

ÉCOLE DOCTORALE D'ASTRONOMIE D'ILE DE FRANCE

**THÈSE**

présentée pour obtenir le diplôme de

**DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ PARIS VII - Denis DIDEROT**

Spécialité: **Astrophysique et Techniques Spatiales**

par

**Michel MONCUQUET**

**Équilibre et confinement du tore de plasma  
d'Io dans la magnétosphère de Jupiter :  
observations d'Ulysse et modélisation**

soutenue le 18 Décembre 1997 devant le jury composé de :

Président: Marcello Fulchignoni

Rapporteurs: Michel Blanc

Darrell F. Strobel

Examineurs: Fran Bagenal

Alain Lecacheux

Directeur de thèse: Nicole Meyer-Vernet

et préparée au Département de Recherches Spatiales (DESPA) de  
**l'Observatoire de Paris**



*À Françoise,  
Lucie, Paul & Adèle*

## Remerciements

Le parcours universitaire que j'ai suivi et qui m'amène aujourd'hui à soutenir une thèse de doctorat d'astrophysique à l'Université Paris 7, fut non conventionnel et assez «accidenté». En particulier, il y a quinze ans environ, j'ai préparé une thèse de mathématique («tendance» physique mathématique) que je n'ai jamais soutenue, au grand dam, je crois, de mon directeur de thèse de l'époque, M. Charles-Michel Marle. Je tiens à le remercier ici, un peu tardivement, car je pense sincèrement que, sans lui et sans cette étape de ma vie d'étudiant infructueuse mais néanmoins très formatrice, je ne serais certainement pas arrivé jusqu'ici. Cela dit, je dois le fait d'avoir pu effectivement préparer cette présente thèse d'astrophysique (une deuxième chance, en quelque sorte) à trois personnes qui m'ont soutenu dès le début de ma préparation en 1994 et m'ont ainsi, sans aucun préjugé, fait simplement confiance. Il s'agit de Mme Nicole Meyer-Vernet, ma directrice de thèse, qui est bien sûr à l'origine de tout (je ne saurais être plus précis sans sombrer dans le di-thyrambe), de M. Pierre Léna, qui m'a accueilli à l'école doctorale de Paris 7, et de Mme Thérèse Encrenaz, qui a accepté, à ma grande surprise et avec enthousiasme, de «perdre» pendant 3 ans un demi-poste d'ingénieur. Je les remercie tous les trois très chaleureusement.

L'idée, saugrenue, de préparer une thèse précisément sur le sujet du «tore de plasma d'Io» m'est venue, je crois pour la première fois au retour d'une mission au Jet Propulsion Laboratory de Pasadena, où j'avais accompagné M. Sang Hoang pour y suivre la rencontre entre Ulysse et Jupiter, en tant qu'ingénieur du traitement de données spatiales. J'étais un très récent «spécialiste» de l'analyse du bruit thermique sur Ulysse et un très grand béotien devant la magnétosphère de Jupiter. Je me souviens n'avoir strictement rien compris à l'aspect des spectres radio qui nous sont parvenus lors de la traversée du tore par Ulysse et je n'ai certainement pas été sur le moment d'une grande utilité pour S. Hoang. Je le soupçonne de l'avoir su avant de partir et je l'en remercie d'autant plus de m'avoir emmené avec lui.

Je remercie toutes les personnes qui m'ont aidé d'une manière ou d'une autre, ainsi que celles qui m'ont simplement subi (c'est aussi très méritoire) pendant la préparation de cette thèse, et notamment : ma compagne Françoise Roques, qui n'a pas ménagé sa peine; M. Jean-Louis Steinberg, qui a lu et relu mes papiers et souvent corrigé mon mauvais anglais; mes camarades Alan Matthews, Petr Hellinger et Filippo Pantellini qui, entre autres joyeusetés, ont supporté ou supportent encore mes petits cigares, mais qui n'auront plus à le faire, car je jure ici solennellement d'arrêter de fumer après ma soutenance; Mme Sylviane Chaintreuil, qui a subi de ma part une sorte de désertion (face au système informatique) et ne m'en a pas tenu tellement rigueur, ce dont je la remercie vivement. Je remercie aussi, pour leur gentillesse et leur efficacité, Mmes Christine Denis, Géraldine Faure, et Constance Imad.

Je remercie enfin les personnalités scientifiques qui ont accepté d'être membre de mon jury : M. Marcello Fulchignoni, qui a bien voulu le présider, MM. Michel Blanc et Darrell Strobel qui ont été les rapporteurs de cette thèse (avec un merci supplémentaire à M. Strobel qui, je le sais, a dû peiner sur mon français), Mme Frances Bagenal (venue spécialement des États-Unis pour participer à ce jury, je l'en remercie très chaleureusement), et M. Alain Lecacheux. Je veux encore remercier Nicole, sans qui cette thèse n'aurait pas existé, pour son extraordinaire lucidité, son enthousiasme dans son travail de recherche et sa capacité à le faire partager.

## Résumé

La magnétosphère jovienne interne est peuplée de particules chargées qui sont principalement «produites» par le satellite Io, et soumises à l'action du puissant champ magnétique de Jupiter, formant entre environ 5 et 10 rayons joviens ( $R_J$ ) un nuage de plasma toroïdal (d'une «épaisseur» d'environ  $3R_J$ ), qu'on appelle ainsi le «tore de plasma d'Io». Cet objet constitue le plus bel exemple d'un plasma confiné dans une magnétosphère planétaire et, parce qu'il a été visité par cinq sondes spatiales, il est aussi un précieux laboratoire d'essai et de validation des techniques de mesures des plasmas in situ et à distance. Ajoutons que, pour les radio-astronomes, une bonne modélisation de la structure du tore est une des clefs de la compréhension du «phare» radio naturel que constitue le système jovien dans notre ciel.

Ma thèse est divisée en deux parties: dans la première partie, observationnelle, je présente deux méthodes nouvelles mises au point pour extraire des spectres radio d'Ulysse les mesures des densité et température des électrons. Ces méthodes exploitent les caractéristiques particulières de l'expérience URAP sur Ulysse (antenne dipolaire «longue», spin d'Ulysse, grande sensibilité du récepteur) ainsi que celles du milieu ambiant (plasma non collisionnel magnétisé, ondes de Bernstein, corotation du tore avec Jupiter), et ressortissent globalement de la «spectroscopie du bruit quasi-thermique recueilli par une antenne dans un plasma magnétisé» [Moncuquet, Meyer-Vernet and Hoang, *J. Geophys. Res.*, 100, 21697, 1995; Moncuquet et al., *J. Geophys. Res.*, 102, 2373, 1997]. À la différence de Voyager 1 ou de Galileo, Ulysse a traversé le tore d'Io sur une orbite presque Nord-Sud, en restant pratiquement tangent à une coquille magnétique, et permettant ainsi pour la première fois la mesure des densité et température des électrons le long des lignes de force magnétiques. Le résultat le plus inattendu est que la température des électrons est fortement croissante avec la latitude (elle double en  $7^\circ$  de latitude) et est anticorrélée à la densité, suivant une loi d'état polytrophe d'indice  $\sim 0.5$ . L'accroissement significatif de la température des électrons observé sur les lignes de force magnétiques contredit l'hypothèse, fondatrice de tous les modèles précédents, de l'équilibre isotherme (espèce par espèce) le long de ces lignes de force. En particulier, les modèles de confinement du tore utilisés jusqu'ici sont incorrects si la température des ions s'accroît avec la latitude comme celle des électrons.

La deuxième partie est consacrée à une nouvelle modélisation de la structure latitudinale du tore, susceptible d'expliquer ces résultats inattendus d'Ulysse tout en «fédérant» quelques mesures in situ. Pour expliquer l'inversion des températures et la loi polytrophe, nous invoquons le mécanisme de «filtrage des vitesses» proposé par J.D. Scudder [*in Astrophys. J.*, 398, 299, 1992] pour les couronnes stellaires. Ce mécanisme agit comme un filtre passe-haut sur les énergies des particules dès lors que ces particules sont confinées par un potentiel attractif monotone et que leurs distributions d'énergies sont non-maxwelliennes. Ces conditions sont réalisées dans le tore d'Io, où le potentiel attractif est dû à la force centrifuge qui confine les ions (et par conséquent les électrons pour préserver la neutralité du milieu), et où existe une population d'électrons suprathermiques dont les énergies décroissent en loi de puissance; dans ce cas, fréquemment rencontré dans les plasmas spatiaux, la distribution d'énergie peut être commodément modélisée par une fonction «kappa» [Meyer-Vernet, Moncuquet and Hoang, *Icarus*, 116, 202, 1995]. Nous généralisons ensuite ces distributions kappa à toutes les espèces de particules détectées dans le tore, en ajoutant la possibilité d'une anisotropie de température relativement à la direction du champ magnétique. Suivant F. Bagenal [*J. Geophys. Res.*, 99, 11043, 1994], i.e. en repartant des mesures presque équatoriales de Voyager 1 pour modéliser la structure radiale du tore, on construit un nouveau modèle fondé sur ces distributions «bi-kappa anisotropes» pour calculer la structure latitudinale. Notre modèle réconcilie, pour l'essentiel et en tenant compte d'une variation globale de densité du tore entre les deux époques, les observations de Voyager 1 et 2 et d'Ulysse, et montre qu'elles peuvent parfaitement correspondre à des variations similaires en latitude et distance radiale des concentrations et des températures des différentes particules. De plus, ce modèle rend compatible le profil radial de température des ions mesuré par Voyager 1 (croissant au delà de  $\sim 7.5R_J$ ) avec un profil radial à l'équateur du tore décroissant quasi-adiabatiquement.

## Summary

The inner Jovian magnetosphere known as the “Io plasma torus” (IPT) contains charged particles confined by the action of the strong magnetic field and fast rotation of Jupiter and ultimately supplied by mass loss from the innermost Galilean satellite Io. Its spatial distribution is a toroidal plasma cloud with inner and outer radii of approximately 5 and 10 Jovian radii, respectively, and vertical thickness of 3 Jovian radii. It is the most beautiful example of plasma confinement in a planetary magnetosphere. Because, previously, five different spacecrafts have performed *in situ* measurements and, currently, the Galileo spacecraft is making repeated measurements of magnetospheric properties, the IPT constitutes a precious natural laboratory for testing and validating *in situ* as well as remote plasma sensing techniques. A reliable model of the IPT structure is also a key requirement for understanding Jupiter as one of brightest radio sources in the sky.

My thesis is divided in two parts: In the first part, I present two novel methods of using radio spectra to determine the electron density and temperature in the IPT. These methods exploit characteristics of the URAP experiment onboard the Ulysses spacecraft (the radio receiver’s great sensitivity, a long wire antenna, and a spinning spacecraft) and the plasma environment which is a quasi-collisionless, magnetized, rotating plasma that supports oscillation of Bernstein waves. These methods can be summarized as " spectroscopy of quasi- thermal noise measured by an antenna imbedded in a magnetized plasma " [Moncuquet, Meyer-Vernet and Hoang, *J. Geophys. Res.*,100, 21697, 1995; Moncuquet et al.,*J. Geophys. Res.*,102, 2373, 1997]. In contrast to the Voyager 1 or Galileo spacecraft, Ulysses passed through the IPT basically on a north to south trajectory and nearly tangentially to a magnetic shell, which allowed, for the first time, the determination of the electron density and temperature along the magnetic field lines. The principal and most unexpected result is that the electron temperature increases substantially with magnetic latitude (it doubles within 7° of latitude range), is anticorrelated with the electron density, and obeys a polytropic law with an index  $\sim 0.5$ . The substantial variation of electron temperature found along lines is incompatible with the hypothesis of constant temperatures along magnetic field lines for each plasma specie assumed in all previous models of the IPT. Thus these models may be invalid if the ion temperatures vary as much with magnetic latitude as the electron temperature.

The second part is devoted to a new model of the latitudinal structure of the IPT, which is able to explain the unexpected results from Ulysses and to reconcile several *in situ* data sets. To explain the observed temperature inversion and the polytropic law, we adopt the "velocity filtering" mechanism, first proposed by J.D. Scudder [*Astrophys. J.*, 398, 299, 1992] to explain stellar coronal temperature profiles. This mechanism acts as a high pass filter for particle energies if the particles are confined in an attractive monotonic potential well and have a non-maxwellian velocity distribution. These conditions are met in the IPT, where the attractive potential is due to centrifugal force that confines plasma ions (since the plasma is corotating with Jupiter) and hence electrons by an ambipolar electric field to preserve neutrality and the electron velocity distribution has a suprathermal tail. The suprathermal electron population has a velocity distribution that decreases with increasing energy as a power law, as is frequently the case in space plasmas, and the velocity distribution can be conveniently modeled mathematically with a " kappa " distribution [Meyer-Vernet, Moncuquet and Hoang, *Icarus*, 116, 202, 1995]. Adopting a kappa distribution for the electrons and all ion species detected in the torus and including anisotropy effects with respect to the magnetic field, I construct a kinetic model based on the so-called “anisotropic bi-kappa” distributions to calculate the latitudinal structure. Following F. Bagenal [*J. Geophys. Res.*, 99, 11043, 1994], I adopt the nearly equatorial data set from Voyager 1 to empirically represent the radial structure. My model reconciles the Voyager 1 and 2 and Ulysses observations, and demonstrates that these data sets possess similar latitudinal and radial variations of the IPT densities and temperatures. This model also generates a radial ion temperature profile past  $\sim 7.5$  Jovian radii, which is compatible with a quasi-adiabatic radial temperature decrease at the torus equator.

An hypertext version of this thesis is available on the URL : <http://calys.obspm.fr/%7Emoncuque/theseweb>

# Sommaire

REMERCIEMENTS . . . . .	ii
RÉSUMÉ . . . . .	iii
SUMMARY . . . . .	iv
<b>INTRODUCTION, RÉSUMÉ ET MODE D'EMPLOI</b>	<b>1</b>
<b>A Ulysse dans la magnétosphère de Jupiter</b>	<b>7</b>
<b>I Le tore de plasma d'Io vu <i>in situ</i> par Ulysse</b>	<b>9</b>
I.1 Les visiteurs du tore . . . . .	9
I.2 Le paysage radio vu d'Ulysse . . . . .	14
I.3 À propos du bruit thermique en plasma magnétisé . . . . .	17
<b>II Publications : Deux nouvelles méthodes d'analyse des spectres radio d'Ulysse</b>	<b>21</b>
II.1 <i>Dispersion of electrostatic waves in the Io plasma torus and derived electron temperature</i> . . . . .	21
II.2 <i>Detection of Bernstein wave forbidden bands in the Jovian magnetosphere: A new way to measure the electron density</i> . . . . .	37
<b>III Observations radio d'Ulysse : Bilan et Perspectives</b>	<b>49</b>
III.1 Grandeurs déduites des observations d'Ulysse . . . . .	49
III.2 Applications à des milieux/instruments « comparables » . . . . .	53
<b>B Un nouveau modèle de confinement du tore de plasma d'Io</b>	<b>57</b>
<b>IV Structure latitudinale des électrons du tore</b>	<b>59</b>
IV.1 Inversion des températures . . . . .	59
IV.2 Filtrage des vitesses . . . . .	64
IV.3 Loi polytrophe et distribution kappa . . . . .	65
<b>V Équilibre, confinement et anisotropie du tore</b>	<b>71</b>
V.1 Pourquoi un nouveau modèle de confinement du tore d'Io? . . . . .	71
V.2 Distributions bi-kappa anisotropes des ions . . . . .	74

<b>VI Construction d'un modèle 2-D</b>	<b>79</b>
VI.1 Bases empiriques du modèle . . . . .	79
VI.2 Le choix du kappa et de l'anisotropie . . . . .	84
VI.3 Confrontation du modèle aux observations in situ . . . . .	88
<b>CONCLUSION ET PERSPECTIVES</b>	<b>91</b>
<b>Bibliographie</b>	<b>95</b>
<b>Annexes</b>	<b>102</b>
<b>A Sur les observations</b>	<b>103</b>
A.1 Éphémérides des quatre sondes dans le tore . . . . .	104
A.2 Bruit thermique dans le vent solaire . . . . .	106
A.3 Un passage de Wind dans la Plasmasphère . . . . .	108
A.4 Ce qu'on devrait observer avec Cassini . . . . .	110
<b>B Sur le modèle</b>	<b>111</b>
B.1 Publication : <i>Temperature Inversion in the Io Plasma Torus</i> . . . . .	111
B.2 La méthode numérique . . . . .	125
B.3 Quelques exemples de modèles . . . . .	126
<b>C Autres publications</b>	<b>135</b>
C.1 <i>Ulysses Radio and Plasma Wave Observations in the Jupiter Environment</i> . . . . .	137
C.2 <i>Electron density and temperature in the Io plasma torus from Ulysses thermal noise measurements</i> . . . . .	147
C.3 <i>Bernstein Waves in the Io Plasma Torus: A Novel Kind of Electron Temperature Sensor</i> . . . . .	157
<b>Table des figures</b>	<b>171</b>



« Dis-moi, la lune,  
« T'habites un coin qu'on n'voit pas bien,  
« mêm' quand on met nos grosses lunettes... »

Léo Ferré

## Introduction et Résumé

**L**A MAGNÉTOSPHÈRE JOVIENNE interne est peuplée de particules chargées, en corotation partielle avec Jupiter et soumises au puissant champ magnétique de cette planète, formant en particulier entre  $\sim 5$  et  $10 R_J$  (rayon jovien) un nuage de plasma à peu près toroïdal qu'il est convenu d'appeler LE TORE DE PLASMA D'IO.

Détecté depuis la terre dès 1976 grâce à des observations de raies d'émission d'ions *soufre*  $S^+$  [Kupo et al., 1976], mais observé in situ pour la première fois<sup>1</sup> en 1979 par la sonde spatiale Voyager 1, ce plasma est en effet principalement produit par le satellite Io, bien que les mécanismes physiques à l'œuvre pour arracher cette matière de l'atmosphère volcanique d'Io, pour l'ioniser et la transporter de part et d'autre de l'orbite d'Io (à  $\sim 5.9R_J$ ) sous le « contrôle » du champ magnétique de Jupiter, soient encore très mal compris. Une première raison à cela tient naturellement à la difficulté d'appréhender un phénomène qui met en jeu une si grande variété de processus physico-chimiques, à la frontière de l'aéronomie et de la physique des plasmas. Une autre raison est la rareté des mesures in situ (3 passages de sondes<sup>2</sup> depuis Voyager 1 à quelques années d'intervalle) avec pour principale conséquence un manque de contrainte sur les hypothèses généralement avancées pour expliquer la structure physico-chimique et la stabilité (ou non) du tore. Quant aux observations faites depuis la Terre, elles ont plutôt ajouté à la complexité du phénomène en mettant par exemple en évidence des dissymétries azimutales persistantes [voir par ex. Schneider and Trauger, 1995] (autrement dit le tore n'est pas tout à fait un tore de révolution) ainsi que des variations temporelles [revues dans Thomas, 1993] à moyen ou long terme, que les sondes ne pouvaient évidemment pas révéler.

Quoi qu'il en soit, le tore de plasma d'Io existe, on l'a rencontré à plusieurs reprises<sup>2</sup>, en particulier la sonde spatiale européenne Ulysse, le 8 février 1992. Cette rencontre entre Ulysse et Jupiter fut le point de départ de cette thèse qui a deux objectifs :

**1° Extraire le plus d'informations possible des observations faites par Ulysse lors de son passage au plus près de Jupiter ( $\sim 5R_J$ ).** Rappelons qu'Ulysse est une sonde d'exploration solaire hors-Écliptique, ce qui a eu en l'occurrence deux conséquences, bonne et mauvaise : la mauvaise est que les instruments d'Ulysse ne sont pas bien adaptés à la mesure dans la magnétosphère jovienne et qu'il a vraiment fallu s'acharner sur les observations disponibles pour en tirer des paramètres physiques. La bonne conséquence, qui justifiait que l'on s'acharnât, est que la traversée du tore d'Io s'est accomplie sur une orbite exceptionnelle<sup>3</sup>, quasiment nord-sud et a fourni pour la première fois et probablement pour longtemps la seule « coupe » méridienne du tore de plasma d'Io.

1. Pioneer 10 est effectivement passé dans le tore d'Io en décembre 1973, mais ses observations n'ont pu être véritablement interprétées comme une détection de celui-ci qu'après Voyager 1 [Intriligator and Miller, 1981]

2. Voyager 1 et 2 [1979-80], Ulysse [1992] et Galileo [1996]

3. précisément parce qu'il fallait sortir Ulysse du plan de l'Écliptique, en utilisant la gravité de Jupiter

**2° Déterminer si une « certaine » structure spatiale a perduré entre les observations in situ du tore, et dans ce cas, construire un modèle de structure 3-D du tore bien étayé physiquement et « fédérateur » de ces différentes mesures.** Cette approche doit permettre d'une part de comprendre la physique de base qui détermine l'organisation du tore dans la magnétosphère jovienne et d'autre part de distinguer dans ce tore de plasma ce qui est temporellement stable de ce qui est vraisemblablement lié aux variations météorologiques (au sens le plus large) d'Io et de Jupiter. Ajoutons qu'au delà de la légitime ambition de comprendre « comment ça marche », il est aussi nécessaire de modéliser le tore de plasma d'Io en 3 dimensions pour pouvoir étudier et interpréter les émissions radio de Jupiter observées depuis la Terre, dont on sait qu'elles sont contrôlées et/ou produites par ce tore de plasma [voir par ex. *Kaiser*, 1993].

