may be to short to allow the auroral cavities to be created.

## References

- Bigg, E. K., Influence of the Satellite Io on Jupiter's Decametric Emission, *Nature*, 203, 1008–+, 1964.
- Burke, B. F., and K. L. Franklin, Observations of a Variable Radio Source Associated with the Planet Jupiter, *J. Geophys. Res.*, , 60, 213–+, 1955.
- Carr, T. D., M. D. Desch, and J. K. Alexander, *Phenomenology of magnetospheric radio emissions*, pp. 226–284, Physics of the Jovian Magnetosphere, 1983.
- Delamere, P. A., F. Bagenal, R. Ergun, and Y.-J. Su, Momentum transfer between the Io plasma wake and Jupiter's ionosphere, *J. Geophys. Res. (Space Physics)*, 108(A6), 11–1, doi:10.1029/2002JA009530, 2003.
- Ergun, R. E., C. W. Carlson, J. P. McFadden, G. T. Delory, R. J. Strangeway, and P. L. Pritchett, Electron-Cyclotron Maser Driven by Charged-Particle Acceleration from Magnetic Field-aligned Electric Fields, *Astrophys. J.*, , 538, 456–466, 2000.
- Goldreich, P., and D. Lynden-Bell, Io, a jovian unipolar inductor, *Astrophys. J.*, 156, 59–78, 1969.
- Goldstein, M. L., and J. R. Thieman, The formation of arcs in the dynamic spectra of Jovian decameter bursts, *J. Geophys. Res.*, , 86, 8569–8578, 1981.
- Hess, S., F. Mottez, and P. Zarka, Generation of the jovian radio decametric arcs from the Io Flux Tube, *J. Geophys. Res., In Press*, 2008.
- Lecacheux, A., M. Y. Boudjada, H. O. Rucker, J. L. Bougeret, R. Manning, and M. L. Kaiser, Jovian decameter emissions observed by the Wind/WAVES radioastronomy experiment, *Astron. Astrophys.*, , 329, 776–784, 1998.
- Louarn, P., Auroral planetary radio emissions - Theoretical aspects, *Advances in Space Research*, 12, 121–134, doi:10.1016/0273-1177(92)90385-B, 1992.
- Neubauer, F. M., Nonlinear standing Alfvén wave current system at Io - Theory, *J. Geophys. Res.*, 85(.14), 1171–1178, 1980.
- Pritchett, P. L., R. J. Strangeway, R. E. Ergun, and C. W. Carlson, Generation and propagation of cyclotron maser emissions in the finite auroral kilometric radiation source cavity, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 107(A12), 13–1, doi:10.1029/2002JA009403, 2002.
- Queinnec, J., and P. Zarka, Io-controlled decameter arcs and Io-Jupiter interaction, *J. Geophys. Res.*, , 103, 26,649–26,666, doi:10.1029/98JA02435, 1998.
- Ray, L. C., and S. Hess, Modelling the Io-related DAM emissions by modifying the beaming angle, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, submitted, 2008.
- Saur, J., F. M. Neubauer, J. E. P. Connerney, P. Zarka, and M. G. Kivelson, *Plasma interaction of Io with its plasma torus*, pp. 537–560, Jupiter. The Planet, Satellites and Magnetosphere, 2004.
- Wu, C. S., and L. C. Lee, A theory of the terrestrial kilometric radiation, *Astrophys. J.*, , 230, 621–626, doi:10.1086/157120, 1979.

**Table 1.** *Parameters for each simulated events.*

Jovian arc (date)	Shift in longitude	Velocity (kinetic energy) of the resonant particles
Io-A (22 sep. 95)	20°; 30°; 40°	0.05 c (640 eV)
Io-B (9 mai 95)	10°	0.03 c (230 eV)
Io-C (8 mai 95)	10°	0.12 c (3.7 keV)
Io-D (9 mai 95)	10°	0.1 c (2.5 keV)

# Credits Images

- Fig. 1.1 Jupiter : J. Clarke (University of Michigan) ; Io : NASA
- Fig. 1.2 Pearson Prentice Hall
- Fig. 1.3 Zarka (2007)
- Fig. 2.1 Io : Galileo, NASA ; Jupiter : J. Clarke (University of Michigan) and NASA ;  
Tore :N. Schneider (Univ. of Colorado) and J. Trauger (JPL)
- Fig. 2.2 Jupiter : R. Prangé (Observatoire de Paris) ; Io : NASA
- Fig. 2.3 Prangé et al. (1998)
- Fig. 5.6 Frank and Paterson (1999)
- Fig. A.2 Dumez-Viou et al. (2005)