Le premier objectif - l'exploitation des observations d'Ulysse - m'a donné du fil à retordre mais a été plus qu'atteint : on a pu déduire des spectres radio les densités et surtout les températures des électrons avec des précisions de 15 à 20%, précisions suffisantes pour établir que les températures électroniques variaient fortement avec la latitude, ce qui constitue une véritable découverte. En effet, jusqu'au passage d'Ulysse près de Jupiter, la plupart des connaissances quantitatives de la structure spatiale du tore d'Io (densités et températures) provenaient des mesures faites par Voyager 1. Or cette sonde est restée à peu près dans le plan équatorial du tore, de sorte que, dans les modèles à deux dimensions, seule la structure radiale reposait sur des mesures in situ, tandis que la structure latitudinale était calculée à partir d'hypothèses plausibles mais non vérifiées expérimentalement. Ces modèles de densité [*Bagenal and Sullivan*, 1981; *Divine and Garrett*, 1983; *Bagenal*, 1994] ont été largement utilisés pour préparer la visite de la sonde Galileo qui, comme Voyager, ne s'est guère éloignée de l'équateur. En revanche Ulysse a traversé le tore d'Io le long d'une trajectoire presque nord-sud et a exploré plusieurs échelles de hauteur de part et d'autre de l'équateur du tore, tout en restant sur les 2/3 de sa trajectoire à peu près sur une même coquille magnétique ( $L \sim 8R_J$ ). La variation significative de la température des électrons le long de cette trajectoire contredit l'hypothèse, fondatrice de tous les modèles précédents, de l'équilibre thermique du plasma (espèce par espèce) le long des lignes de force magnétiques et infirme le modèle de confinement équatorial des particules qui en découlait.

Après cette découverte, le deuxième objectif annoncé de la thèse - comprendre et modéliser le tore spatialement - a été réduit (d'au moins une dimension) et surtout, l'approche de cet objectif a changé. En effet, notre intention première (c'est-à-dire avant l'obtention de la température électronique) était d'utiliser les densités vues par Ulysse pour donner une échelle de hauteur gaussienne de la variation densité/latitude, dans le cadre d'un modèle classique fondé sur l'équilibre diffusif du plasma le long des lignes de champ (ce qu'on a fait dans *Hoang et al.* [1993]) et de se concentrer, pour construire un modèle de densité, sur la compréhension du mécanisme de diffusion radiale du plasma et éventuellement l'analyse des dissymétries de révolution. Mais l'hypothèse d'équilibre thermique local (qui implique une température constante le long des lignes de champ) s'avérant fautive, ce scénario a changé : **il a fallu d'une part expliquer les résultats inattendus d'Ulysse et d'autre part proposer un nouveau modèle de structure latitudinale (ou confinement) du tore qui tienne compte de ces résultats.** C'est finalement ce travail d'explication théorique et de modélisation du confinement du tore qui va constituer l'essentiel de la deuxième partie de cette thèse. Pour la structure radiale, on se contentera comme dans *Bagenal* [1994] d'une description empirique (fondé sur des profils de densité mesurés et supposés indépendant de la longitude) sans chercher à expliquer les mécanismes physiques qui font diffuser le plasma radialement. Néanmoins, notre nouveau modèle permettra, comme c'était notre ambition, d'expliquer et fédérer plusieurs mesures in situ et ainsi d'apprécier la stabilité temporelle du tore de plasma d'Io.

POUR EXPLIQUER la variation observée de la température électronique, qui augmente avec la latitude et est anticorrélée à la densité, nous invoquons un mécanisme dit de « filtrage des vitesses », proposé par *Scudder* [1992a] dans un tout autre contexte. Ce mécanisme est à l'œuvre dès lors que le plasma étudié est à la fois soumis à une force dérivant d'un potentiel attractif (ici la force centrifuge due à la corotation), et n'est pas à l'équilibre thermique de Maxwell-Boltzmann. On peut en donner l'explication préliminaire suivante : les particules sont confinées dans le puits de potentiel (qui définit ici l'équateur centrifuge) et puisque les particules les plus énergétiques s'échappent plus facilement, leur proportion est plus grande en dehors du puits de potentiel, et donc l'énergie cinétique moyenne des particules augmente avec la latitude centrifuge tandis que la densité diminue. Ce filtrage des vitesses n'a pas lieu avec une distribution maxwellienne des vitesses parce que dans ce cas le potentiel « filtre » toutes les particules de la même façon<sup>4</sup>. Ce mécanisme de filtrage des vitesses fait ici merveille pour expliquer les mesures des densités et températures électroniques obtenues sur la trajectoire quasiment nord-sud d'Ulysse [*Meyer-Vernet, Moncuquet and Hoang*, 1995]. Pour obtenir un modèle quantitatif, on a utilisé une distribution d'énergies empirique, fréquemment rencontrée dans les plasmas naturels [*Olbert et al.*, 1968], appelée distribution lorentzienne généralisée ou distribution « kappa » (notée encore  $\kappa$ -distribution), et qui permet de décrire simplement et de manière réaliste un plasma stable hors équilibre thermique.

**Ainsi, l'augmentation des températures le long des lignes de champ est incompatible avec l'équilibre thermique local des électrons, mais peut en revanche s'expliquer par la permanence d'une population d'électrons suprathermiques dont les énergies décroissent en loi de puissance comme dans une  $\kappa$ -distribution.** La permanence d'une telle population est compatible avec le fait que le plasma du tore est très peu collisionnel et n'a effectivement pas beaucoup de raisons de relaxer rapidement vers l'équilibre thermique.

Ces résultats d'Ulysse ne concernent malheureusement que les électrons, alors que l'organisation spatiale du tore dans le potentiel centrifuge est principalement contrôlée par les ions<sup>5</sup> qui sont beaucoup plus massifs. Néanmoins, l'argument d'absence d'équilibre qui vaut pour la distribution des électrons doit valoir a priori pour les ions : leur libre parcours moyen est environ 6 fois plus grand que celui des électrons et on s'attend donc encore moins à ce qu'ils thermalisent. Bien entendu, leurs distributions d'énergies initiales peuvent être très complexes, car elles sont liées au mécanisme de pick-up<sup>6</sup> (ou d'assimilation) des neutres (qui sont « brutalement » ionisés dans leur mouvement keplerien autour de Jupiter et les ions ainsi formés se retrouvent prisonniers des lignes de champ, en corotation avec Jupiter). On trouve dans la littérature un choix abondant de ces distributions de pick-up mais aucune n'a été vérifiée expérimentalement. Quoi qu'il en soit, le mouvement des ions assimilés est déterminé par l'action du fort champ magnétique de Jupiter et va se caractériser par un comportement certes très différencié entre les particules évoluant parallèlement ou perpendiculairement au champ, c'est-à-dire anisotrope, mais qui va relaxer dans chaque direction (sinon tendre vers l'équilibre thermique) lorsqu'on « s'éloigne » (en espace et en temps)

---

4. cela produit simplement une translation en énergie, qui multiplie la maxwellienne par une constante, donc ne modifie pas sa « température »

5. principalement de l'oxygène et du soufre, dans des proportions mystérieuses et variables [*Strobel*, 1989]

6. J'en profite pour prier le lecteur de m'excuser des termes d'anglais pas ou mal traduits qui peuvent traîner ça et là dans cette thèse. L'usage du français en science disparaît hélas tranquillement et les mots pour désigner certains objets ou concepts en physique des plasmas, bien qu'ils existent souvent ou qu'ils puissent être facile à former, sont rarement utilisés ou reconnus par les français eux-mêmes. Comment traduisez-vous par exemple *pick-up*, *current sheet*, *plasmashet* ou *pitch-angle*? réponse (ici): assimilation, lame de courant, feuillet de plasma, et, pour le dernier, je donne ma langue au chat

du lieu d'assimilation des neutres.

Le modèle de structure (en densité et température) que nous proposons ici sera donc construit par analogie avec ce que nous observons pour les électrons, c'est-à-dire à l'aide de distributions kappa mais en y ajoutant la possibilité d'une (forte) anisotropie de température, puisqu'elle est soupçonnée<sup>7</sup> d'être importante pour les ions, à cause du mécanisme d'assimilation des neutres dans un plasma en corotation (esquissé ci-dessus). Cela m'a naturellement conduit à utiliser des distributions kappa dans deux directions, parallèle et perpendiculaire au champ magnétique (que nous appellerons « bi-kappa »), pour modéliser les différentes populations d'ions. À cet égard ce modèle repose comme les précédents sur des hypothèses plausibles mais non vérifiées expérimentalement - moins une cependant, celle de la température supposée constante avec la latitude - en particulier à cause de la méconnaissance des « vraies » distributions d'énergies des ions (une façon de remédier à cela serait par exemple de « revisiter » les données des analyseurs de particules de Voyager 1 en ajustant ces distributions bi-kappa, ce qui est hors du cadre de cette thèse, mais est en cours).

La résolution du système d'équations, obtenu en décrivant le plasma du tore à l'aide de ces distributions bi-kappa anisotropes, n'aboutit qu'à donner la variation des densités en fonction de la latitude (avec cependant en prime, par rapport aux modèles isothermes, la variation des températures le long des lignes de champ). Il faut encore, pour obtenir un modèle digne de ce nom, soit bâtir un modèle théorique de diffusion radiale (je mentionne cela pour mémoire, car je n'aborderai pas cette possibilité qui constitue en soi un vaste et difficile sujet [voir par ex. *Ferrière and Blanc, 1996*]), soit se donner empiriquement un profil radial de densité à partir des mesures disponibles, c'est-à-dire pour le moment celles de Voyager 1, et bientôt, je l'espère, celles de Galileo. Avec un choix arbitraire des kappa des ions et des anisotropies, en se dotant de plus d'un bon modèle de champ magnétique<sup>8</sup>, on obtient finalement un modèle 2-D des densités et des températures pour chacune des espèces de particules détectées dans le tore.

Une vérification de la validité d'un tel modèle consiste à tester sa capacité de prédiction pour quelques mesures in situ (autres que celles qui ont servi de base empirique au modèle, évidemment !). On verra que des mesures obtenues par trois<sup>9</sup> des quatre sondes<sup>2</sup> qui ont visité le tore (ou sa banlieue) peuvent être expliquées à la lumière de ce nouveau modèle. Notamment, on montre que l'augmentation importante de la température des ions mesurée par Voyager 1 à partir d'environ  $9 R_J$ , inexplicée jusqu'à maintenant, pourrait bien être due à l'élévation en latitude de la sonde à cette distance et donc à un effet de filtrage des vitesses « vu » le long de sa trajectoire. On montre aussi que la densité électronique, relativement élevée, mesurée par Ulysse assez loin du tore (au delà de l'orbite d'Europe et à quelque  $20^\circ$  de latitude centrifuge) est correctement prédite par notre modèle, ainsi d'ailleurs que celle mesurée à des distances et latitudes comparables par Voyager 2. Enfin, si Galileo a mesuré des densités électroniques étonnamment élevées<sup>10</sup> près de l'orbite d'Io et difficiles à interpréter pour le moment, on peut constater qu'en s'éloignant de ce lieu « tourmenté », les électrons sont globalement plus confinés près de l'équateur et moins raréfiés

---

7. je dis seulement « soupçonnée » parce qu'on ne dispose malheureusement pas de mesures *fiabes* des températures parallèles des ions

8. tous nos calculs ont été faits en utilisant les modèles du GSFC [*Connerney, 1992*]

9. Nous ne tenterons à dire vrai dans cette thèse aucune interprétation des résultats de Galileo, trop récents pour qu'on ait pu les incorporer sérieusement à ce travail; mais c'est bien sûr en cours (voir Conclusion et Perspectives)

10. néanmoins seulement 2 fois plus élevées que « prévu » par *Bagenal [1994]* dans la partie externe du tore, i.e. la même différence qu'avec Ulysse, cette augmentation globale de la densité du tore pouvant être mise au compte d'une activité volcanique d'Io plus intense précédemment au passage d'Ulysse ou de Galileo que lors des passages de Voyager 1 et 2

que prévu aux plus hautes latitudes [voir par ex. *Gurnett et al.*, 1996]; on verra dans cette thèse<sup>9</sup> que notre nouveau modèle modifie les prédictions de densité des modèles précédents dans ce sens.

Tel qu'il se présente à la fin de cette thèse, ce modèle n'est prédictif que dans une seule dimension, celle de l'extension du tore en latitude, et reste empirique pour l'extension radiale (fondé sur les données de Voyager 1, et supposé symétrique azimutalement). Mais il remet en cause ce qui était considéré à tort avant Ulysse comme la structure la mieux comprise du tore de plasma d'Io, à savoir son confinement de part et d'autre de l'équateur centrifuge. Il constitue aussi pour les radio-astronomes jovitropes<sup>11</sup> une amélioration des modèles empiriques existants en donnant une vue plus réaliste de l'extension latitudinale du tore.

## Mode d'emploi/plan de la thèse

Comme sur le fond, la thèse est en deux parties distinctes quant à sa présentation. La raison en est que la **première partie (A)**, observationnelle, est déjà pour l'essentiel publiée: on a donc résolu de rédiger cette partie, consacrée à l'analyse des données radio d'Ulysse dans la magnétosphère interne de Jupiter, sous la forme d'une introduction à la lecture de ces publications. Le **chapitre I** commence par rappeler la topographie générale des magnétosphères en corotation, afin de pouvoir suivre et comparer les trajectoires des quatre sondes qui ont visité le tore (**section 1**), puis donne une description du paysage radio rapporté par Ulysse (**section 2**). La dernière section du chapitre I (**section 3**) aborde la « stratégie » utilisée pour « attaquer » les données d'Ulysse, qu'on peut appeler globalement spectroscopie du bruit thermique en présence d'un fort champ magnétique et sert d'introduction à deux articles que nous avons publiés dans le *Journal of Geophysical Research*. Ces articles forment tels quels (c'est-à-dire en anglais) le **chapitre II**. Ils décrivent en particulier toute la technique d'analyse des données (« la tactique », pour conserver la métaphore militaire) qu'il a fallu mettre en œuvre (et en l'occurrence inventer, puisque deux méthodes nouvelles ont été mises au point) pour extraire des spectres radio d'Ulysse les mesures des température et densité électroniques. Ces méthodes font feu de tous bois en exploitant les caractéristiques particulières de l'expérience URAP sur Ulysse (antenne dipolaire « longue », spin d'Ulysse, grande sensibilité du récepteur) comme du milieu ambiant (plasma non collisionnel magnétisé, présence d'ondes de Bernstein, effet Doppler important dû à la corotation) et sont donc décrites en détail dans les deux publications. On donne ensuite (**chapitre III, section 1**) un bilan détaillé des mesures obtenues sur Ulysse grâce à l'expérience radio, en particulier bien sûr, des mesures de densité et température des électrons, dont on tirera les conséquences sur la physique du tore dans la deuxième partie. On termine ce chapitre III (**section 2**) par quelques perspectives d'applications des méthodes ici mises en œuvre sur Ulysse/Jupiter à d'autres observations du même type dans des plasmas « comparables », comme les mesures de la sonde Wind dans la Plasmasphère de la Terre, ou les futures observations radio de la sonde Cassini dans la magnétosphère interne de Saturne.

La **deuxième partie (B)** est consacrée à la modélisation du confinement latitudinal du tore d'Io. Elle diffère de la première partie aussi bien sur le fond (on s'occupe cette fois de la physique du tore, et non de sa mesure) que sur la forme: elle n'est qu'en partie publiée. Est déjà publiée l'analyse de la structure latitudinale des électrons (mettant en jeu le « filtrage des vitesses ») dans [*Meyer-Vernet, Moncuquet and Hoang*, 1995]. Comme cet article jette les bases du nouveau modèle de structure thermique utilisé ici, il est produit en annexe B, et sa « substantifique moelle »

11. ceux qui aiment tourner leurs radio-télescopes vers Jupiter

(du moins pour la construction d'un modèle de tore) est reprise et commentée au **chapitre IV**. Ce qui suit (**chapitres V et VI**) est tout neuf et n'est pas (encore) publié. Pour cette raison, ces chapitres sont rédigés beaucoup plus en détail que les précédents. Voici le plan de toute cette deuxième partie :

**Chapitre IV**: On constate, à partir des mesures d'Ulysse, que la température des électrons ( $T_e$ ) varie le long des lignes de champ et est anticorrélée à la densité ( $n_e$ ), exhibant une loi d'état polytrophe:  $T_e \propto n_e^{\gamma-1}$ , à «  $\gamma$  inférieur à 1 » (**section 1**). De telles lois peuvent être expliquées par « filtrage » des distributions d'énergie des électrons en présence d'un potentiel attractif, à la condition que ces électrons soient hors équilibre thermique (**section 2**). Dans la **section 3**, on quantifie un peu le raisonnement précédent: on se donne a priori une distribution de vitesse non thermique « réaliste » de type kappa, et on calcule explicitement le « kappa des électrons » à partir de la loi polytrophe observée.

**Chapitre V**: Le confinement latitudinal du tore est contrôlé par la pression des ions. Les modèles de structure latitudinale du tore ne sont pas satisfaisants, que ce soit pour la variation observée « en vraie grandeur » par Ulysse de la température le long des lignes de champ magnétique, ou pour le comportement inexplicé des températures ioniques mesurées par Voyager1, ou encore pour prédire les gradients de densité observés par Ulysse (**section 1**). Nous proposons donc de décrire le mouvement des ions le long des lignes de champ en adoptant comme distribution de vitesses des ions des fonctions bi-kappa anisotropes (**section 2**), qui correspondent à l'addition vectorielle de deux  $\kappa$ -distributions ayant des températures différentes (mais le même kappa pour simplifier), dans deux directions, parallèle et perpendiculaire au champ magnétique, et en invoquant quelques lois de conservation (théorème de Liouville avec conservation de l'énergie et du premier invariant adiabatique).

**Chapitre VI**: Les équations ainsi obtenues ne concernent que les variations en latitude. Pour sortir un modèle 2-D à symétrie de révolution, on se donne un modèle de variation radiale empirique fondé sur les observations de Voyager 1. La présentation détaillée des bases empiriques du modèle (les entrées du code de calcul, si l'on préfère) est faite en **section 1**. À ce stade de la construction du modèle, l'extrapolation à l'équateur centrifuge des mesures de Voyager 1 s'impose, et nous conduit à prendre un peu d'avance sur la dernière section du chapitre en discutant des résultats obtenus sur les températures équatoriales des ions en fonction de la distance à Jupiter, en particulier lorsque la latitude de Voyager s'accroît. Bien qu'on n'ait pas de mesure des kappa des ions ni de l'anisotropie de température, on peut en discuter (**section 2**) et fournir ensuite quelques isocontours (densité des principales espèces) obtenus en résolvant les équations établies au chapitre V, avec les entrées décrites dans la section précédente. On termine ce chapitre (**section 3**) en confrontant ce nouveau modèle de structure 2-D du tore à quelques mesures in situ, des densités électroniques d'Ulysse (notre modèle expliquant, outre la variation de température avec la latitude, à la fois le fort confinement observé autour de l'équateur et le maintien d'une densité<sup>12</sup> électronique non négligeable loin de l'équateur), à quelques mesures de Voyager 1 et Voyager 2 dès lors que ces sondes se sont un tantinet éloignées<sup>13</sup> de l'équateur du tore.

12. correspondant aux mesures acquises dans [Moncuquet et al., 1997], cf. première partie de la thèse

13. ce qui est toujours le cas de Voyager 2 mais concernera surtout, pour Voyager 1, les distances radiales  $> 8R_J$ , et les effets induits sur les températures équatoriales des ions déjà discutés en section 1 de ce chapitre VI

## **Première partie**

# **Ulysse dans la magnétosphère de Jupiter**





# Chapitre I

## Le tore de plasma d'Io vu *in situ* par Ulysse

### I.1 Les visiteurs du tore

#### Se repérer dans un plasma magnétisé en corotation planétaire: l'équateur centrifuge

Pour pouvoir décrire et comparer les trajectoires des différentes sondes qui visiteront le tore, il faut d'abord se repérer par rapport à celui-ci. Les éphémérides des sondes ne fournissent que les positions jovigraphiques et sont insuffisantes pour décrire utilement la position sonde/tore. Le tore d'Io est un plasma, c'est-à-dire un objet formé de particules chargées dont les mouvements sont principalement gouvernés par le fort<sup>1</sup> champ magnétique jovien  $\vec{B}$ , qui est approximativement dipolaire<sup>2</sup> et dont les lignes de force tournent avec la planète. Il convient donc de se repérer à la fois par rapport à  $\vec{B}$  et par rapport aux mouvements du plasma dans  $\vec{B}$ .

Rappelons que dans un champ magnétique constant et uniforme, et en l'absence de toutes forces extérieures (y compris électrostatiques, i.e. en supposant le champ électrique nul), une particule chargée (de masse  $m$  et de charge  $q$ ) est soumise à la seule force de Lorentz  $\vec{F} = q\vec{v} \times \vec{B}$ , et décrit de ce fait exactement une hélice, en tournant autour des lignes de force de  $\vec{B}$  à la fréquence cyclotron ou gyromagnétique  $\omega_c = qB/m$ , avec un rayon de gyration (dit de Larmor)  $\rho = v_{\perp}/\omega_c$ , et en se déplaçant le long de ces lignes de force à une vitesse  $v_{\parallel}$  constante. Si maintenant, et de manière plus réaliste, le champ n'est pas uniforme mais varie modérément (i.e. vérifie les hypothèses de validité de l'approximation adiabatique<sup>3</sup>), on montre que la particule chargée va aussi décrire un mouvement quasi-hélicoïdal autour d'une lignes de force de  $\vec{B}$ , mais avec des vitesses  $v_{\perp}$  et  $v_{\parallel}$ , et par suite un rayon de Larmor  $\rho$  variables. Cette variation peut être appréciée en considérant une intégrale première (ou invariant) du mouvement qui est le moment magnétique<sup>4</sup> associé au

---

1. l'intensité, à l'équateur magnétique et à la surface de Jupiter, est  $\sim 428\mu\text{T}$ , à comparer à  $\sim 31\mu\text{T}$  pour la Terre et  $\sim 22\mu\text{T}$  pour Saturne

2. en première approximation, il s'agit d'un dipôle centré dont le moment magnétique est incliné d'environ  $9.6^\circ$  sur l'axe de rotation jovien

3. la variation  $\delta B$  de  $B$  dans l'espace (dans le temps) sur une distance égale à  $\rho$  (sur une période égale à  $2\pi/\omega_c$ ) est telle que  $\delta B/B \ll 1$  [Delcroix et Bers, 1994, p.102,]

4. appelé aussi pour cette raison *premier invariant adiabatique*

mouvement circulaire :

$$\mu = \frac{q^2 \rho^2 B}{2m} = \frac{1/2 m v_{\perp}^2}{B}$$

Si la particule se déplace vers une région de champ magnétique croissant, l'invariance de  $\mu$  montre que son rayon de gyration va décroître et que sa vitesse perpendiculaire va croître (au détriment de sa vitesse parallèle compte-tenu de la conservation de l'énergie).

### L'équateur magnétique

Si, en particulier, la particule se trouve sur une ligne de force fermée d'un champ magnétique poloïdal, on montre facilement l'existence d'une force de rappel  $\vec{F} = -\mu \frac{\partial B}{\partial s} \vec{e}_s$  qui s'exerce sur la particule dans son mouvement parallèle aux lignes de force ( $s$  désigne l'abscisse curviligne et  $\vec{e}_s$  un vecteur unitaire parallèle à  $\vec{B}$ ), et l'oblige à osciller entre deux points dits *points miroirs* où sa vitesse  $v_{\parallel}$  s'annule (bien entendu si la variation de  $\vec{B}$  est assez importante par rapport aux vitesses de la particule considérée). Dans le cas d'un champ magnétique dipolaire statique parfait, les particules oscilleront donc sur chaque ligne de force de part et d'autre de l'équateur du dipôle (où évidemment  $\frac{\partial B}{\partial s} = 0$ ), et qui constitue donc un plan d'équilibre physique du plasma. Cela nous permet une définition intrinsèque de l'équateur magnétique local d'un champ magnétique planétaire réel (multipolaire par exemple), qui ne possède pas de symétrie azimutale exacte : on définira l'équateur magnétique comme le lieu des points où la force miroir magnétique s'annule, c'est-à-dire où  $\frac{\partial B}{\partial s} = 0$ , sur chaque ligne de champ. Ainsi défini, l'équateur magnétique est a priori une surface d'équilibre d'un plasma magnétisé, sous réserve bien entendu que le champ magnétique soit statique et qu'aucune force extérieure ne s'exerce sur ce plasma, ce qui n'est pas le cas des magnétosphères planétaires.

### L'équateur centrifuge

Tout écart aux conditions énoncées au début (champ magnétique statique uniforme et pas de forces extérieures) provoque, outre la variation de  $v_{\parallel}$  déjà décrite, l'apparition d'une *vitesse de dérive* perpendiculaire aux lignes de champ et qui se superpose à la vitesse  $v_{\perp}$  du mouvement cyclotron<sup>5</sup>. Par exemple, un champ magnétique planétaire poloïdal provoquera l'apparition d'une vitesse de dérive due à la courbure de ses lignes de champ et d'une vitesse de dérive due au gradient de sa magnitude. On montre aussi que la présence d'un champ de force  $\vec{F}$  (par exemple de pesanteur) agissant sur la particule produit une vitesse de dérive donnée par  $\vec{v}_{\vec{F}} = \frac{\vec{F} \times \vec{B}}{B^2}$ . Si  $\vec{B}$  varie dans les limites de validité de l'approximation adiabatique<sup>3</sup>, ces vitesses de dérive sont faibles devant celles du mouvement quasi-hélicoïdal.

En revanche, dans le cas de la magnétosphère d'une planète possédant un champ poloïdal, il existe une variation forte (non adiabatique) mais régulière du champ magnétique, due à la rotation de la planète<sup>6</sup> qui entraîne avec elle les pôles et les lignes de forces de  $\vec{B}$ . Cette rotation du champ se traduit, via le « gel » du champ magnétique dans le plasma, par l'entraînement du plasma avec

5. du fait de sa superposition au mouvement cyclotron, il s'agit d'une dérive du centre instantané de rotation de la particule, appelé *centre guide*

6. particulièrement rapide pour Jupiter : un tour en 9h50min

la rotation planétaire. Montrons brièvement qu'on peut voir cet effet en terme de vitesse de dérive; considérons le champ électrique  $\vec{E}$  induit par la rotation des lignes de champ dans un référentiel inertiel : il sera responsable d'une dérive du centre guide des particules à la vitesse  $\vec{v}_{\vec{E}} = \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2}$ . Calculons cette vitesse de dérive: le champ électrique vu en un point P de la magnétosphère, dans un référentiel tournant avec la planète (de centre O et de vecteur rotation  $\vec{\Omega}$ ) à la vitesse  $\vec{V} = \vec{\Omega} \times \vec{OP}$  est alors  $\vec{E}' = \vec{E} + \vec{V} \times \vec{B}$ . Dans l'approximation du champ magnétique « gelé »

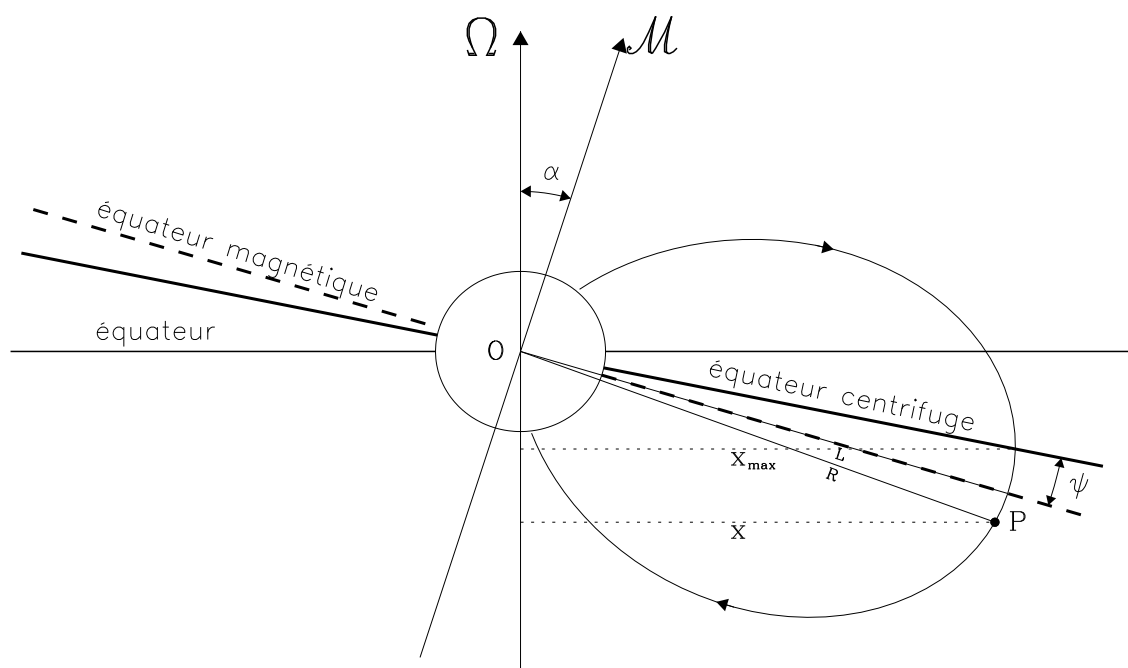


FIG. I.1 – L'équateur centrifuge est ici tracé dans un plan méridien contenant l'axe du moment magnétique  $\vec{M}$  d'un dipôle centré, incliné d'un angle  $\alpha$  sur l'axe de rotation planétaire de vecteur  $\vec{\Omega}$ . L'équateur centrifuge est défini comme lieu des points les plus éloignés de l'axe de rotation sur chaque ligne de champ. L'angle  $\psi$  formé par l'équateur magnétique et l'équateur centrifuge atteint son maximum dans ce plan  $(\vec{\Omega}, \vec{M})$  et vaut  $\sim \alpha/3$  pour un angle  $\alpha$  petit [Hill et al., 1974] (pour Jupiter,  $\psi \sim 3.2^\circ$ ). Un point P de la magnétosphère sera aisément repéré vis-à-vis du champ magnétique par le « rayon magnétique équatorial (ou dipolaire) » L de la ligne de champ auquel il appartient, et vis-à-vis d'un plasma en corotation (tore) par sa latitude centrifuge (angle à l'équateur centrifuge local).

dans le plasma (fluide de conductivité infinie),  $\vec{E}'$  est nul; on a donc  $\vec{E} = -\vec{V} \times \vec{B}$ , soit, pour une particule de centre guide en P, une dérive électrique  $\vec{v}_{\vec{E}} = -\frac{(\vec{V} \times \vec{B}) \times \vec{B}}{B^2} = \vec{V} - \vec{V}_{\parallel}$  (où  $\vec{V}_{\parallel}$  désigne

la composante de  $\vec{V}$  parallèle à  $\vec{B}$ ). Ainsi, à une vitesse parallèle à  $\vec{B}$  près<sup>7</sup>, la vitesse imprimée au centre guide de la particule est égale à la vitesse de rotation axiale rigide  $\vec{\Omega} \times \overrightarrow{OP}$ . Autrement dit, les lignes de force du champ magnétique entraînent dans leur rotation les particules chargées, à la vitesse de corotation rigide  $\Omega x$ , où  $x$  est la distance de la particule à l'axe de rotation de la planète [voir fig.I.1] : le plasma est dit en corotation planétaire<sup>8</sup>.

On en déduit une importante conséquence quant à la position d'équilibre des particules sur les lignes de champ: entraînées à la vitesse de corotation rigide, elles subissent une force centrifuge  $\vec{F}_c$  dont la composante parallèle à  $\vec{B}$  est une force de rappel qui s'annule sur la ligne de champ au point le plus éloigné de l'axe de rotation planétaire (cf.  $x_{max}$  sur la figure I.1), c'est-à-dire au point où  $\vec{B}$  est parallèle à  $\vec{\Omega}$ . Montrons le brièvement: l'accélération centrifuge de la rotation solide est donnée au point P par  $\vec{\Omega} \times \vec{V}$ , soit, en projetant dans la direction de  $\vec{B}$ :

$$F_{c\parallel} = m(\vec{\Omega} \times \vec{V}) \cdot \vec{B}/B = -m(\vec{\Omega} \times \vec{B}/B) \cdot \vec{V} = -m\Omega^2 x \sin \phi$$

où  $\phi$  est l'angle que fait le champ magnétique avec l'axe de rotation planétaire  $\Omega$ . Dans la magnétosphère de Jupiter et pour des distances de 4 à 13  $R_J$ , cette force de rappel centrifuge est, pour le gros des particules<sup>9</sup>, beaucoup plus importante que la force miroir magnétique (voir une comparaison dans [Cummings, Dessler and Hill, 1980]). Bien entendu, cette force n'agit effectivement que sur les ions, qui ont une masse conséquente. En ce qui concerne les électrons, bornons-nous à remarquer qu'ils devront « suivre » les ions pour conserver la neutralité du plasma, d'où l'apparition d'un champ électrique (dit *ambipolaire*) et donc d'une force électromotrice qui jouera pour les électrons le rôle de force de rappel, mais ce point sera développé plus en détail dans la deuxième partie de cette thèse. C'est donc finalement cette force de rappel (ou de confinement) centrifuge qui déterminera sur chaque ligne de champ le point d'équilibre autour duquel les particules chargées seront effectivement confinées : ces points forment une surface<sup>10</sup> de symétrie (et de densité maximale) du plasma en corotation, qu'on appelle **équateur centrifuge**.

## La trajectoire d'Ulysse et celles des autres

Maintenant qu'on ne peut plus se perdre dans la magnétosphère de Jupiter, on peut aussi comparer la trajectoire d'Ulysse [1992] à celles des trois autres coupes *in situ* du tore dont nous disposons, à savoir Voyager 1 et 2 [1979-80], et Galileo [1996]. On voit immédiatement sur la figure I.2, l'avantage qu'on peut tirer des mesures faites sur Ulysse, même s'il a fallu déployer de l'astuce pour exploiter ces données<sup>11</sup> : Ulysse a en effet réalisé la seule coupe méridienne du tore de plasma d'Io (dans une partie du tore relativement dense, autour de  $8R_J$ ) et par conséquent la seule susceptible de mesurer l'extension latitudinale (ou confinement) du tore « en vraie grandeur ». Les autres sondes (exceptée Voyager 2 qui n'a pas, à proprement parler, exploré le tore mais plutôt le feuillet de plasma magnétosphérique au delà de  $10R_J$ ) sont restées proches de l'équateur centrifuge et n'ont fourni que des profils de variation radiale des densités et températures. Par exemple, les iso-

7. nulle dans le cas d'un dipôle de moment magnétique non incliné sur l'axe de rotation de la planète

8. Dans la réalité, l'hypothèse du champ gelé n'est qu'imparfaitement vérifiée et la vitesse de rotation du plasma n'est pas la corotation angulaire rigide avec la planète : on parle alors de sous-rotation (*corotation lag*) du plasma [i.e. Hill, 1980]

9. c'est-à-dire les particules de plus basse énergie (donc de petit  $\mu$ ) de la distribution, qu'on appelle souvent aussi « les froids » ou encore le *coeur* (approximation curieuse de l'anglais *core*), le reste formant « les chauds », ou le *halo*.

10. Notons que cette surface n'est un plan que dans le cas d'un dipôle magnétique centré (incliné ou non)

11. du fait qu'Ulysse est équipée pour étudier le vent solaire, pas la magnétosphère jovienne

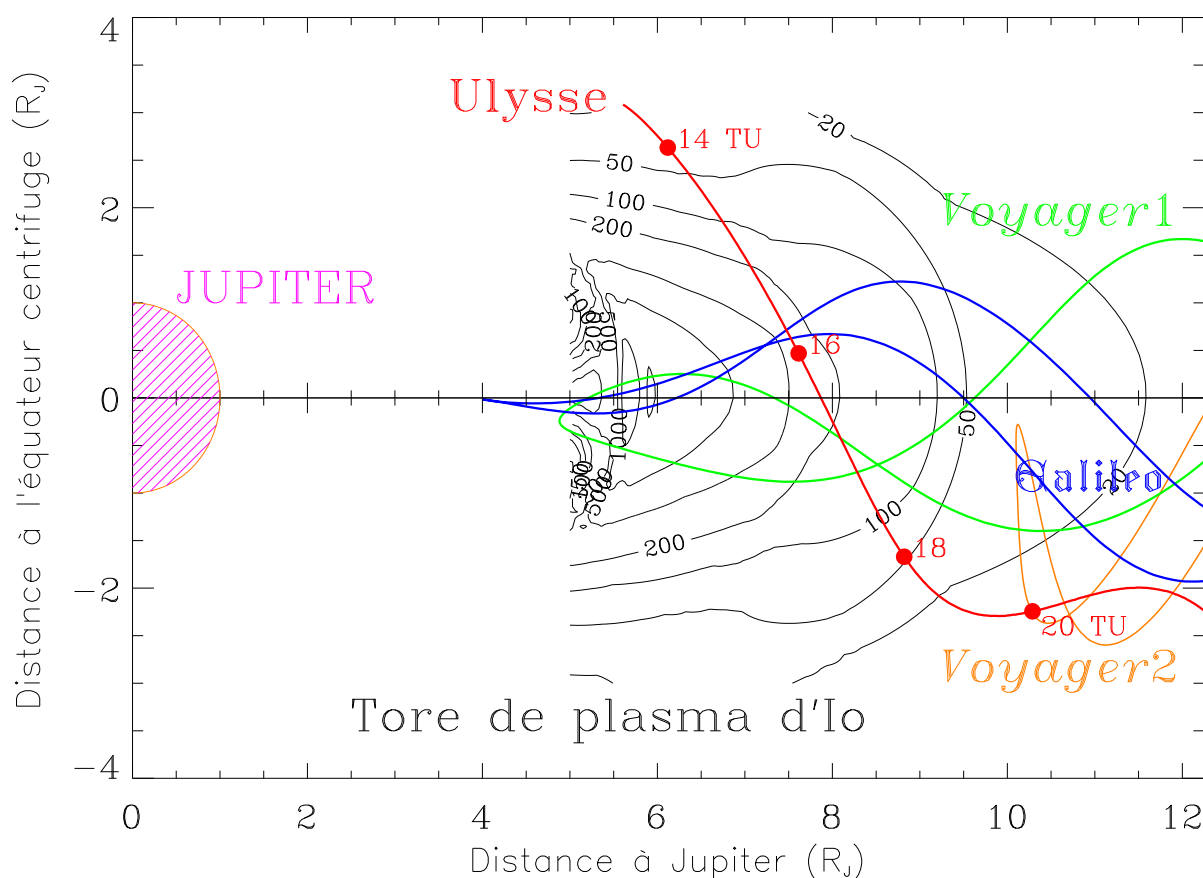


FIG. I.2 – Trajectoires, projetées dans un plan méridien du tore, des quatre sondes qui ont traversé le tore ou sa proche banlieue : Voyager 1 (vert), Voyager 2 (jaune), Ulysses (rouge) et Galileo (bleu). Les temps (en heures TU) indiqués par des points sont relatif à la traversée d’Ulysses (8 février 1992). Les isocontours sont ceux des densités électroniques calculées avec le modèle de Bagenal [1994] (isotrope, modèle de champ  $O_6$ , sans lame de courant)

contours indiqués sur cette figure sont calculés à partir des mesures de Voyager 1 à l’immersion<sup>12</sup>, extrapolées aux hautes latitudes en se fondant sur l’hypothèse d’équilibre thermique du plasma (impliquant les températures de chaque espèce constantes le long des lignes de champ) qui a été infirmée par les mesures d’Ulysses, comme on le verra dans la deuxième partie de la thèse. Ceci a notamment été possible parce qu’une bonne moitié de la trajectoire d’Ulysses (cf. les éphémérides des quatre sondes données en annexe A.1) est grosso modo inscrite sur une coquille magnétique de rayon dipolaire  $L \simeq 8.5R_J$ , et qu’on aurait donc dû y mesurer des températures constantes.

C’est en résumé le caractère exceptionnel (et qui ne se représentera pas de sitôt) de cette trajectoire méridienne d’Ulysses dans le tore, balayant au total  $\sim 6R_J$  du nord au sud du tore, c’est-à-dire plusieurs échelles de hauteur caractéristique du confinement (de l’ordre du rayon jovien), qui a justifié les efforts faits sur les spectres radio d’Ulysses, et que nous allons exposer dans les chapitres suivants.

12. en l’occurrence la demi-trajectoire la plus proche de l’équateur

## I.2 Le paysage radio vu d'Ulysse

Ulysse a traversé le tore de plasma d'Io le 8 février 1992. Ce jour-là, les analyseurs de particules basse-énergie n'étaient pas opérationnels (on a fermé le capot, ces analyseurs étant faits pour mesurer le vent solaire peu dense, ils risquaient d'être détériorés par les particules énergétiques provenant des ceintures de radiation joviennes [*Bame et al.*, 1992]). Par conséquent, la mesure in-situ<sup>13</sup> des paramètres du plasma dans le tore d'Io (densité et température, et *seulement* électroniques) n'a pu être obtenue que grâce à l'expérience radio URAP (*Unified Radio and Plasma Wave*).

Cette expérience est un consortium de plusieurs instruments (et plusieurs équipes) conçus pour étudier le vent solaire et les émissions radio solaires et planétaires [voir pour une description détaillée *Stone et al.*, 1992a]. Parmi ces expériences, on s'intéresse ici à l'instrument RAR (Radio Astronomy Receiver) destiné entre autres à mesurer la densité et la température des électrons du vent solaire en routine (voir annexe A.2). L'instrument est constitué de deux antennes, dont l'une est un dipôle électrique de  $2 \times 36$  m dans le plan de rotation d'Ulysse (dite antenne S), et l'autre est un monopôle dans l'axe de rotation (dite antenne Z)<sup>14</sup>. Ces antennes sont reliées à un récepteur radio basse-fréquence qui balaye linéairement 64 canaux (de largeur de bande 0.75 kHz) de 1.25 à 48.5 kHz en 128 secondes et à un récepteur haute-fréquence qui balaye 12 canaux (de largeur  $\sim$  3kHz), disposés grosso modo logarithmiquement de 52 à 940 kHz, en 48 secondes. Cet instrument acquiert donc toutes les deux minutes environ un spectre de puissance dans une gamme allant de 1 à 1000kHz. Mis bout à bout sur une durée donnée (généralement une journée), ces spectres produisent le matériau de base de tous les radio-astronomes pourvus d'antennes : le spectre dynamique radio ou radio-spectrogramme (cf. figure I.3).