# Bibliographie

- Alfvén, H., 1950. *Cosmical Electrodynamics*. Oxford : Clarendon Press, p. chap. II.
- Bagenal, F., Jun. 1994. Empirical model of the Io plasma torus : Voyager measurements. *J. Geophys. Res.* 99, 11043–11062.
- Bigg, E. K., 1964. Influence of the Satellite Io on Jupiter's Decametric Emission. *Nature* 203, 1008–+.
- Block, L. P., May 1978. A double layer review. *Astrophys. Space Sci.* 55, 59–83.
- Block, L. P., May 1988. Acceleration of auroral particles by magnetic-field aligned electric fields. *Astrophys. Space Sci.* 144, 135–147.
- Boischot, A., Lecacheux, A., Kaiser, M. L., Desch, M. D., Alexander, J. K., Warwick, J. W., Sep. 1981. Radio Jupiter after Voyager - an overview of the planetary radio astronomy observations. *J. Geophys. Res.* 86, 8213–8226.
- Bonfond, B., Gérard, J.-C., Grodent, D., Saur, J., Mar. 2007. Ultraviolet Io footprint short timescale dynamics. *Geophys. Res. Lett.* 34, 6201–+.
- Bougher, S. W., Waite, J. H., Majeed, T., Gladstone, G. R., Apr. 2005. Jupiter Thermospheric General Circulation Model (JTGCM) : Global structure and dynamics driven by auroral and Joule heating. *J. Geophys. Res. (Planets)* 110 (E9), 4008–+.
- Burke, B. F., Franklin, K. L., Jun. 1955. Observations of a Variable Radio Source Associated with the Planet Jupiter. *J. Geophys. Res.* 60, 213–+.
- Carr, T. D., Desch, M. D., Alexander, J. K., 1983. Phenomenology of magnetospheric radio emissions. *Physics of the Jovian Magnetosphere*, pp. 226–284.
- Carr, T. D., Reyes, F., Nov. 1999. Microstructure of Jovian decametric S bursts. *J. Geophys. Res.* 104, 25127–25142.
- Cattell, C., Wygant, J., Dombeck, J., Mozer, F. S., Temerin, M., Russell, C. T., 1998. Observations of large amplitude parallel electric field wave packets at the plasma sheet boundary. *Geophys. Res. Lett.* 25, 857–860.

- Chaston, C. C., Genot, V., Bonnell, J. W., Carlson, C. W., McFadden, J. P., Ergun, R. E., Strangeway, R. J., Lund, E. J., Hwang, K. J., Mar. 2006. Ionospheric erosion by Alfvén waves. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 111 (A10), 3206–+.
- Chust, T., Roux, A., Kurth, W. S., Gurnett, D. A., Kivelson, M. G., Khurana, K. K., Apr. 2005. Are Io’s Alfvén wings filamented? Galileo observations. *Planetary and Space Science* 53, 395–412.
- Clarke, J. T., Ben Jaffel, L., Gérard, J.-C., Sep. 1998. Hubble Space Telescope imaging of Jupiter’s UV aurora during the Galileo orbiter mission. *J. Geophys. Res.* 103, 20217–20236.
- Connerney, J. E. P., Acuña, M. H., Ness, N. F., Satoh, T., Jun. 1998. New models of Jupiter’s magnetic field constrained by the Io flux tube footprint. *J. Geophys. Res.* 103 (12), 11929–11940.
- Das, G. C., Tagare, S. G., Sarma, J., Apr. 1998. Quasipotential analysis for ion-acoustic solitary waves and double layers in plasmas. *Planetary and Space Science* 46, 417–424.
- De Marco, R., Carbone, V., Veltri, P. L., 1993. Partially linearized algorithms in gyrokinetic particle simulation. *Journal of Computational Physics* 107, 309–323.
- Dumez-Viou, C., Ravier, P., Zarka, P., Aug. 2005. Real time detection of natural brief events in a corrupted environment. *Proc. of the XXVIIIth general assembly of the International Union of Radio Science.*
- Ellis, G. R. A., 1965. The decametric radio emission of Jupiter. *Radio Sci.* 69D, 1513–1530.
- Ergun, R. E., Andersson, L., Main, D., Su, Y.-J., Newman, D. L., Goldman, M. V., Carlson, C. W., McFadden, J. P., Mozer, F. S., Sep. 2002b. Parallel electric fields in the upward current region of the aurora : Numerical solutions. *Physics of Plasmas* 9, 3695–3704.
- Ergun, R. E., Andersson, L., Main, D. S., Su, Y.-J., Carlson, C. W., McFadden, J. P., Mozer, F. S., Sep. 2002a. Parallel electric fields in the upward current region of the aurora : Indirect and direct observations. *Physics of Plasmas* 9, 3685–3694.
- Ergun, R. E., Su, Y.-J., Andersson, L., Bagenal, F., Delemere, P. A., Lysak, R. L., Strangeway, R. J., Jun. 2006. S bursts and the Jupiter ionospheric Alfvén resonator. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 111 (A10), 6212–+.
- Frank, L. A., Paterson, W. R., Dec. 1999. Intense electron beams observed at Io with the Galileo spacecraft. *J. Geophys. Res.* 104, 28657–+.
- Génot, V., Louarn, P., Mottez, F., Dec. 2000. Electron acceleration by Alfvén waves in density cavities. *J. Geophys. Res.* 105, 27611–27620.
- Génot, V., Louarn, P., Mottez, F., Jun. 2004. Alfvén wave interaction with inhomogeneous plasmas : acceleration and energy cascade towards small-scales. *Annales Geophysicae* 22, 2081–2096.