Le spectre dynamique montré sur la figure I.3 a le format standard des spectres produit en routine au DESPA<sup>15</sup> : il s'agit en fait de 2 spectres dynamiques journaliers en valeurs dites « brutes », i.e. après l'amplification analogique du signal d'antenne de 0 à 5 Volts (voir l'échelle de couleur). Le spectre du bas a été obtenu par le récepteur basse-fréquence (64 canaux), tandis que le spectre dynamique du haut est reconstitué sur une échelle logarithmique de 1 à 1000 kHz à partir des canaux disponibles à la fois en hautes et en basses fréquences (64 + 12 canaux). Ce spectre dynamique est celui de la journée durant laquelle Ulysse s'est le plus approché de Jupiter (distance minimale vers midi, à environ  $5.5R_J$  du centre de Jupiter et  $3R_J$  au dessus de l'équateur centrifuge). Une analyse préliminaire de ce spectre [faite dans *Stone et al.*, 1992b] montre que l'essentiel de la puissance collectée par les antennes provient d'une part, vers les hautes fréquences, d'émissions radio joviennes [répertoriées dans *Carr, Desch and Alexander*, 1983]<sup>16</sup> et d'autre part, vers les basses fréquences,

13. J'exclus ici l'expérience d'occultation radio [*Bird et al.*, 1993] dont le principe repose sur l'atténuation du signal de communication radio entre Ulysse et la Terre, dont je ne conteste pas la qualité mais dont je soutiens qu'elle n'est pas *stricto-sensu* une mesure de la densité dans le tore: cette expérience mesure en fait la densité intégrée sur la ligne de visée Ulysse-Terre, ce qui suppose à la fois de retrancher un modèle d'ionosphère terrestre (incertitudes comprises) et surtout d'utiliser un modèle préalable d'équilibre du tore (avec notamment un positionnement de l'équateur centrifuge lié lui-même à un modèle de champ magnétique et de corotation). Cette expérience prend tout son intérêt si on peut comparer ses résultats à des mesures in situ, auquel cas on valide ou non les modèles utilisés pour dépouiller, mais elle ne permet pas de fournir une mesure *indépendante d'un modèle de tore*

14. qui ne présente pas d'intérêt pour notre étude, sinon que son signal est (malheureusement) quelquefois sommé à celui de l'antenne S, voir aussi note 18

15. *Département de Recherche Spatiale*, où je travaille

16. des émissions hectométriques *HOM*, i.e. autour de 300 kHz et plus, et des émissions kilométriques *nkOM* et

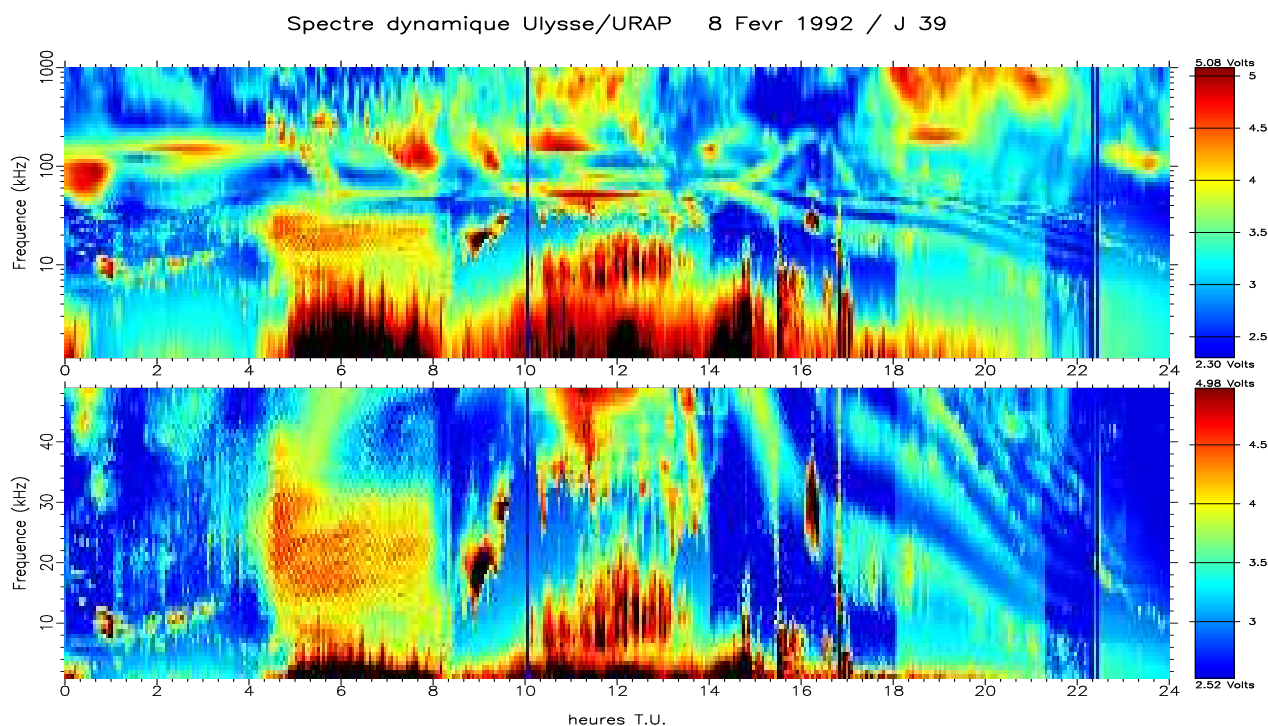


FIG. I.3 – Spectre dynamique de routine obtenu par Ulysse durant la journée du 8 février 1992

d'émissions locales fort variées<sup>17</sup> caractéristiques du plasma environnant la sonde. Parmi ces émissions locales, un type particulier d'ondes électrostatiques, les modes électron-cyclotron (ou modes de Bernstein) a fait l'objet de toute notre attention.

### Le spectre dynamique de la traversée du tore

La traversée par Ulysse du tore et de sa (grande) banlieue a eu lieu entre 8 et 23 heures et la traversée proprement dite entre 14 et 18 heures<sup>18</sup> (pour situer Ulysse, se référer aux points rouges de la figure I.2). Nos deux méthodes d'analyse des spectres, fondées sur le bruit thermique en présence de modes de Bernstein, ne sont applicables que de 14h à 18h pour la détermination conjointe des densité et température électroniques, et de 18h à 22h30 pour la détermination de la densité seulement.

*bKOM* (pour *narrow* et *broadband*), grosso modo centrées sur 100 kHz, avec des sursauts (type III jovien) descendant jusqu'à  $\sim 10$  kHz

17. par exemple : modes VLF, siffleurs (ou *whistlers*), modes cyclotron, on en trouvera une zoologie assez complète dans *Farrell et al.* [1993]. On peut aussi comparer ce spectre de la magnétosphère de Jupiter au spectrogramme qu'on prévoit d'observer dans la magnétosphère de Saturne avec Cassini (annexe A.4): à part les émissions radio propres à Saturne, on s'attend aux mêmes émissions locales

18. Cette durée, arbitrairement fixée, correspond en fait à une période où les antennes S et Z étaient séparées (zone non « voilée » sur la figure I.3, les zones entre 8h et 14h et entre 18h et 21h10 étant « voilées » par le bruit de l'antenne Z sommée à S)

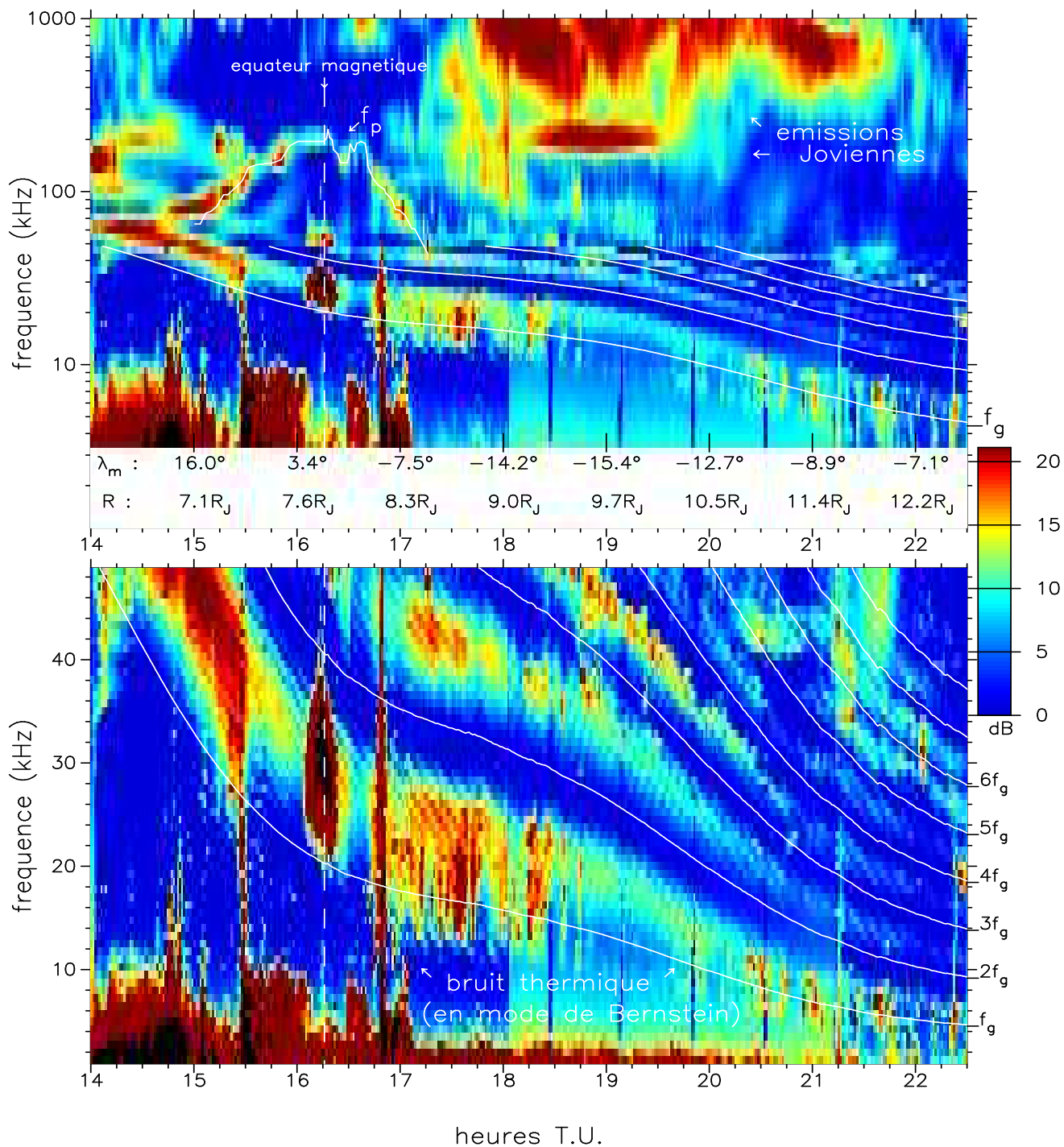


FIG. I.4 – Le spectre dynamique radio dont l'analyse détaillée a permis d'obtenir en particulier la densité et/ou la température électronique du tore de 7 à 13 R<sub>J</sub>



Nous présentons donc sur la figure I.4 le spectre dynamique « utile », c'est-à-dire celui dont nous avons tiré des mesures physiques<sup>19</sup>. On a indiqué sur ce spectre, en trait blanc continu, d'une part la fréquence plasma  $f_p$ , obtenue dans la gamme HF par reconnaissance d'un pic de signal à la fréquence hybride haute [Hoang *et al.*, 1993], et d'autre part la gyrofréquence  $f_g$  et quelques unes de ses harmoniques où apparaissent nettement des minima du signal.

Ce spectre dynamique a été publié et interprété dans Meyer-Vernet, Hoang & Moncuquet [1993], article qui a jeté les bases de l'analyse des données radio d'Ulysse présentée dans cette thèse. C'est en effet l'interprétation de ce spectrogramme comme du bruit électrostatique dû à l'agitation thermique des électrons « vus » par l'antenne, ici en présence d'un fort champ magnétique et d'une antenne « privilégiant » les modes propageant perpendiculairement à ce champ (modes de Bernstein), qui permet notamment d'expliquer les minima aux fréquences gyroharmoniques et d'autres particularités de ces spectres, comme leur modulation due à la rotation de l'antenne dans le champ magnétique (dépendante de la température), ou certaines chutes brutales de signal (bandes interdites aux modes de Bernstein, dépendantes de la densité). Cette interprétation est ainsi à l'origine des deux nouvelles méthodes mises au point pour extraire de ces données radio la densité et/ou la température électronique, qui sont décrites en détail dans les deux publications formant le chapitre II. Auparavant, nous allons brièvement introduire ce qu'est cette « spectroscopie du bruit thermique » et surtout justifier notre interprétation « en modes de Bernstein ».

### I.3 À propos du bruit thermique en plasma magnétisé

Lorsqu'une antenne électrique est immergée dans un plasma stable, le mouvement d'agitation thermique des particules chargées produit des fluctuations de la tension mesurée aux bornes de l'antenne. Ce bruit (quasi)-thermique peut être calculé formellement en fonction de la distribution de vitesses des particules et de la géométrie de l'antenne [Meyer-Vernet and Perche, 1989]. Inversement, la spectroscopie de ce bruit peut être utilisée pour remonter aux paramètres physiques du plasma (voir annexe A.2). Bien entendu, il existe des configurations plus ou moins favorables<sup>20</sup> pour que « ça marche », dépendantes à la fois du plasma et de l'antenne (par exemple, ça marche remarquablement bien avec Ulysse/URAP dans le vent solaire, voir annexe A.2). De toutes façons, exploitable ou pas, ce bruit thermique est un phénomène incontournable qui sera rencontré par toute expérience radio (suffisamment sensible) qui se promène dans un plasma.

En présence d'un fort champ magnétique cependant, le bruit thermique devient assez difficile (c'est un euphémisme) à calculer, même pour une simple distribution maxwellienne des vitesses (c'est-à-dire pour un plasma à l'équilibre) et les tentatives faites prennent seulement en compte les contributions de modes particuliers [voir Sentman, 1982] et négligent la géométrie d'antenne. Nous ne disposons donc pas actuellement d'un profil théorique de bruit thermique en plasma magnétisé pour modéliser les mesures d'Ulysse dans le tore de plasma d'Io comme on en dispose dans le vent solaire.

19. une intéressante analyse des spectres radio d'Ulysse a aussi été faite pour la période allant de 8h30 à 14h [Desch, Farrell & Kaiser, 1994], permettant de dériver des densités électroniques à des latitudes très élevées ( $\sim 5R_J$  au dessus de l'équateur centrifuge). Malheureusement, ces densités sont peu fiables, car leur détermination est liée à la détection de la coupure (*cutoff*) d'ondes basses fréquences à la fréquence plasma, mais cette coupure peut survenir à cause d'un plasma rencontré par les ondes à un autre point de l'espace que celui où se trouve Ulysse.

20. configurations plaisamment décrites dans Meyer-Vernet and Perche [1989], qui est LE papier sur le sujet.

Avant l'analyse détaillée des spectres présentée ici, le seul diagnostic possible se limitait à la fréquence plasma ( $f_p$  sur la figure I.4) dans la partie la plus dense du tore. En effet, malgré l'absence d'un calcul précis du bruit thermique, on peut utiliser le pic de densité spectrale attendu aux fréquences de résonances « habituelles » des ondes électrostatiques, qui peuvent être, en présence de champ magnétique, la fréquence plasma et/ou la fréquence hybride-haute et/ou la première fréquence  $f_Q$  des modes de Bernstein [voir par ex. *Belmont, 1981*]. Or ces fréquences sont très proches si la fréquence gyromagnétique est petite devant la fréquence plasma<sup>21</sup> (d'où la restriction du diagnostic à la partie du tore la plus dense).

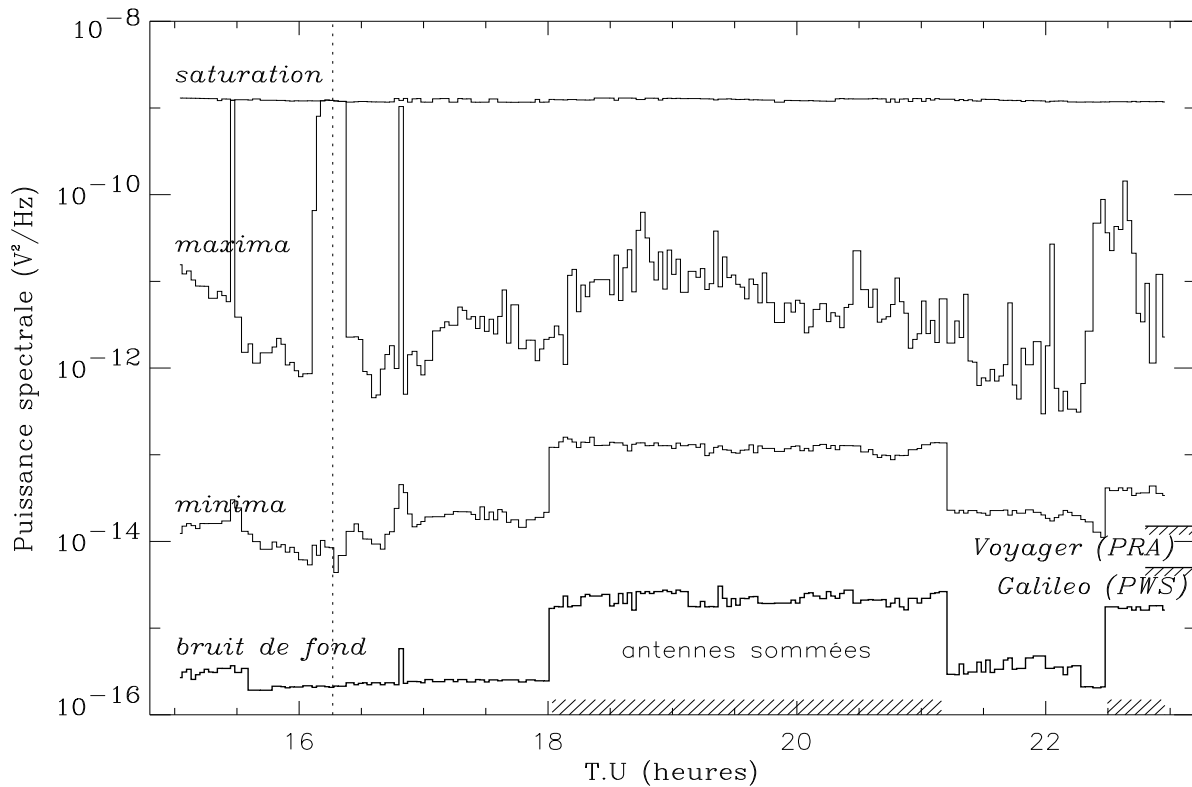


FIG. I.5 – Minima et maxima (de la gyrofréquence à 48 kHz) des spectres URAP acquis lors de la traversée du tore. Les courbes basse et haute montre le bruit de fond de l'instrument (à la fréquence de chaque minimum) et le niveau de saturation, respectivement. Nous avons indiqué pour comparaison les bruits de fond instrumentaux de PRA sur Voyager 1, et de PWS sur Galileo. La ligne verticale pointillée indique l'équateur magnétique.

À supposer qu'on dispose d'un modèle de bruit thermique en milieu magnétisé, rien n'indiquait *a priori* qu'on pourrait « voir » ce bruit sur les spectres acquis dans le tore d'Io, en particulier si celui-ci s'avérait négligeable à côté d'émissions en tous genres, dues par exemple à des instabilités liées à des distributions d'énergie très « exotiques », et susceptibles de complètement masquer ce bruit. Or, il n'en a rien été, et un point-clé de l'analyse du spectrogramme basses-fréquences de la fig.I.4 est la remarquable stabilité de la densité spectrale pendant ces 9 heures d'observations. On

21. on montre aussi dans ce cas que la température des froids peut être estimée en utilisant l'expression du bruit thermique sans champ magnétique [*Meyer-Vernet, Hoang & Moncuquet, 1993, voir Éq.(27)*]

montre cette stabilité sur la figure I.5 où sont représentées les valeurs extrêmes atteintes par le signal en fonction du temps : d'une part, les minima du signal restent à un niveau très stable (excepté les nettes variations due à l'addition du signal de l'antenne Z durant les périodes indiquées par des hachures). Cette stabilité n'est pas un effet de seuil de sensibilité, car ces minima sont mesurés largement au-dessus du bruit de fond de l'instrument<sup>22</sup>. D'autre part, les maxima atteints sont restés aussi à un niveau assez stable (l'instrument n'a saturé que pour quelques spectres au voisinage de l'équateur magnétique). Il serait très surprenant que des instabilités aient fourni pendant neuf heures la puissance idoine pour maintenir l'amplitude absolue du signal collecté d'un spectre à l'autre à un niveau aussi stable!

Outre la stabilité des extrema de la puissance spectrale, ceux-ci sont mesurés à des fréquences bien particulières : comme on le voit sur la figure I.6, les minima (absolus) sont très majoritairement placés sur les harmoniques de la gyrofréquence et les maxima (absolus) se trouvent à mi-chemin entre celles-ci. Plus généralement, comme on l'a déjà remarqué sur le spectre BF de la

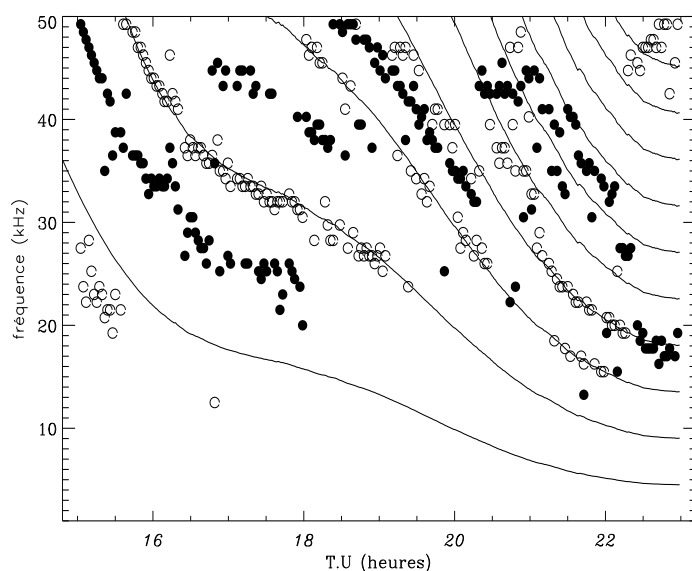


FIG. I.6 – Fréquences des minima absolus (cercles) et des maxima absolus (points) du spectre dynamique I.4. On a tracé la fréquence gyromagnétique et quelques-unes de ses harmoniques.

fig.I.4, les spectres présentent tous une modulation en rapport étroit avec le mouvement cyclotron des électrons : ils atteignent des minima relatifs aux fréquences gyroharmoniques<sup>23</sup> et présentent un accroissement (modéré) de densité spectrale entre chacune de ces fréquences. L'interprétation s'impose naturellement : le bruit qui « surnage » au-dessus du bruit minimum mesuré par l'antenne, entre les fréquences gyroharmoniques, doit être dû aux ondes électrostatiques entretenues par le mouvement cyclotron des électrons, autrement dit les modes de Bernstein (qui sont, par définition, des ondes électrostatiques propageant perpendiculairement au champ magnétique). Ces modes propagent sans amortissement entre les harmoniques de la fréquence gyromagnétique  $\omega_c$ , ce

22. ce qui n'aurait pas été le cas avec les instruments radio embarqués sur Voyager ou Galileo (PRA et PWS) dont la sensibilité, indiquée sur la fig.I.5, eut été insuffisante pour poursuivre l'étude présentée ici

23. ce qui est un moyen, on y reviendra au chapitre 3 (fig. III.1), de déterminer la magnitude du champ avec une bonne précision, de l'ordre de 1%

qui en fait des candidats de choix pour expliquer l'accroissement du signal entre ces harmoniques mais il convient d'y regarder d'un peu plus près concernant les conditions d'amortissement des ondes dans un plasma magnétisé.

Rappelons qu'une condition générale pour des électrons de vitesse moyenne  $\vec{v}$  d'amortir (ou d'exciter) une onde  $(\vec{k}, \omega)$  est [Stix, 1992, voir par ex. p270]:  $\omega - k_{\parallel}v_{\parallel} = n\omega_c$  ( $n$  est un nombre entier), ce qui n'exprime rien d'autre que l'égalité entre la fréquence de l'onde et celle de l'oscillateur formé par les électrons dans leur gyration autour des lignes de champ, compte-tenu du décalage Doppler dû à leur mouvement le long des lignes de champ. Si on considère une distribution des vitesses à deux populations froide et chaude (core + halo), cette condition d'amortissement explique pourquoi on ne voit entre les gyroharmoniques que les modes dont le  $k_{\parallel}$  est suffisamment petit pour qu'ils ne soient pas amortis par le gros des électrons (les froids), ce qui nécessite effectivement  $k_{\parallel}v_c$  petit devant  $\omega - n\omega_c$ . Ceci explique aussi pourquoi l'augmentation du signal entre les gyroharmoniques sera contrôlée par la population chaude (ou halo) des électrons. Notons qu'exactement à la fréquence gyromagnétique (ou à une de ses harmoniques) ce non-amortissement gradué par les chauds disparaît et le bruit est minimum, correspondant au bruit thermique « sans mode de Bernstein », produit essentiellement par les électrons froids.

Les explications qui précèdent sont purement qualitatives et n'ont d'autre but que de montrer la démarche heuristique qui a prévalu pour analyser ces spectres d'Ulysse. On a en particulier omis de parler de la partie « antenne », qui va favoriser ou atténuer tels ou tels modes. On trouvera les calculs détaillés quantifiant le raisonnement « sur le coin de la table » précédent (et tenant compte de la réponse d'antenne) dans Meyer-Vernet, Hoang & Moncuquet [1993] et dans les deux articles présentés au chapitre suivant. Les résultats de ces calculs comparés aux mesures d'Ulysse sont autant de vérifications de l'auto-cohérence de notre interprétation; à cet égard, on peut citer :

1° l'élévation du niveau de bruit observée entre les gyroharmoniques est celle obtenue par le calcul en mode de Bernstein [Meyer-Vernet, Hoang & Moncuquet, 1993] pour une population d'électrons chauds telle que celle observée<sup>24</sup> sur Voyager 1 par Sittler and Strobel [1987]

2° La modulation due à la rotation de l'antenne dans le champ magnétique est celle attendue pour les modes de Bernstein (le signal est maximum quand l'antenne est parallèle à  $\vec{B}$  pour des longueurs d'onde petites devant la longueur de l'antenne), et est l'opposé de ce qu'on attend pour des ondes (de Langmuir) propageant parallèlement à  $\vec{B}$ .

3° Les courbes de dispersion obtenues expérimentalement<sup>25</sup> à partir des spectres d'Ulysse (voir Chap.II, p.28) sont très semblables aux courbes de dispersion théoriques des modes de Bernstein.

4° Le niveau minimal du bruit observé aux gyroharmoniques est bien celui que l'on calcule avec les densités déterminées dans Hoang et al. [1993] et les températures des froids déterminées dans Moncuquet, Meyer-Vernet & Hoang [1995] (déterminations indépendantes bien sûr de ce niveau).

Notons pour finir ce chapitre que notre analyse de ces « bandes » de bruit entre les gyroharmoniques observées par Ulysse montre que celles-ci **ne sont pas dues à des instabilités du plasma**; cela est aussi vrai pour les bandes de bruit observées dans le tore avec Voyager 1 par Birmingham et al. [1981] (ce qui avait d'ailleurs été suggéré par Couturier et al. [1981] et vérifié par Sentman [1982]). Il en va généralement de même, contrairement à ce qui est souvent affirmé avec aplomb, des émissions dites «  $(n + 1/2)f_g$  » observées dans d'autres magnétosphères.

24. environ 2% de chauds à 1keV

25. pour la première fois dans un plasma naturel

## Chapitre II

### **Publications : Deux nouvelles méthodes d'analyse des spectres radio d'Ulysse**

#### **II.1** *Dispersion of electrostatic waves in the Io plasma torus and derived electron temperature*

[M. Moncuquet, N. Meyer-Vernet et S. Hoang, publié en 1995 dans *Journal of Geophysical Research*, Vol. 100, pages 21697-21708]

### Résumé

Nous présentons ici une analyse détaillée de l'ensemble des spectres radio acquis par la sonde spatiale Ulysse lorsqu'elle a traversé la partie externe du tore de plasma d'Io (à  $\sim 8R_J$ ). Ulysse est la première sonde qui a pu explorer le tore à une latitude non négligeable et, comme les analyseurs de particules (prévus pour la mesure du vent solaire) étaient à l'arrêt, seules les données radio ont pu finalement fournir des mesures *in situ* du tore en dehors de son équateur. Nous tirons de cette analyse principalement deux résultats :

D'une part, en comparant, dans les bandes situées entre les harmoniques de la gyrofréquence des électrons, la modulation du signal due à la rotation de la sonde à la modulation théorique des ondes électrostatiques qui propagent presque perpendiculairement à  $\mathbf{B}$ , nous déduisons des courbes *expérimentales* de dispersion de ces ondes. Ces courbes sont très proches des courbes de dispersions théoriques des modes de Bernstein dans un plasma quasi-thermique (i.e. à deux populations froide et chaude ou, en terme de distribution des vitesses, à cœur + halo).

D'autre part, en ajustant ces courbes de dispersion théoriques à celles déduites des observations, on fournit la température de la population d'électrons majoritaire (cœur) avec une incertitude d'environ 20%, lorsqu'on dispose d'une mesure indépendante de la densité. Sinon, on peut tout de même donner une fourchette d'évaluation de la densité et de la température.

Une analyse des températures ainsi obtenues et des densités des électrons en fonction de la latitude centrifuge est publiée en association avec ce papier [*Meyer-Vernet, Moncuquet and Hoang, Temperature inversion in the Io plasma torus, Icarus, 116, 202, 1995*].

# Dispersion of electrostatic waves in the Io plasma torus and derived electron temperature

M. Moncuquet, N. Meyer-Vernet, and S. Hoang

Département de Recherche Spatiale, Centre National de la Recherche Scientifique, Observatoire de Paris, France

**Abstract.** We present a detailed analysis of the set of radio spectra acquired during the Ulysses spacecraft passage through the outer part of the Io plasma torus (at  $\sim 8 R_J$ ). Since Ulysses is the first spacecraft to explore the torus far from the equator and the onboard plasma analyzers were shut off, these wave data are the only ones providing an in situ plasma diagnostics outside the equatorial region. We present here two main results. First, by comparing the observed spin modulation of the signal measured between electron gyroharmonics to the theoretical modulation for electrostatic waves propagating roughly normal to  $\mathbf{B}$ , we deduce experimental dispersion curves for these waves. These curves are very similar to Bernstein dispersion curves in a quasi-thermal plasma. Second, by fitting these theoretical dispersion relations to the experimental ones, we are able to deduce the core electron temperature with about 20% uncertainty when the density is measured independently. Otherwise, we can get a rough evaluation of both the density and the temperature. The corresponding latitudinal variation of these parameters is analyzed in a related paper (N. Meyer-Vernet, M. Moncuquet, and S. Hoang, 1995).

## 1. Introduction

On February 8, 1992, Ulysses crossed the Io plasma torus (IPT). That spacecraft carried Unified Radio and Plasma Waves (URAP) receivers [Stone *et al.*, 1992a], including a low-frequency receiver sweeping the frequency range 1.25 to 48.5 kHz in 128 s with a resolution of 0.75 kHz. Many spectra were thus recorded which showed, between consecutive gyroharmonic frequencies, weakly banded emissions characterized by a large bandwidth and a low intensity, which varied smoothly in both time and frequency. All these spectra were modulated by the spacecraft spin in Jupiter's magnetic field. Since the onboard particle analyzers were turned off, these wave measurements are the only ones allowing us to obtain an in situ plasma diagnostics in the IPT. Moreover, the Ulysses trajectory was basically north to south in the IPT, and so most of these spectra were acquired over a large latitude interval (i.e., a distance from the torus equator in the range  $\pm 2 R_J$ ) and a small variation (from  $\sim 7$  to  $8 R_J$ ) of the Jovicentric distance. It is the first time one can get such in situ measurements, because previous spacecraft remained close to the equator at this distance to Jupiter (see Hoang *et al.* [1993] for comparison between Ulysses and Voyager 1 data).

The above mentioned emissions have already been studied by Meyer-Vernet *et al.* [1993], who interpreted

them as quasi-thermal fluctuations in Bernstein waves and proposed to deduce the temperature from their apparent polarization. Bernstein waves [Bernstein, 1958] are electrostatic waves which propagate ideally without damping, perpendicular to the magnetic field  $\mathbf{B}$ ; their wavelength  $\lambda$  is of the order of  $2\pi$  times the electron gyroradius. Since the angular receiving pattern of an electric antenna is very sensitive to the wavelength  $\lambda$  when it becomes comparable to the antenna length  $L$ , the polarization measured with a spinning antenna is thus very sensitive to  $\lambda$ . The condition  $\lambda \simeq L$  is realized in the IPT. Meyer-Vernet *et al.* [1993] showed that this polarization shifts by  $90^\circ$  for a certain value of the wavelength, which can thus be evaluated from the data, yielding the electron gyroradius and, from it, the electron temperature. Using that method, Hoang *et al.* [1993] published temperature measurements with a 40% uncertainty.

In the present paper, we generalize that method: we no longer limit ourselves to measuring  $\lambda$  when the polarization shifts by  $90^\circ$ . We systematically fit the antenna angular response to each full modulation period thus using many more of the available data and proving the self-consistency of our results. For each of about 80 available spectra, we obtain from 3 to 12 points on the dispersion curve of the electrostatic waves in the ambient plasma. Note that this method only uses one available dipole antenna, contrary to the usual methods [see Filbert and Kellogg, 1988] or making correlations between several wave components [see Lefeuvre *et al.*, 1992].

Copyright 1995 by the American Geophysical Union.

Paper number 95JA02299.  
0148-0227/95/95JA-02299\$05.00

Having measured the dispersion curves, we have to deal with two different situations. In the more common one, the local plasma frequency  $\omega_p$  is measured independently [Hoang *et al.*, 1993]. In that case, we can calculate the dispersion relation for Bernstein waves in a Maxwellian electron plasma of known density (appendix B). We then fit the solution of the theoretical dispersion equation to our experimental points with the electron temperature as the only free parameter which is thus determined to within 15 to 25%. The main purpose of this paper is to describe the new method of obtaining the electron temperature; we thus only show, without further discussions, the temperature obtained in the IPT. It is noteworthy that the good precision obtained with that method made possible a quantitative analysis of the IPT latitudinal variation: this is done in a related paper in which we propose new interpretations and constraints about the previous IPT models [Meyer-Vernet *et al.*, 1995].

In the few cases when no measurements of the density are available, we have to fit the theoretical dispersion curves to our data points with two free parameters, the temperature and the density, which can then be estimated with an uncertainty of only 40 to 50%. Finally we discuss the physical relevance of our temperature determination, especially in the case of a non-Maxwellian velocity distribution.

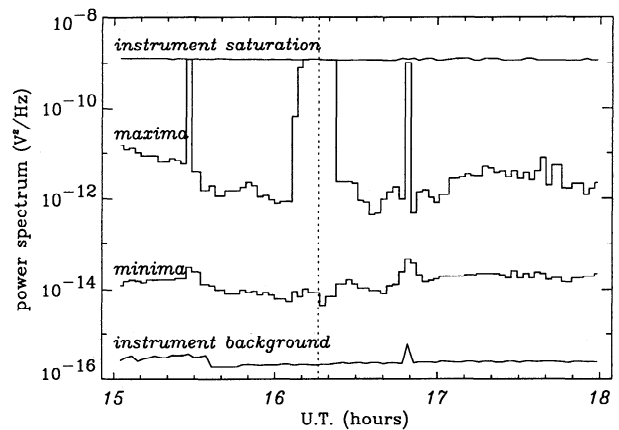
## 2. From Measured Spectra to Experimental Dispersion Curves

### 2.1. Preliminary Remarks About the Observations

In order to interpret the spectral density observed, let us emphasize two observational facts:

1. The signal is extremely stable. It has no growing peak or saturation (except in the close vicinity of the magnetic equator), and the variations of the mid-band amplitude and spectral shape are very small and smooth during the several hours duration of the IPT encounter (Figure 1). This signal can be quantitatively interpreted as quasi-thermal noise from suprathermal electrons [Meyer-Vernet *et al.*, 1993]. The lack of variation in the signal's intensity over time suggests the kind of configuration the ambient plasma is in; here we mean that the distribution may be multi-Maxwellian or kappa-like but does not contain beams, loss cones, or other strong anisotropic features with enough free energy to drive instabilities. It is indeed difficult to imagine that an unstable distribution (see for example Kennel and Ashour-Abdalla [1982]) could yield the roughly constant midband amplitudes observed during more than 3 hours (see Figure 1) at a level which is just what is expected from the (stable)  $\sim 1$  keV suprathermal component present in this region [Sittler and Strobel, 1987]. This point will be confirmed by our experimentally derived dispersion curves in the next section.

2. The power into the antenna reaches its lowest level, the thermal level, at gyroharmonic frequencies. The sig-



**Figure 1.** Absolute minima and maxima (from the gyrofrequency to 48.5 kHz) for each of the 77 power spectra acquired by Ulysses during its Io torus crossing on February 8, 1992 (of which two examples are shown in Figure 2). Except in the few cases where the instrument was saturated, six cases close to the magnetic equator (which is indicated as a dotted line) and two isolated cases, the ratio between the maxima (which take place roughly in the middle of the gyroharmonic band) and the minima (which are always very close to a gyroharmonic) is about two decades. The bottom and top curves show the instrument noise level at the frequency of each minimum and the instrument saturation level at the frequency of each maximum, respectively.

nal increases smoothly to about a hundred times that value in the middle of the harmonic bands (see Figure 1 and two samples on Figure 2). Here we shall not calculate explicitly the amplitude between the gyroharmonics, since that would involve an arbitrary chosen velocity distribution [Sentman, 1982]; but we may remark that a general condition for electrons of velocity  $v$  to damp (or excite) a wave  $(k, \omega)$  in a magnetized plasma is just  $\omega - k_{\parallel}v_{\parallel} = n\Omega$ , where  $n$  is an integer,  $\Omega$  is the angular gyrofrequency, and  $k_{\parallel}$  and  $v_{\parallel}$  denote parallel projections of  $k$  and  $v$ , respectively, on the magnetic field  $B$ . This equation only expresses the equality between the wave frequency and the frequency of the oscillators formed by the electrons spiraling along the magnetic field, taking into account the Doppler shift due to the velocity parallel to  $B$ . Hence all waves with  $k_{\parallel} \simeq 0$  are damped at gyroharmonic frequencies and weakly damped between them, and we may assume that the signal enhancement between gyroharmonics is due to the excitation of such waves by suprathermal electrons. For these electrons,  $v_{\parallel}/\Omega \gg \rho$  (the thermal electron gyroradius), and if  $k_{\perp} \sim 1/\rho$  (as we shall see), the condition  $\omega - n\Omega = k_{\parallel}v_{\parallel}$  can thus only be met between gyroharmonics for  $|k_{\parallel}| \sim \Omega/v_{\parallel} \ll k_{\perp}$ .

### 2.2. Computing the Antenna Response

The voltage power spectrum at Ulysses antenna terminals excited by such longitudinal electrostatic waves (i.e.,  $|k_{\parallel}| \ll k_{\perp}$ ) has been evaluated in Meyer-Vernet *et*



al. [1993] as

$$V_{\omega}^2 \approx \frac{1}{4\pi^3} \int_0^{\infty} k_{\perp} dk_{\perp} \int_{-\infty}^{+\infty} E^2(k_{\perp}, k_{\parallel}, \omega) dk_{\parallel} \\ \cdot \int_0^{2\pi} d\phi \frac{16 \sin^4(k_{\perp} \sin \theta \cos \phi L/2)}{k_{\perp}^4 L^2 \sin^2 \theta \cos^2 \phi} \\ \approx \frac{1}{4\pi^2} \int_0^{\infty} \frac{dk_{\perp}}{k_{\perp}} F_{\perp}(k_{\perp} L \sin \theta) \int_{-\infty}^{+\infty} E^2(k_{\perp}, k_{\parallel}, \omega) dk_{\parallel} \quad (1)$$

where  $E^2$  is the electric field power spectrum (assumed small for  $k_{\parallel} \ll k_{\perp}$ ),  $\theta$  (modulo  $\pi$ ) is the angle between the antenna and  $\mathbf{B}$  (assumed not to be too close to zero), and  $\phi$  is the azimuthal angle of  $\mathbf{k}$  in a plane perpendicular to  $\mathbf{B}$ . We also assume a gyrotropic distribution of waves (i.e., independent of  $\phi$ ). The function  $F_{\perp}$  is thus the response function of a two-wire filamental antenna (each of length  $L$ ) to gyrotropic waves such that  $|k_{\parallel}| \ll k_{\perp}$  and can be written in the following form:

$$F_{\perp}(u) = \frac{8}{u} \left[ 2 \int_0^u dt J_0(t) - \int_0^{2u} dt J_0(t) + J_1(2u) - 2J_1(u) \right] \quad (2)$$

where  $J_0$  and  $J_1$  denote Bessel functions of the first kind.

Since we assume that the noise between gyroharmonics is due to a weakly damped mode, that is, to a nearly real solution of the dispersion equation, one may approximate  $E^2$  by a delta function in the plasma dielectric function  $\epsilon(\mathbf{k}, \omega)$  [Sentman, 1982]. If the solution  $\mathbf{k}(\omega)$  of the dispersion equation is unique,  $E^2$  will be a delta function in  $\mathbf{k}$ . Indeed the fluctuation spectrum  $E^2(k_{\perp}, 0, \omega)$  of true (undamped) Bernstein waves in a Maxwellian plasma is a delta function in  $k_{\perp}$  for bands below the upper hybrid frequency, because there is a unique solution of the dispersion equation (B1) at a given frequency  $\omega$  (see Figure B1 in appendix B). For small  $k_{\parallel}$  and bands below  $f_{UH}$ , we assume that  $\epsilon$  also has a unique simple zero at a given frequency, and one sees from (1) that the spectral density varies in this case with the angle  $\theta$  as

$$V_{\omega}^2 \propto F_{\perp}(k_{\perp} L \sin \theta) \quad (3)$$

where  $k_{\perp}$  is the solution of the dispersion equation for  $k_{\parallel} = 0$ .

### 2.3. The Experimental Dispersion Curves

Now we want to exploit (3). We shall first remove the effects of the power spectrum variation between the gyroharmonics, which is not relevant here; but we shall use the fact that the modulation is not the same during each half-spin of the Ulysses antenna (see Figure 2) thanks to the shape of  $F_{\perp}(k_{\perp} L \sin \theta)$  shown in Figure 3. As shown by Meyer-Vernet et al. [1993], the variation with  $\theta$  is strongly sensitive to the value of  $k_{\perp} L$  (except

when  $k_{\perp} L \ll 1$ ). Whereas  $F_{\perp}$  varies as  $\sin^2 \theta$  when  $k_{\perp} L \ll 1$ , it has instead a minimum at  $\theta = \pi/2$  when  $k_{\perp} L > 3$ , and this minimum becomes deeper as  $k_{\perp} L$  increases. The magnetic field was simultaneously measured aboard Ulysses [Balogh et al., 1992], and we can thus deduce  $k_{\perp} L$  from the observed spin modulation for the frequency band on which the receiver is tuned during each half-spin of the antenna, so that we can finally determine experimental dispersion curves (i.e., a set of points  $[k_{\perp} L, \omega/\Omega]$ ) of electrostatic waves in the ambient plasma.