- Goertz, C. K., 1983. The Io-control of Jupiter's decametric radiation - The Alfvén wave model. *Advances in Space Research* 3, 59–70.
- Goldreich, P., Lynden-Bell, D., Apr. 1969. Io, a jovian unipolar inductor. *Astrophys. J.* 156, 59–78.
- Goldstein, M. L., Thieman, J. R., Sep. 1981. The formation of arcs in the dynamic spectra of Jovian decameter bursts. *J. Geophys. Res.* 86, 8569–8578.
- Grodent, D., Gérard, J.-C., Jul. 2001. A self-consistent model of the Jovian auroral thermal structure. *J. Geophys. Res.* 106, 12933–12952.
- Grzedzielski, S., Macek, W., Oberc, P., Aug. 1981. Expected immersion of Saturn's magnetosphere in the jovian magnetic tail. *Nature* 292, 615–+.
- Gurnett, D. A., Kurth, W. S., Roux, A., Bolton, S. J., Kennel, C. F., Oct. 1996. Galileo plasma wave observations in the Io plasma torus and near Io. *Science* 274, 391–392.
- Hess, S., Mottez, F., Zarka, P., Nov. 2007b. Jovian S-bursts generation by Alfvén waves. *J. Geophys. Res.* 112, A11212.
- Hess, S., Mottez, F., Zarka, P., 2008a. Generation of the jovian radio decametric arcs from the Io Flux Tube. *J. Geophys. Res.* In Press.
- Hess, S., Zarka, P., Cecconi, B., 2008c. Simulations of jovian Auroral Arcs. *Geophys. Res. Lett.* submitted.
- Hess, S., Zarka, P., Mottez, F., Jan. 2007a. Io-Jupiter interaction, millisecond bursts and field-aligned potentials. *Planetary and Space Science* 55, 89–99.
- Hess, S., Zarka, P., Mottez, F., Ryabov, V. B., 2008b. Electric potential jumps in the Io-Jupiter flux tube. *Planetary and Space Science* submitted.
- Higgins, C. A., Menietti, J. D., Christopher, I. W., Jul. 2006. Europa control of Jovian radio emission : A Galileo study. *Geophys. Res. Lett.* 33, 14110–+.
- Hilgers, A., Holback, B., Holmgren, G., Bostrom, R., Jun. 1992. Probe measurements of low plasma densities with applications to the auroral acceleration region and auroral kilometric radiation sources. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 97 (16), 8631–8641.
- Jacobsen, S., Neubauer, F. M., Saur, J., Schilling, N., May 2007. Io's nonlinear MHD-wave field in the heterogeneous Jovian magnetosphere. *Geophys. Res. Lett.* 34, 10202–+.
- Kivelson, M. G., Khurana, K. K., Walker, R. J., Warnecke, J., Russell, C. T., Linker, J. A., Southwood, D. J., Polanskey, C., Oct. 1996. Io's Interaction with the Plasma Torus : Galileo Magnetometer Report. *Science* 274, 396–398.
- Kletzing, C. A., Jun. 1994. Electron acceleration by kinetic Alfvén waves. *J. Geophys. Res.* 99, 11095–11104.