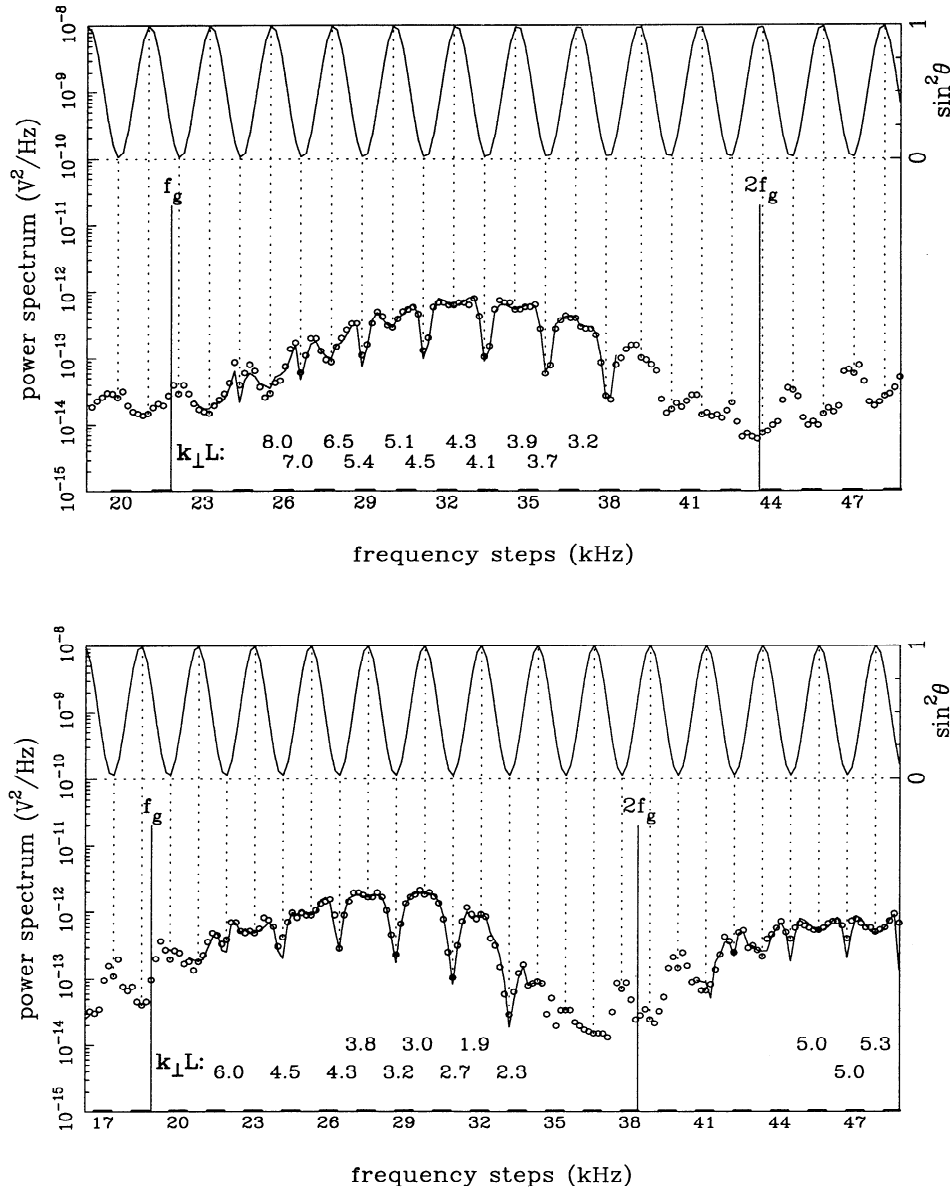
With this aim in view, we must first normalize the signal within each arch of  $\sin^2 \theta$  in order to suppress the part of the variation which does not depend on the antenna response. This is done by interpolating the signal (in logarithm) between two consecutive equal values of  $\sin^2 \theta$  (involving an a priori choice of the starting points, see Figure 2 caption) and then subtracting from the signal (in logarithm) the interpolated variation, taking into account that the measurement is made by steps (four measurements for each frequency during 2 s). We then fit (by a least  $\chi^2$  method on a logarithmic scale) the antenna response  $F_{\perp}(k_{\perp} L \sin \theta)$  to the normalized signal. The fitting method is processed arch by arch (i.e., for  $\theta$  varying in an interval of width  $\pi$ ) and with two free parameters:  $k_{\perp} L$  and a translation parameter controlling the mean on one arch of the logarithmic power level, which is arbitrary after the above described normalization. This second parameter is introduced in order to avoid any bias in the  $k_{\perp} L$  determination linked to the normalization. Furthermore, we compute the  $\chi^2$  by using equal measurement errors  $\sigma$  ( $\simeq 15\%$ ), except when  $\sin^2 \theta < 0.1$  which entails that (1) is not valid. These points are cancelled by setting the corresponding  $\sigma \gg 1$ . The  $\chi^2$  minima are found using Levenberg-Marquart's method [see Press et al., 1992, and references therein], which also provides the estimated variances of the fitted parameters and which have been used hereafter to compute the error bars on  $k_{\perp} L$ . Two typical samples of the fits are shown in Figure 2. In general, the fit is good. This means that the theoretical angular response of the antenna accounts well for the observed spin modulation.

Finally, the systematic fits giving the  $k_{\perp} L$ , at the frequencies explored by Ulysses for 77 available spectra, result in 55 experimental dispersion curves with their error boxes (the error bars on the ratio  $\omega/\Omega$  correspond to the full bandwidth used to deduce each  $k_{\perp} L$ ; it is thus the range of frequencies swept by the Ulysses receiver during half a spin). We show on Figure 4 eight samples of such dispersion curves spread from 15 to 17 UT. Note that we have access to the second intraharmonic band only after  $\sim 1620$  UT, that is, for about half of the spectra.

### 2.4. Some Limitations of the Method

Let us now discuss two physical limitations of our determination of  $k_{\perp} L$  as a function of frequency:

1. A straightforward consequence of our fitting method is that it is impossible to determine very small

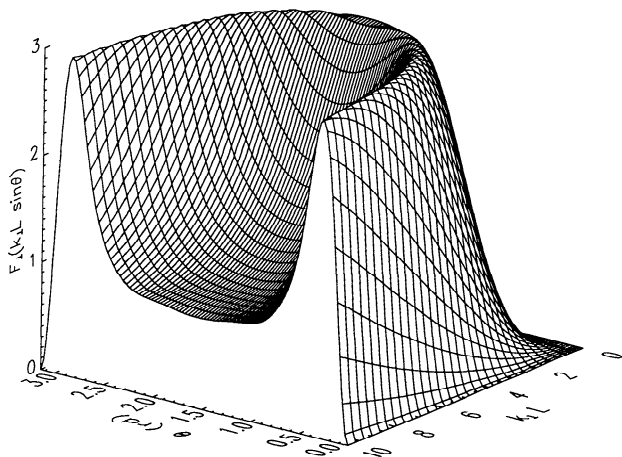


**Figure 2.** Two typical samples of spectra recorded on Ulysses (1559:20 UT and 1628:08 UT on February 8, 1992) in the first gyroharmonic band and the beginning of the second one. The small circles are the measurements and the solid lines are the best fit antenna response arch by arch (one arch starting alternatively at a minimum or at a maximum of  $\sin^2\theta$ , finishing at the consecutive minimum or maximum, respectively, and the signal correction described in the text is processed along each arch). The corresponding values of  $k_{\perp}L$  are indicated below. The angle  $\theta$  between the antenna and the magnetic field, plotted as  $\sin^2$  at the top of each panel, is computed using the magnetometer data (courtesy of A. Balogh). The frequency step incrementation (0.75 kHz) of the radio receiver appears as a thin, bold line on the x axis.

values of  $k_{\perp}L$  (i.e.,  $k_{\perp}L \lesssim 1.5$ ), because in this case the antenna response is a weak function of  $k_{\perp}L$  except for a multiplicative factor independent of  $\theta$ . Owing to the shape of the dispersion curves (Figure B1), this restriction corresponds to observing frequencies a little below the gyroharmonics (in addition, in this case  $k_{\parallel}$  is not small compared to  $k_{\perp}$  so that (1) is no longer valid).

2. Since the antenna moves with respect to the plasma (this motion is mainly the corotation of the IPT with Jupiter), the received waves are Doppler shifted.

How far does that effect bias the determination of  $k_{\perp}L$ ? This point was qualitatively analyzed by Meyer-Vernet *et al.* [1993] concerning the frequency shift, but there is also a Doppler effect on the shape of the antenna response function  $F_{\perp}$  given by (2). We further discuss that point in appendix A. We find that our  $k_{\perp}L$  determination is unaffected by the Doppler shift as long as  $k_{\perp}L \lesssim 6$ , but its value is in most cases underestimated for larger  $k_{\perp}$ . Again, this occurs for frequencies close to the gyroharmonics but this time above them.



**Figure 3.** Antenna response to perpendicular waves plotted as a function of  $k_{\perp}L$  and of the angle  $\theta$  between the antenna and the magnetic field (in radians). Whereas for  $k_{\perp}L \sin \theta < 1$ , the response varies as  $\sin^2 \theta$  (being maximum for  $\theta = \pi/2$ ), it has a minimum at  $\theta = \pi/2$  for  $k_{\perp}L > 3$ , which becomes more and more pronounced as  $k_{\perp}L$  increases.

### 3. From Dispersion Characteristics to Electron Temperature

The measured dispersion curves shown in Figure 4 (which are typical of our measurements in the IPT) are very similar in shape to the classical dispersion curves of Bernstein waves (see appendix B). This is a pretty nice confirmation of the consistency of our assumptions, in particular of the absence of strong departures from thermal equilibrium in the encountered plasma. The measurements yield  $k_{\perp}L$  as a function of  $\omega/\Omega$ , whereas the theoretical dispersion equation yields  $k_{\perp}\rho$  as a function of  $\omega/\Omega$ . Fitting the theory to the measurements thus gives  $\rho/L$  and hence the electron temperature. Two cases are to be considered, depending on whether or not the plasma frequency is known independently.

#### 3.1. Fitting the Temperature When $\omega_p$ is Known

The dispersion equation for Bernstein waves [Bernstein, 1958] is given in appendix B (equation (B1)). Solving it requires knowledge of the plasma frequency  $\omega_p$ . However, we also give in this appendix the derivative of the solutions of (B1) with respect to  $\omega_p$  (equation (B2)), which vanishes rapidly when the ratio  $\omega_p/\Omega$  increases, especially in the first intraharmonic band. This means that if the ratio is large enough (i.e.,  $\omega_{UH}/\Omega > n$ , where  $\omega_{UH}$  is the upper hybrid angular frequency, and  $n$  is the number of the upper gyroharmonic limiting the band considered), the solutions of this dispersion equation (B1) are not strongly dependent on the plasma frequency, and we only need a rough evaluation of  $\omega_p$  to solve it. During the 15 to 17 UT period, the plasma frequency is known (deduced from the upper hybrid frequency line observed on the high-frequency receiver

[Hoang et al., 1993]) with a mean error of  $\sim 15\%$ , and the ratio  $\omega_{UH}/\Omega$  is always greater than  $n$ . We can thus fit the solutions of dispersion equation (B1) to our experimental dispersion points with a single parameter to fit: the gyroradius  $\rho$  of the thermal electrons. We again use a  $\chi^2$  merit function to minimize but with  $\sigma$  taking into account errors in both coordinates:  $\sigma^2 = \sigma_{\omega}^2 + (\frac{\partial \omega}{\partial k})^2 \sigma_k^2$ . The maximum value of  $(\partial \omega / \partial k)^2$  can be computed using (B3) and it is found to be  $\simeq 0.5$  (see the lower panel of Figure B1). This value was used to compute the  $\chi^2$  and thus estimate the standard deviation on each fitted  $\rho$  (note that this value is reached for rather small values of the ratio  $\omega_p/\Omega$ , and so these standard deviations are in most cases overestimated).

It is then straightforward to get the electron temperature:

$$T \approx (\Omega\rho)^2 m_e/k_B \quad (4)$$

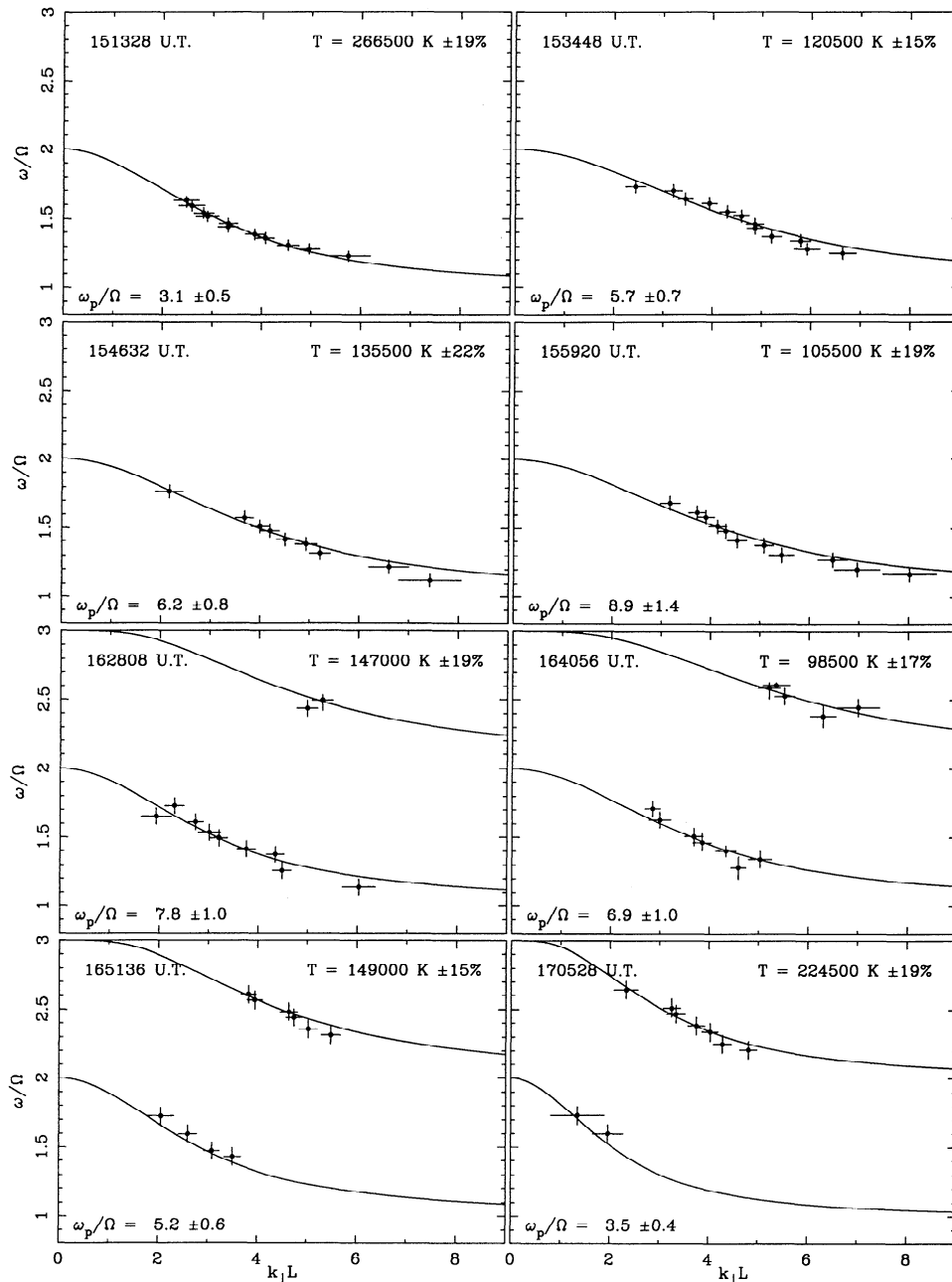
where  $m_e$  is the electron mass and  $k_B$  is the Boltzmann constant.

The results of these fits are shown as solid lines on the eight samples of Figure 4 with the computed temperature and its relative error. All the results of these temperature fits to the 43 experimental dispersion curves available in that period (where the plasma torus density is known) are shown in Figure 5 as triangles with solid error bars. This period corresponds to a basically north-to-south trajectory of Ulysses spacecraft, with a large latitudinal variation ( $\sim 21^\circ$  swept) and weak radial (distance to Jupiter) variation (from  $\sim 7 R_J$  to  $8 R_J$ ).

The new results about the IPT which appear on Figure 5 are roughly that (1) the electron temperature rapidly increases with latitude, and (2) temperature is strongly anticorrelated to the density. Note that the weak dependence of the fitted model of dispersion on the ratio  $\omega_p/\Omega$  allows us to exclude the possibility that this anticorrelation between temperature and density could be a numerical artifact of our method. For instance, this ratio varies from 7 to 11 (implying a variation of the dispersion equation solution  $\omega/\Omega < 10^{-3}$ ) during the period 1610 to 1640 UT, when there is a strongly anticorrelated "arch" feature. This important result suggests the existence of a polytropic state law within the IPT, that is,  $T \propto n^{\gamma-1}$ , with  $\gamma \approx 0.5$ , as discussed by Meyer-Vernet et al. [1995]. Since such laws are linked with non-Maxwellian velocity distributions, we have to discuss the physical meaning of our derived temperatures in that case. This will be done in section 4.

#### 3.2. Fitting with both Adjustable Temperature and Density

During the period  $\sim 1710$  to 18 UT, no measurements of the density are available. Actually, the upper hybrid frequency  $f_{UH}$  probably falls between the two lowest-frequency channels of the URAP high-frequency receiver (52 and 66 kHz); it is thus no longer possible to identify  $f_{UH}$  in the HF spectra in order to deduce



**Figure 4.** Eight samples of experimental dispersion curves. The points with error bars are deduced from the observed spectra (two of them are shown in Figure 2) and the solid line is the best fitted solution of Bernstein's waves dispersion equation with the corresponding electron temperature indicated on the right top of each panel. The value of  $\omega_p$  and  $\Omega$  were deduced independently by *Hoang et al.* [1993] and *Meyer-Vernet et al.* [1993], respectively.

the density [*Hoang et al.*, 1993]. It also could not be deduced from the onboard particle analyzers, since they were not operational in the IPT.

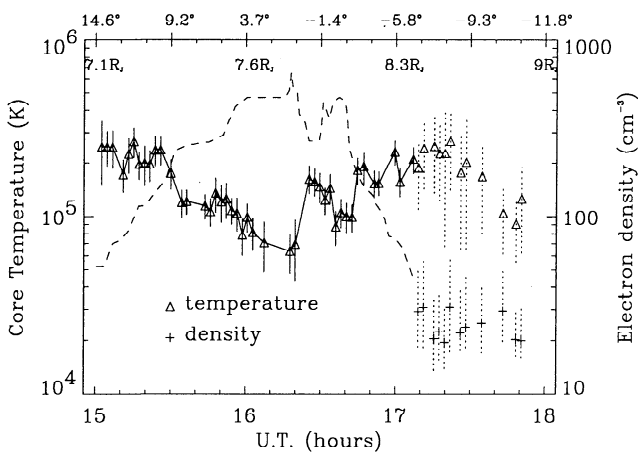
Nevertheless, we can still determine the plasma dispersion characteristics from the spectrum modulations, since the method is independent of the plasma density. Then, is it possible to determine both the temperature and the density by fitting a solution of the dispersion equation with two adjustable parameters ( $\rho$  and  $\omega_p$ )? A necessary condition is of course that this solution significantly depends on the plasma frequency. Owing to the expression of the derivative given by (B2) (this

derivative, in respect with  $\omega_p$ , is plotted on Figure B1), this condition only holds in the upper hybrid band and above. This range includes the so-called  $f_Q$  frequencies at which the wave group velocity vanishes (see upper panel in Figure B1), and there is a frequency gap in the spectrum of Bernstein waves between each  $f_Q$  and the upper consecutive gyroharmonic [*Bernstein*, 1958].

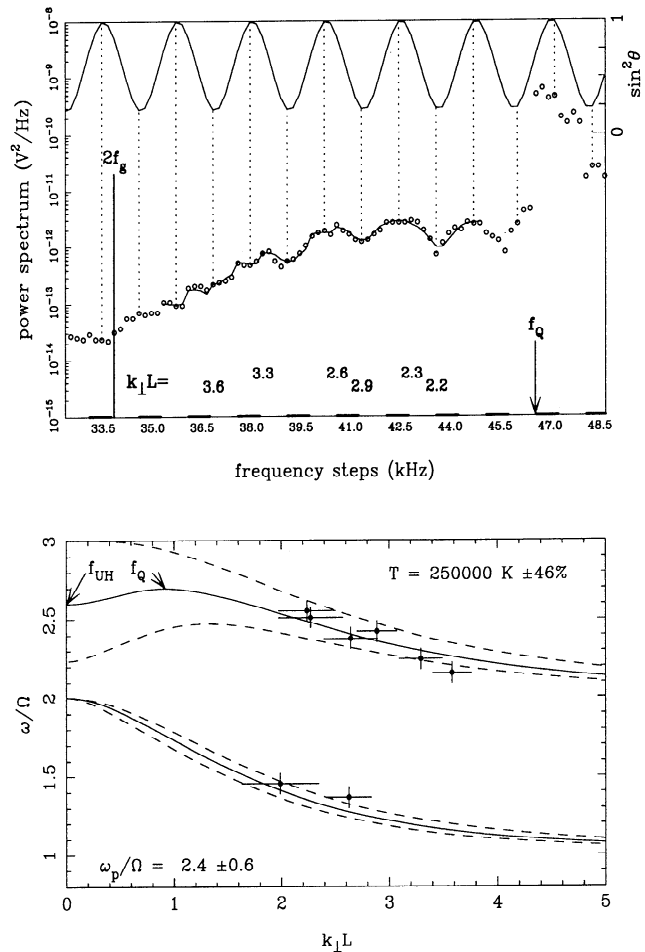
The nondetection of the upper hybrid frequency during the period 1710 to 18 UT, in the frequency range where the HF receiver has sufficient frequency resolution, implies that our low-frequency spectra indeed includes a part of that upper hybrid band, which is

the band  $[2\Omega, 3\Omega]$ . There are, however, two problems: (1) the greatest dependence on  $\omega_p$  occurs in the range of small values of  $k\rho$  (see Figure B1), which, as we have seen in section 2, are difficult to measure, and (2) our determination of  $k$  from the spin modulation only works for frequencies where the dispersion equation has a unique solution in  $k$ : this excludes frequencies between  $f_{UH}$  and  $f_Q$ . With these limitations in mind, we tried to fit the theoretical dispersion curves to the experimental ones using the same method as before but with two adjustable parameters: the electron gyroradius  $\rho$  and the ratio  $\omega_p/\Omega$ . Owing to the above limitations, and also because of the difficulty to numerically separate the dispersion variations due to  $\rho$  from the variations due to  $\omega_p$ , the results of these fits are not very good. The fitting method yields acceptable least  $\chi^2$  for only 12 dispersion curves out of 20 available ones, and the uncertainties are about 50% for the temperature and 40% for the density. These results are added on Figure 5 with error bars in dotted lines.

Despite the large error bars on the density, we may remark that the ratio  $\omega_p/\Omega$  probably does not fall under  $\sim 2.4$  during this period; otherwise, the  $f_Q$  would be in the range of frequencies swept by the receiver ( $< 48.5$  kHz with a gyrofrequency about 20 kHz). In this case, one would expect two important qualitative changes in the observed spectra: (1) the quasi-thermal noise should peak at  $f_{UH}$  and  $f_Q$ , where the group velocity  $\partial\omega/\partial k$  vanishes, and (2) the signal should fall abruptly just above  $f_Q$  until the following gyroharmonic, since no weakly damped mode exists in that band. Actually, we show in Figure 6 a spectrum where there is a power jump in the vicinity of the  $f_Q$  (computed from the fitted dispersion curves), which can satisfy our first



**Figure 5.** Temperature (triangles) and density (crosses) of electrons on the Ulysses trajectory crossing the outer part of Io torus. The dashed line recalls the density profile obtained by thermal noise analysis [Hoang *et al.*, 1993]. The dotted (and largest) errors bars indicate that the corresponding temperature and density were both fitted from the experimental dispersion curve, as explained in the text. We have indicated on the top axis some centrifugal latitudes (positive degrees for north) and some Jovicentric distances (in Jovian radius) of the spacecraft.

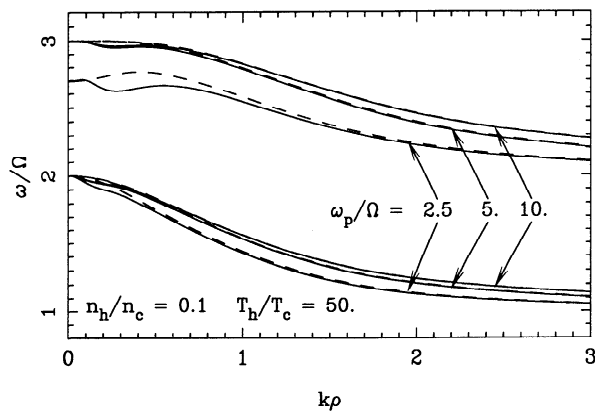


**Figure 6.** (top) Part of the spectrum observed at 1714 UT above the second gyroharmonic frequency. The small circles are the measurements and the solid lines are the best fitted antenna response with corresponding values of  $k_{\perp}L$  indicated below. The value of  $f_Q$  is that computed from the dispersion curves shown on the bottom panel. (bottom) The points with error bars are deduced from the spectrum and the solid lines are the best fitted solution of Bernstein's waves dispersion equation with two free parameters  $T$  and  $\omega_p$ . The dashed lines are the solutions of the dispersion equation for the extrema values of  $\omega_p$  in its range of uncertainty.

statement. Owing to the limited frequency range of the receiver, this spectrum is the only one among the 20 available spectra in that period (before 18 UT) to show such behavior. However, since both  $\omega_p$  and  $\Omega$  decrease with distance to Jupiter, the two above expected properties are routinely seen on the spectra acquired at later times; this can be used to determine the density (M. Moncuquet *et al.*, manuscript in preparation, 1995).

#### 4. Temperature Measurement in a Non-Maxwellian Plasma

It is well known that the electron velocity distribution in the IPT is not fully Maxwellian [Scudder and Sittler, 1981]. The results of the particle analyzers aboard Voyager have been modelled by the sum of a cold (density



**Figure 7.** Dispersion characteristics of Bernstein waves for two Maxwellian populations of electrons. The solid lines are computed using (5) with  $\alpha = c, h$  in the two first intraharmonic bands and for three typical values of  $\omega_p/\Omega$  encountered by Ulysses during its torus crossing. The proportion of the hot population (10%) has been exaggerated in order to show an appreciable difference with the pure Maxwellian case (dashed lines). The dispersion characteristics are only modified for small  $k\rho$  (as explained in the text) and more significantly when  $\omega_p/\Omega$  is less than the upper limit of the intraharmonic band considered, especially for the  $f_Q$  determination.

$n_c$ , temperature  $T_c$ ) and a hot (density  $n_h$ , temperature  $T_h$ ) Maxwellian distribution, with  $n_h/n_c \sim$  a few percent and  $T_h/T_c \sim 10-50$  [Sittler and Strobel, 1987] at the Jovicentric distance  $R \simeq 8 R_J$ . In this kind of plasma, the part of the dispersion relation used to deduce the temperature is mostly sensitive to the main (cold) population. This holds because we mainly consider harmonic bands of order smaller than  $\omega_p/\Omega$  and  $k\rho_c$  of order of magnitude unity,  $\rho_c$  being the cold-electron gyroradius. In that case, the presence of the hot electrons only changes the dispersion for  $k\rho_h$  of order 1, that is, for values of  $k$  too small to be considered here. This is illustrated in Figure 7, which shows how small the change is in the dispersion curves, even when the hot population represents 10% of the total density. The actual proportion is smaller and introduces a change which would be barely visible on Figure 7. Hence the temperature plotted in Figure 5 represents in this case the cold electron temperature  $T_c$ .

It is not certain, however, that the cold population itself is exactly Maxwellian. The Voyager analyzers could only measure the electrons of energy larger than 10 eV, and owing to the negative spacecraft charging, the actual cutoff was higher. On the other hand, aboard Ulysses the frequency range in which we measured the dispersion relations is not large enough to determine whether the cold electrons are exactly Maxwellian. For example, if we consider a distribution made of two Maxwellians with  $n_h/n_c \lesssim .5$  and  $T_h/T_c \lesssim 4$ , the shape of the part of the dispersion relation used in our analysis is not significantly changed, that is,  $k$  is only changed by a roughly constant factor (see Figure 8).

With such a non-Maxwellian distribution, what is the significance of the temperature deduced from the mea-

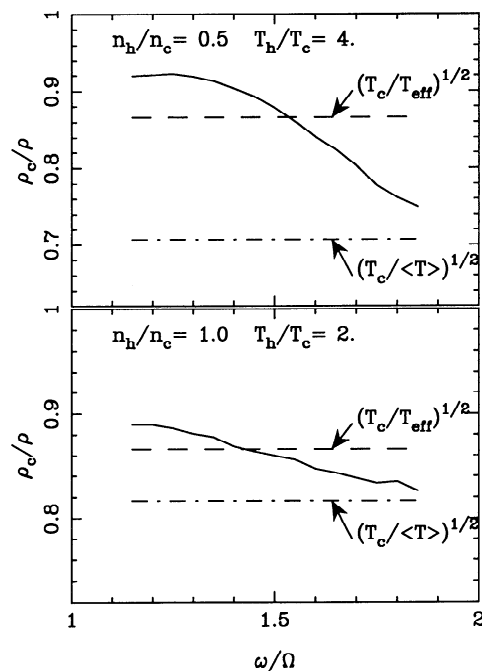
sured dispersion relation, that is, what is the temperature of the single Maxwellian which would give approximately the same  $k(\omega)$  in the measured frequency range? Bernstein's dispersion equation generalized to a sum of Maxwellian populations reads

$$\sum_{\alpha} \frac{\omega_{p\alpha}^2 e^{-x_{\alpha}}}{\Omega^2 x_{\alpha}} \sum_{p=-\infty}^{+\infty} \frac{p I_p(x_{\alpha})}{\omega/\Omega - p} = 1 \quad (5)$$

where  $I_p$  is a modified Bessel function of the first kind and

$$x_{\alpha} = k^2 (k_B T_{\alpha} / m_e) / \Omega^2$$

Here  $\omega_{p\alpha} \propto \sqrt{n_{\alpha}}$  and  $T_{\alpha}$  are the parameters of each Maxwellian population ( $\alpha$ ) of the distribution. Now our measurements are made mostly in the middle of the first gyroharmonic band ( $\omega/\Omega \simeq 1.5$ ). In this case, it is easy to see that (1) the terms  $p = \pm 1$  are dominant in (5) if all the densities  $n_{\alpha}$  have similar orders of magnitude, and (2) the parameters  $x_{\alpha}$  remain of the order of unity if all the temperatures  $T_{\alpha}$  have the same order of magnitude. In that case, one finds that the terms  $e^{-x_{\alpha}} I_1(x_{\alpha})$  are roughly equal so that  $\sum n_{\alpha}/T_{\alpha}$  factors out of the equation. Hence a sum of Maxwellians should give approximately the same  $k(\omega)$  as a single Maxwellian hav-



**Figure 8.** Ratio of the solution of the dispersion equation  $k\rho_c$ , with a population made of two Maxwellians ( $c$  and  $h$ ), to the solution  $k\rho$ , with a single Maxwellian, for two values of  $n_h/n_c$  and  $T_h/T_c$  and  $\omega_p/\Omega = 5$ . For  $1.2 < \omega/\Omega < 1.7$ , the ratio remains within 10% of  $(T_c/T_{\text{eff}})^{1/2}$ , which means that the shape of the dispersion curves is not significantly changed and that our measurement yields the effective temperature  $T_{\text{eff}}$ . Near the harmonic  $2\Omega$ , the measurement would yield the usual temperature  $\langle T \rangle = (n_c T_c + n_h T_h) / (n_c + n_h)$ .

ing the same total density and an effective temperature  $T_{\text{eff}}$  given by

$$1/T_{\text{eff}} = \sum_{\alpha} (n_{\alpha}/T_{\alpha}) / \sum_{\alpha} n_{\alpha} \quad (6)$$

This can be verified by numerical computation, as shown in Figure 9, where we have drawn the ratio of the temperature deduced from the dispersion relation by assuming a single Maxwellian to the effective temperature  $T_{\text{eff}}$  given by (6), when the actual distribution is the sum of two Maxwellian populations ( $\alpha = c, h$ ). One sees that  $T_{\text{mes}} \approx T_{\text{eff}}$  when the densities and temperatures of the populations making the distribution have similar orders of magnitude or if the hot population density is much smaller than the cold one. (This would not hold for higher gyroharmonic bands or close to gyroharmonics.) Note that  $T_{\text{eff}}$  is not proportional to the mean square velocity (as is the usual temperature  $\sum n_{\alpha} T_{\alpha} / \sum n_{\alpha}$ ) but is instead proportional to the mean inverse square velocity. It is thus mainly sensitive to the cold electrons.

## 5. Summary and Final Remarks

We have used the spin modulation of the quasi-thermal noise spectrum measured between electron gyroharmonics to deduce the dispersion relation of electrostatic waves propagating roughly normal to the magnetic field. In the frequency range where this can be achieved, which covers a large part of the harmonic bands  $[\Omega, 2\Omega]$  and  $[2\Omega, 3\Omega]$ , these measured characteristics are very similar to Bernstein's dispersion curves.

To our knowledge, this is the first time that such dispersion relations are measured in space. Whereas they are relatively easy to measure in the laboratory (see for example [Harp, 1966] and [Ono, 1993] for electron and ion Bernstein waves), these dispersion relations are difficult to measure in space. Previous space measurements were performed by comparing the response of two antennas of different lengths [Filbert and Kellogg, 1988] or by using a single antenna of suitable length [Paranicas, 1993]. Data were only acquired on a small set of isolated frequencies, since these experiments measured narrowband emissions due to instabilities. The present results were made possible by the high sensitivity of the instrument, which allowed us to measure the quasi-thermal noise with minima around  $10^{-14} \text{ V}^2 \text{ Hz}^{-1}$ , a level which is still 2 orders of magnitude above the instrument background.

Some limitations to our measurements prevent us from obtaining the dispersion curves in the close vicinity of gyroharmonics: the modulus of the wave vector has to be larger than the inverse of the antenna length in order for the angular pattern to be dependent on it (this excludes frequencies just below gyroharmonics); it must not be too large either, in order that the Doppler shift due to the plasma bulk velocity be sufficiently small (which excludes frequencies just above gyroharmonics). A further limitation is that we only consider weakly damped electrostatic waves propagating roughly across B. This is expected to be adequate for the present

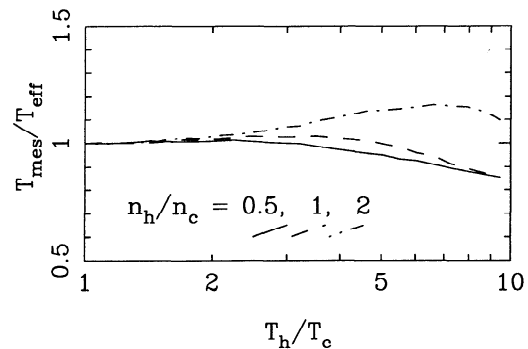


Figure 9. Comparison of the temperature  $T_{\text{mes}}$  deduced from Bernstein's dispersion relation (near the middle of the first gyroharmonic band, for  $\omega_p/\Omega = 5$ ) to the effective temperature  $T_{\text{eff}}$  (equation (6)), with  $\alpha = c, h$ ) for a distribution made of two Maxwellian populations.

quasi-thermal noise measurements, except, again, in the vicinity of gyroharmonics, where there is a strong damping by thermal electrons.

For most of our dispersion curves, the plasma frequency was measured independently, allowing us to derive from them the electron temperature with a good precision, since it was the only unknown parameter. These results are completely new, compared to the Pioneer and Voyager ones, because it is the first time one gets in situ measurements of electron temperature and density of the IPT outside the vicinity of the centrifugal equator (because of the particular Ulysses trajectory used to drive it out of the ecliptic plane). They might remain the sole measurements of this kind for a while (in particular, the Galileo spacecraft will have, as Voyager 1, a trajectory close to the torus equator). Densities and comparison with Voyager 1 data were already published by Hoang *et al.* [1993], but we give here many more temperature results and improve the precision by more than a factor of 2. These improved measurements allow us to mention the polytropic state law for the electrons in the IPT with an exponent  $\gamma < 1$ . We discuss and interpret this result in a related paper [Meyer-Vernet *et al.*, 1995].

Finally, we have verified that the small proportion of hot electrons known to be present in the IPT has no significant effect on the dispersion curves considered here. We have also shown that a moderate departure of the bulk cold population from a Maxwellian does not change the shape of the dispersion curves much in the middle of the lowest gyroharmonic bands, which corresponds to the range studied here. With such non-Maxwellian distributions, the dispersion curves depend on an equivalent temperature, which is mainly determined by the less energetic electrons.

The present study might be generalized in several ways. The sensitivity of the antenna angular pattern to the bulk velocity (appendix A) for large values of  $k_{\perp}$  might be used in some cases to measure that velocity. We have not tried to make use of that property, because the achieved precision would not be sufficient to de-

fect the expected small deviation from corotation. One might also try to measure the dispersion relation when the plasma is at the threshold of instability, or unstable, which seems to be the case for a few spectra recorded close to the magnetic equator; such a study might help determine which free energy source is at work in that region. Unfortunately, the limited frequency range of the receiver did not allow us to fully study the harmonic bands near or above the upper hybrid frequency in the IPT (except in one case). One expects in these bands a drop of the plasma quasi-thermal noise between each  $f_Q$  frequency and the following gyroharmonic due to the absence of undamped solution of the dispersion equation in this range. This might be used to detect these frequencies fairly easily in order to deduce the electronic densities along another part of the Ulysses trajectory in the Jovian magnetosphere (M. Moncuquet et al., manuscript in preparation, 1995).

### Appendix A: Doppler Effect on the Antenna Response to Bernstein Waves

To compute the Doppler effect on the voltage power spectrum seen by the antenna, we have to substitute in (1) the electric field  $E^2(\mathbf{k}, \omega)$  with  $E^2(\mathbf{k}, \omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{V})$ , where  $\mathbf{V}$  is the relative velocity of the antenna with respect to the ambient plasma. Since  $\mathbf{B}$  is roughly perpendicular to  $\mathbf{V}$  and the angle between the spin plane of the antenna and the plane defined by  $(\mathbf{B}, \mathbf{V})$  remains small ( $\lesssim 25^\circ$ ), we may write  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{V} \approx kV \cos \phi$ . The solution  $k_V$  of the dispersion equation in the presence of the relative velocity will thus be modified from the nonshifted solution  $k_0$ , as  $k_V \approx k_0 + \Delta k$  with  $\Delta k \approx k_0 V \cos \phi |(\partial k / \partial \omega)|$ , which reads

$$k_V \approx k_0 \left( 1 + a \frac{\partial k \rho}{\partial \omega / \Omega} \cos \phi \right) \quad (\text{A1})$$

where we have set  $a = V / \sqrt{k_B T / m_e}$ . Now if we replace  $k_0$  in (1) with  $k_V$ , we obtain a Doppler-corrected antenna response function:

$$\begin{aligned} F_{\perp}^V(u) &= \frac{32}{\pi} \int_0^{\pi} \frac{\sin^4 \left[ u \cos \phi \left( 1 + a \frac{\partial k \rho}{\partial \omega / \Omega} \cos \phi \right) / 2 \right]}{u^2 \cos^2 \phi \left( 1 + a \frac{\partial k \rho}{\partial \omega / \Omega} \cos \phi \right)^2} d\phi \\ &= \frac{32}{\pi} \sum_{\pm 1} \int_0^u \frac{\sin^4 \left[ t(1 \pm a \frac{\partial k \rho}{\partial \omega / \Omega} t / u) / 2 \right]}{t^2 (u^2 - t^2)^{\frac{1}{2}} \left( 1 \pm a \frac{\partial k \rho}{\partial \omega / \Omega} t / u \right)^2} dt \quad (\text{A2}) \end{aligned}$$

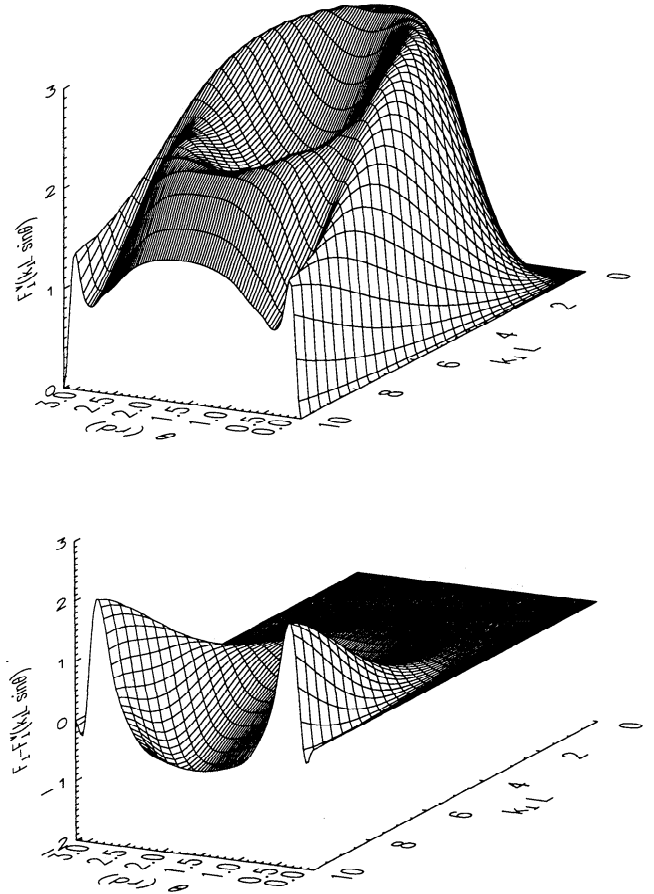
We may remark that  $F_{\perp}^V$  is an even function of  $a\delta$  with  $\delta = \frac{\partial k \rho}{\partial \omega / \Omega}$ , so that  $F_{\perp}^V = O[(a\delta)^2]$ . However, this factor  $a\delta$  could take values close to 1, especially near the gyroharmonics where  $\delta \mapsto \infty$ , and so we have numerically studied the variation of the function  $F_{\perp}^V$  with the variations of the plasma parameters involved in (A2).

During the IPT crossing, at a Jovicentric distance of about  $8 R_J$ ,  $V$  is nearly the corotation velocity [Stone et al., 1992b], which increases with the Jovicentric dis-

tance  $R_J$  from  $\sim 90$  to  $\sim 110$  km/s and the temperature from  $\sim 6.10^4 K$  near the torus equator to  $\sim 3.10^5 K$  at highest latitudes. These variations lead to a parameter  $a$  such that  $0.05 < a < 0.1$ , and the derivative  $\delta$  can be computed using (B3). This derivative depends on the gyroradius, that is, on both the temperature and the gyrofrequency  $f_g$  which decreases with  $R_J$  from  $\sim 25$  to  $\sim 15$  kHz. All these variations cannot be easily summarized and have to be computed for each spectrum. The result is that the difference between the Doppler-affected modulation  $F_{\perp}^V(k_{\perp} L \sin \theta)$  and the modulation given by (2) does not exceed in any cases 10% for  $k_{\perp} L \lesssim 5$ . We show in Figure A1 a typical sample of the antenna response with Doppler effect computed from (A2), with  $a = 0.06$  and  $\rho = L/3$ .