- Lecacheux, A., Boudjada, M. Y., Rucker, H. O., Bougeret, J. L., Manning, R., Kaiser, M. L., Jan. 1998. Jovian decameter emissions observed by the Wind/WAVES radioastronomy experiment. *Astron. Astrophys.* 329, 776–784.
- LeGoff, G., 1999. Analyse et reconnaissance des sursauts radio rapides de Jupiter dans le plan temps-fréquence. DEA report, University of Cergy-Pontoise.
- Louarn, P., Aug. 1992. Auroral planetary radio emissions - Theoretical aspects. *Advances in Space Research* 12, 121–134.
- Lundin, R., Eliasson, L., Haerendel, G., Boehm, M., Holback, B., 1994. Large-scale auroral plasma density cavities observed by Freja. *Geophys. Res. Lett.* 21, 1903–+.
- Lysak, R. L., Song, Y., Feb. 2003. Kinetic theory of the Alfvén wave acceleration of auroral electrons. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 108 (A4), 6–1.
- Main, D. S., Newman, D. L., Ergun, R. E., Nov. 2006. Double Layers and Ion Phase-Space Holes in the Auroral Upward-Current Region. *Physical Review Letters* 97 (18), 185001–+.
- Mauk, B. H., Williams, D. J., Eviatar, A., Nov. 2001. Understanding Io’s space environment interaction : Recent energetic electron measurements from Galileo. *J. Geophys. Res.* 106, 26195–26208.
- Melrose, D. B., Jul. 1986. A phase-bunching mechanism for fine structures in auroral kilometric radiation and Jovian decametric radiation. *J. Geophys. Res.* 91, 7970–7980.
- Menietti, J. D., Groene, J. B., Averkamp, T. F., Hospodarsky, G. B., Kurth, W. S., Gurnett, D. A., Zarka, P., Aug. 2007. Influence of Saturnian moons on Saturn kilometric radiation. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 112 (A11), 8211–+.
- Menietti, J. D., Gurnett, D. A., Christopher, I., Aug. 2001. Control of jovian radio emission by Callisto. *Geophys. Res. Lett.* 28, 3047–3050.
- Menietti, J. D., Gurnett, D. A., Kurth, W. S., Groene, J. B., Dec. 1998. Control of Jovian radio emission by Ganymede. *Geophys. Res. Lett.* 25, 4281–4284.
- Moncuquet, M., Bagenal, F., Meyer-Vernet, N., Sep. 2002. Latitudinal structure of outer Io plasma torus. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 107 (A9), 24–1.
- Mottez, F., Jun. 2003. Exact nonlinear analytic Vlasov-Maxwell tangential equilibria with arbitrary density and temperature profiles. *Physics of Plasmas* 10, 2501–+.
- Mottez, F., Sep. 2004. The pressure tensor in tangential equilibria. *Annales Geophysicae* 22 (9), 3033–3037.
- Neubauer, F. M., Mar. 1980. Nonlinear standing Alfvén wave current system at Io - Theory. *J. Geophys. Res.* 85 (.14), 1171–1178.



- Neubauer, F. M., Backes, H., Dougherty, M. K., Wennmacher, A., Russell, C. T., Coates, A., Young, D., Achilleos, N., André, N., Arridge, C. S., Bertucci, C., Jones, G. H., Khurana, K. K., Knetter, T., Law, A., Lewis, G. R., Saur, J., Oct. 2006. Titan's near magnetotail from magnetic field and electron plasma observations and modeling : Cassini flybys TA, TB, and T3. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 111 (A10), 10220–+.
- Northrop, T. G., Oct. 1964. The Adiabatic Motion of Charged Particles. *American Journal of Physics* 32, 807–807.
- Parker, S. E., Lee, W. W., 1993. A fully nonlinear characteristic method for gyrokinetic simulation. *Physics of Fluids B*, 77–86.
- Prangé, R., Rego, D., Pallier, L., Connerney, J., Zarka, P., Queinnec, J., Sep. 1998. Detailed study of FUV Jovian auroral features with the post-COSTAR HST faint object camera. *J. Geophys. Res.* 103, 20195–20216.
- Pritchett, P. L., Oct. 1984. Relativistic dispersion, the cyclotron maser instability, and auroral kilometric radiation. *J. Geophys. Res.* 89, 8957–8970.
- Queinnec, J., Zarka, P., Nov. 1998. Io-controlled decameter arcs and Io-Jupiter interaction. *J. Geophys. Res.* 103 (.12), 26649–26666.
- Ray, L. C., Hess, S., 2008. Modelling the Io-related DAM emissions by modifying the beaming angle. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* submitted.
- Riihimaa, J. J., May 1991. Evolution of the spectral fine structure of Jupiter's decametric S-storms. *Earth Moon and Planets* 53, 157–182.
- Ryabov, B. P., Apr. 1994. Jovian S emission : Model of radiation source. *J. Geophys. Res.* 99, 8441–8449.
- Ryabov, V. B., Ryabov, B. P., Vavriv, D. M., Zarka, P., Kozhin, R., Vinogradov, V. V., Shevchenko, V. A., Sep. 2007. Jupiter S-bursts : Narrow-band origin of microsecond subpulses. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 112 (A11), 9206–+.
- Saur, J., Jan. 2004. A model of Io's local electric field for a combined Alfvénic and unipolar inductor far-field coupling. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 109 (A18), 1210–+.
- Saur, J., Strobel, D. F., Feb. 2005. Atmospheres and Plasma Interactions at Saturn's Largest Inner Icy Satellites. *Astrophys. Journal* 620, L115–L118.
- Singh, N., Deverapalli, C., Khazanov, I., Puthumbakum, N., Rajagiri, A., May 2005. Parallel electric fields in a diverging flux tube with upward current : Nature of quasi-static fields. *J. Geophys. Res. (Space Physics)* 110 (A9), 5205–+.
- Snowden, D., Winglee, R., Bertucci, C., Dougherty, M., Dec. 2007. Three-dimensional multifluid simulation of the plasma interaction at Titan. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 112 (A11), 12221–+.

- Spitzer, L. J., Sep. 1952. Equations of Motion for an Ideal Plasma. *Astrophys. Journal* 116, 299–+.
- Stupp, A., Jan. 2000. Electron-cyclotron maser observable modes. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 311, 251–268.
- Su, Y.-J., Ergun, R. E., Bagenal, F., Delamere, P. A., Feb. 2003. Io-related Jovian auroral arcs : Modeling parallel electric fields. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 108 (A2), 15–1.
- Su, Y.-J., Ergun, R. E., Jones, S. T., Strangeway, R. J., Chaston, C. C., Parker, S. E., Horwitz, J. L., Jun. 2007. Generation of short-burst radiation through Alfvénic acceleration of auroral electrons. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 112 (A11), 6209–+.
- Su, Y.-J., Jones, S. T., Ergun, R. E., Bagenal, F., Parker, S. E., Delamere, P. A., Lysak, R. L., Jun. 2006. Io-Jupiter interaction : Alfvén wave propagation and ionospheric Alfvén resonator. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 111 (A10), 6211–+.
- Su, Y.-J., Jones, S. T., Ergun, R. E., Parker, S. E., Nov. 2004. Modeling of field-aligned electron bursts by dispersive Alfvén waves in the dayside auroral region. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 109 (A18), 11201–+.
- Sydora, R. D., 2003. Low Noise Electrostatic and Electromagnetic Delta-f Particle-in-Cell Simulation of Plasmas. J. Büchner, C. Dum, and M. Scholer, editors, *LNP Vol. 615 : Space Plasma Simulation*, pp. 109–124.
- Thomas, N., Bagenal, F., Hill, T. W., Wilson, J. K., 2004. The Io neutral clouds and plasma torus. *Jupiter. The Planet, Satellites and Magnetosphere*, pp. 561–591.
- Treumann, R. A., Aug. 2006. The electron cyclotron maser for astrophysical application. *Astron. Astrophys. Rev.* 13, 229–315.
- Willes, A. J., May 2002. Jovian S burst drift rates and S burst/L burst interactions in a phase-bunching model. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 107, 7–1.
- Williams, D. J., Thorne, R. M., Mauk, B., Jul. 1999. Energetic electron beams and trapped electrons at Io. *J. Geophys. Res.* 104, 14739–14754.
- Wu, C. S., Aug. 1985. Kinetic cyclotron and synchrotron maser instabilities - Radio emission processes by direct amplification of radiation. *Space Science Reviews* 41, 215–298.
- Wu, C. S., Lee, L. C., Jun. 1979. A theory of the terrestrial kilometric radiation. *Astrophys. J.* 230, 621–626.
- Zarka, P., Sep. 1998. Auroral radio emissions at the outer planets : Observations and theories. *J. Geophys. Res.* 103, 20159–20194.
- Zarka, P., Apr. 2007. Plasma interactions of exoplanets with their parent star and associated radio emissions. *Planetary and Space Science* 55, 598–617.

Zarka, P., Farges, T., Ryabov, B. P., Abada-Simon, M., Denis, L., 1996. A scenario for Jovian S-bursts. *Geophys. Res. Lett.* 23, 125–128.