### Appendix B: Dispersion Relations in a Maxwellian Plasma

In a Maxwellian electron plasma described by the Vlasov equation, the dispersion equation of Bernstein waves can be put into the implicit form



**Figure A1.** (top) Antenna response to Bernstein waves with Doppler effect and (bottom) the difference with the antenna response without Doppler effect shown in Figure 3 as a function of  $kL$  and the angle  $\theta$  between the antenna and the magnetic field (in radians).



$$2 \frac{\omega_p^2}{\Omega^2} \frac{e^{-k^2 \rho^2}}{k^2 \rho^2} \sum_{n=1}^{+\infty} \frac{n^2 I_n(k^2 \rho^2)}{\omega^2 / \Omega^2 - n^2} = 1 \quad (\text{B1})$$

$$\frac{\partial(\omega/\Omega)}{\partial k \rho} = \frac{1}{k \rho \Sigma_1} \left( \Sigma_2 - \frac{\Omega^2}{\omega_p^2} (1 + k^2 \rho^2) \right) \quad (\text{B3})$$

where  $I_n$  is a modified Bessel function of the first kind,  $\omega_p = 2\pi f_p$  and  $\Omega = 2\pi f_g$  are the electron (angular) plasma frequency and gyrofrequency, respectively, and  $\rho$  is the thermal electron gyroradius. One can deduce from (B1) the two partial derivatives of  $\omega$  as a function of  $\omega_p$  and  $k\rho$ :

$$\frac{\partial \omega}{\partial \omega_p} = \frac{\Omega^3}{\omega_p^3 \Sigma_1} \quad (\text{B2})$$

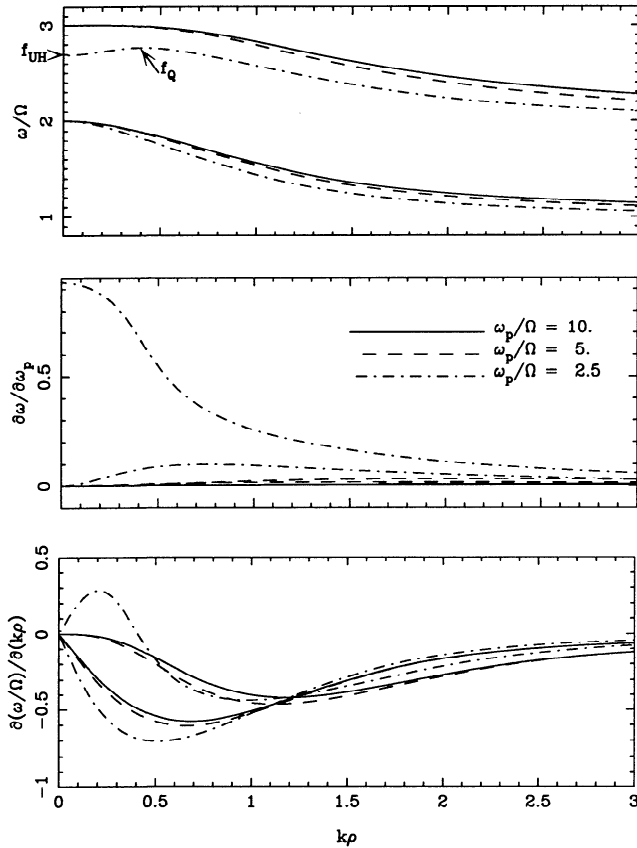
$$\Sigma_1 = 2 \frac{\omega}{\Omega} \frac{e^{-k^2 \rho^2}}{k^2 \rho^2} \sum_{n=1}^{+\infty} \frac{n^2 I_n(k^2 \rho^2)}{(\omega^2 / \Omega^2 - n^2)^2}$$

$$\Sigma_2 = e^{-k^2 \rho^2} \sum_{n=1}^{+\infty} \frac{n^2 (I_{n+1}(k^2 \rho^2) + I_{n-1}(k^2 \rho^2))}{\omega^2 / \Omega^2 - n^2}$$

Some samples of calculations using these equations are shown in Figure B1. Note that all infinite sums in the preceding equations are rather quickly convergent. A criterion to stop their calculation is that the last  $n$ th computed term in (B1) satisfies

$$2 \frac{\omega_p^2}{\Omega^2} \frac{e^{-k^2 \rho^2}}{k^2 \rho^2} \frac{I_n(k^2 \rho^2)}{1 - m^2/n^2} \leq \epsilon \ll 1$$

with  $n > m$ , where  $m$  is the order of the upper limit of the band considered and  $\epsilon$  the precision to be achieved. For instance, in this paper, where  $k\rho < 3$ ,  $2 < \omega_p/\Omega < 12$ , and  $1 < \omega/\Omega < 3$ , such computations need  $3 < n < 17$  for  $\epsilon = 10^{-5}$ .



**Figure B1.** Dispersion characteristics of Bernstein waves. (top) Classical dispersion curves deduced from (B1) in the two first intraharmonic bands for three typical values of  $\omega_p/\Omega$ , involving the  $f_{UH}$  and  $f_Q$  frequencies in the case of  $\omega_p/\Omega = 2.5$ . (middle) The six corresponding derivatives with respect to  $\omega_p$  computed from (B2). Except for the  $f_Q$  band, these derivatives become vanishingly small when the ratio  $\omega_p/\Omega$  increases. (bottom) The six corresponding derivatives with respect to  $k\rho$ , computed from (B3).

**Acknowledgments.** The URAP experiment is a joint project of NASA GSFC, Observatoire de Paris, CRPE, and the University of Minnesota. The Principal Investigator is R.G. Stone. The French contribution was mainly financed by the Centre National d'Études Spatiales. We thank A. Balogh, Principal investigator, and R.J. Forsyth, Co-Investigator, on the magnetometer experiment for kind permission to use their data. We are very grateful to R. Manning and the team of engineers and technicians of the Département de Recherches Spatiales (Observatoire de Paris), who designed and built the radio receiver whose great performances made possible this work. We sincerely thank J.-L. Steinberg for a careful reading and helpful comments on the manuscript.

The Editor thanks C.P. Paranicas and another referee for their assistance in evaluating this paper.

## References

- Balogh, A., M.K. Dougherty, R.J. Forsyth, D.J. Southwood, E.J. Smith, B.T. Tsurutani, N. Murphy, and M.E. Burton, Magnetic field observations during the Ulysses fly-by of Jupiter, *Science*, **257**, 1515, 1992.
- Bernstein, I.B., Waves in a plasma in a magnetic field, *Phys. Rev.*, **109**, 10, 1958.
- Filbert, P.C., and P.J. Kellogg, On the wavelength of  $(n + 1/2)f_{ce}$  gyroharmonic emissions in the Earth's magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, **93**, 11374, 1988.
- Harp, R.S., The dispersion characteristics of longitudinal plasma oscillations near cyclotron harmonics, *Proc. 7th Int. Conf. Phenom. Ioniz. Gases*, **2**, 294, 1966.
- Hoang, S., N. Meyer-Vernet, M. Moncuquet, A. Lecacheux and B.M. Pedersen, Electron density and temperature in the Io plasma torus from Ulysses thermal noise measurements, *Planet. Space Sci.*, **41**, 1011, 1993.
- Kennel, C.F., and M. Ashour-Abdalla, Electrostatic waves and the strong diffusion of magnetospheric electrons, in *Magnetospheric Plasma Physics*, edited by A. Nishida, p. 245, Cent. for Acad. Publ., Tokyo, 1982.

## 21,708 MONCUQUET ET AL.: WAVES DISPERSION AND TEMPERATURE IN IO TORUS

- Lefeuvre, F., J.L. Rauch, D. Lagoutte, J.J. Berthelier, and J.C. Cerisier, Propagation characteristics of dayside low-altitude hiss: Case studies, *J. Geophys. Res.*, *97*, 10601, 1992.
- Meyer-Vernet, N., S. Hoang and M. Moncuquet, Bernstein waves in the Io plasma torus: A novel kind of electron temperature sensor, *J. Geophys. Res.*, *98*, 21163, 1993.
- Meyer-Vernet, N., M. Moncuquet, and S. Hoang, Temperature inversion in the Io Plasma torus, *Icarus*, *116*, 202, 1995.
- Ono, M., Ion Bernstein heating research, *Phys. Fluids B*, *5*, 241, 1993.
- Paranicas, C., Observations of wavelength and convection of electron cyclotron harmonics, *Geophys. Res. Lett.*, *20*, 1779, 1993.
- Press, W.H., S.A. Teukolski, W.T. Vetterling, and B.P. Flannery, *Numerical Recipes in Fortran*, 2nd ed., pp. 675-683, Cambridge Univ. Press, New York, 1992.
- Scudder, J.D., and E.C. Sittler, A survey of the plasma electron environment of Jupiter: A view from Voyager, *J. Geophys. Res.*, *86*, 8157, 1981.
- Sentman, D.D., Thermal fluctuations and the diffuse electrostatic emissions, *J. Geophys. Res.*, *87*, 1455, 1982.
- Sittler, E.C., and D.F. Strobel, Io plasma torus electrons: Voyager 1, *J. Geophys. Res.*, *92*, 5741, 1987.
- Stone, R.G., et al., The unified radio and plasma wave investigation, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, *92*, 291, 1992a.
- Stone, R.G., et al., Ulysses radio and plasma wave observations in the Jupiter environment, *Science*, *257*, 1524, 1992b.
- 
- S. Hoang, N. Meyer-Vernet, and M. Moncuquet, Département de Recherche Spatiale, Observatoire de Paris, 5 Place Jules Janssen, F-92195 Meudon Cedex, France. (e-mail: hoang@megasx.obspm.fr; meyer@obspm.fr; moncuquet@obspm.fr)

(Received December 28, 1994; revised July 24, 1995; accepted July 25, 1995.)

*une page blanche pour que la pagination de cette réédition corresponde à celle de l'édition originale*



**II.2** *Detection of Bernstein wave forbidden bands in the Jovian magnetosphere:  
A new way to measure the electron density*

[Michel Moncuquet, Nicole Meyer-Vernet, Sang Hoang, Robert J. Forsyth et Patrick Canu, publié en 1997 dans *Journal of Geophysical Research*, Vol. 102, pages 2373-2379]

## Résumé

Nous analysons des spectres de puissance collectés par le récepteur radio de l'expérience URAP (Unified Radio and Plasma Wave) sur Ulysse lors de du passage de cette sonde à travers la magnétosphère interne de Jupiter, de  $\sim 9R_J$  aux confins du tore de plasma d'Io jusqu'à  $\sim 13R_J$  près de la lame de plasma magnéto-équatoriale.

Au-dessous de la fréquence de plasma  $f_p$ , ces spectres montrent une faible mais très régulière augmentation de puissance entre chacune des harmoniques de la gyrofréquence des électrons (i.e. dans les « bandes intraharmoniques »). Ces observations ont été interprétées par *Meyer-Vernet, Hoang & Moncuquet* [1993], comme la contribution des ondes de Bernstein à l'augmentation du bruit quasi-thermique dans ces bandes.

Nous montrons ici qu'au-dessus de  $f_p$  la puissance du signal observée dans chaque bande intraharmonique s'effondre brutalement avant d'atteindre le haut de la bande. Nous interprétons ce phénomène par l'entrée du récepteur dans une « bande interdite » aux modes de Bernstein, prédite par l'équation de dispersion de ces ondes, entre une fréquence de résonance, notée  $f_Q$ , et la gyroharmonique supérieure.

Cette interprétation des observations permet finalement une détermination de la fréquence de plasma des électrons froids (cœur) et donc de la densité de cette population d'électrons avec une erreur d'environ 16%. A titre de comparaison/vérification, nous montrons sur un exemple que les résonances  $f_Q$  déterminées par notre méthode sont en bon accord avec les fréquences de résonance excitées par le sondeur à relaxation utilisant la même antenne (la comparaison ne pouvant donc se faire qu'à temps voisin).

# Detection of Bernstein wave forbidden bands in the Jovian magnetosphere: A new way to measure the electron density

Michel Moncuquet, Nicole Meyer-Vernet, and Sang Hoang

Département de Recherche Spatiale, Observatoire de Paris, Meudon, France

R. J. Forsyth

The Blackett Laboratory, Imperial College, London

P. Canu

Centre d'Étude des Environnements Terrestres et Planétaires, Vélizy, France

**Abstract.** We analyze the power spectra measured by the radio receiver of the Unified Radio and Plasma Wave experiment on Ulysses during its passage through the Jovian inner magnetosphere from  $\sim 9 R_J$  in the outskirts of the Io plasma torus to  $\sim 13 R_J$  near the plasma sheet. Below the plasma frequency  $f_p$ , these spectra are weakly banded between gyroharmonics. These observations were interpreted by Meyer-Vernet *et al.* [1993] as quasi-thermal fluctuations in Bernstein waves. We show that above  $f_p$  each observed gyroharmonic band falls off very abruptly on its high-frequency side. We interpret it as the “forbidden band” predicted by the Bernstein wave dispersion equation between the so-called  $f_Q$  frequency and the consecutive gyroharmonic, that is, a region where no Bernstein wave can propagate. This allows a determination of the local cold plasma frequency and thus of the core electron density with a  $\sim 16\%$  uncertainty. As a consistency check, we show that the  $f_Q$  thus determined are very close to the frequencies of the resonances excited by the relaxation sounder on Ulysses.

## 1. Introduction

On February 8, 1992, Ulysses traversed the magnetosphere of Jupiter. That spacecraft carried the Unified Radio and Plasma Wave (URAP) experiment [Stone *et al.*, 1992a], including a low-frequency receiver which was connected to a 2x35 m wire dipole antenna and swept the frequency range 1.25 to 48.5 kHz in 128 s through 64 equally spaced frequency channels of 0.75 kHz bandwidth. The URAP spectra show weakly banded emissions between consecutive gyroharmonic frequencies. These observations were interpreted by Meyer-Vernet *et al.* [1993] as quasi-thermal noise (QTN) in Bernstein waves [Sentman, 1982]. This interpretation was confirmed by Moncuquet *et al.* [1995], who derived from the spectra acquired in the Io plasma torus ( $\sim 7$  to  $\sim 9 R_J$ ) a number of dispersion curves in very good agreement with the theoretical dispersion characteristics of Bernstein modes in a stable plasma, from which the electron temperature was derived.

Here we shall focus on the spectra acquired between  $\sim 9 R_J$  and  $\sim 13 R_J$  on a quasi-radial spacecraft trajectory at  $\sim 2 R_J$  from the centrifugal equator. The magnetic field was decreasing as the Ulysses distance  $R$  to Jupiter increased [Balogh *et al.*, 1992], so that each spectrum contains several (3 to 10) gyroharmonic bands. As  $R$  increased, the plasma frequency  $f_p$  decreased, bringing inside our spectral range some features linked to the  $Q$  resonances (hereinafter noted  $f_Q$ ) predicted by Bernstein dispersion theory in each intra-harmonic band above  $f_p$ .

In section 2, we briefly review the theory of the  $f_Q$  resonances. In section 3, we show how these resonances and the absence of Bernstein waves propagation at higher frequencies result in an abrupt drop of the voltage power spectrum. These features are used in section 4 to measure the  $f_Q$  and deduce  $f_p$ . We finally compare in section 5 the resonance frequencies determined here with those measured by the Ulysses relaxation sounder experiment.

## 2. Theoretical Bernstein $Q$ Resonances

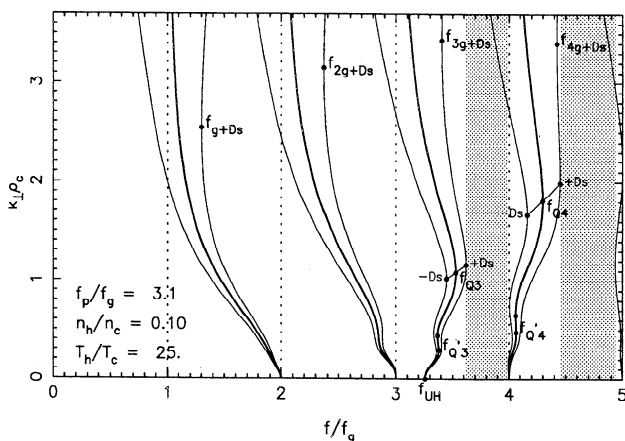
Bernstein waves are electrostatic waves, sustained by the electron gyration in the ambient magnetic field  $\mathbf{B}$ ,

which propagate without damping between gyroharmonics, perpendicular to  $\mathbf{B}$  ( $k \cong k_{\perp}$  hereinafter, see section 4.4). Their wavelength is of the order of  $2\pi$  times the electron gyroradius. True Bernstein waves [Bernstein, 1958] correspond to the ideal case of a Maxwellian electron plasma described by the Vlasov equation. However, the electron velocity distribution in the Io torus cannot be accurately fitted by one Maxwellian [Scudder *et al.*, 1981] and was not measured by Ulysses in this region. Hence, following Sittler and Strobel [1987], we shall use the convenient distribution made of two Maxwellians, describing hot and cold populations. Since the measured electrostatic field is very stable, without sporadic emissions, and the level is compatible with QTN in a stable plasma, we do not consider complex unstable distributions (see section 4.4). With such a core plus halo distribution, the Bernstein's dispersion equation is

$$\epsilon = 1 - \sum_{c,h} \frac{\omega_{p(c,h)}^2}{\Omega^2} \frac{e^{-k_{\perp}^2 \rho_{c,h}^2}}{k_{\perp}^2 \rho_{c,h}^2} \sum_{p=-\infty}^{+\infty} \frac{p I_p(k_{\perp}^2 \rho_{c,h}^2)}{\omega/\Omega - p} = 0 \quad (1)$$

where  $I_p$  is a modified Bessel function of the first kind and  $\Omega = 2\pi f_g$  the angular gyrofrequency. Here  $n_{c,h}$  ( $\propto \omega_{p(c,h)}^2$ ) and  $\rho_{c,h}$  are the density and the thermal electron gyroradius, respectively, of each population ( $c, h$ ).

Figure 1 shows some examples of Bernstein wave dispersion curves computed from (1) in the range  $[f_g, 5f_g]$  with  $f_p = 3.1f_g$ , which is typical of the spectra observed by Ulysses between  $\sim 9$  and  $\sim 13 R_J$ , and  $n_h/n_c = 10\%$  and  $T_h/T_c = 25$ , which is of the order of the values measured by Voyager 1 in that region [Sittler and Strobel, 1987]. The  $f_Q$  resonances are the finite solutions of the dispersion equation (1) where the group velocity  $V_g = \partial\omega/\partial k_{\perp}$  vanishes (except the solution at  $k_{\perp} = 0$ ,



**Figure 1.** Example of Bernstein waves forbidden bands (grey strips). The dispersion curves in the plasma frame are plotted as thick lines, the Doppler-shifted ones are plotted as thin lines. The resonances ( $V_g = 0$ ) are indicated by dots. The locus of all  $f_Q$  contributing to the quasi-thermal noise level is shown as a segment from  $f_{Qn-D_s}$  to  $f_{Qn+D_s}$

which is the upper hybrid frequency  $f_{UH}$ ). As is well known [see, e.g., Belmont, 1981], the presence of the hot population may bring about a secondary resonance (noted  $f_{Qn}$  in the  $n$ th intraharmonic band) which occurs, in the parameter ranges considered here, below the  $f_{Qn}$  linked to the main cold population. We also show as thin lines in Figure 1 Doppler shifted dispersion curves occurring in the frame of an antenna with a relative velocity  $\mathbf{v}$ . These curves were computed by substituting for  $\omega$  the term  $\omega \pm k_{\perp} v$  in (1), using  $v \simeq 100$  km/s as measured by Stone *et al.* [1992b] and  $T_c \simeq 10^5$  K as measured by Moncuquet *et al.* [1995] near  $9 R_J$ ; they bracket the solutions of (1) contributing to the QTN (see section 3). The Doppler shift of Bernstein waves has two consequences for large  $k_{\perp}$  in each gyroharmonic band: (1) resonant modes (where  $V_g$  vanishes) can exist above the exact gyroharmonic (they are noted  $f_{ng+D_s}$  in Figure 1) and (2) nonresonant modes can be present below the exact gyroharmonic.

In the  $f_{UH}$  gyroharmonic band and in the bands above, there always exists a "forbidden band" for Bernstein modes, that is, where (1) has no solution in the absence of Doppler shift. That band is located between  $f_{Qn}$  and the consecutive gyroharmonic  $(n+1)f_g$ . In the presence of a Doppler shift, the largest  $f_{Qn}$  occurs at a slightly larger frequency (noted  $f_{Qn+D_s}$  hereinafter), and the band is not fully forbidden since modes of very large  $k_{\perp}$  exist. However, this band is forbidden for resonant modes (note that its upper limit may be just below the gyroharmonic, since the  $f_{Qn+1}$  can be slightly shifted below  $(n+1)f_g$ ). These forbidden bands are shown as grey strips in Figure 1.

### 3. Quasi-Thermal Noise in Bernstein Waves

The calculation of the QTN in Bernstein waves [Sentman, 1982] can be generalized to the case where the dispersion equation has multiple solutions. In that case, using (22) of Meyer-Vernet *et al.* [1993], we deduce an approximate expression for the noise measured by an antenna in the plasma frame

$$V_{\omega}^2 \approx \sum_{k_{\perp}} \frac{F_{\perp}(k_{\perp} L \sin \theta)}{\pi \epsilon_0} \left[ \frac{(\Omega/\omega) \Delta k_{\parallel} / k_{\perp}}{|\partial \epsilon_r / \partial k_{\perp} \rho_c|_{k_{\parallel}=0}} \right] \frac{k_B T_h}{\Omega \rho_c} \quad (2)$$

where  $k_{\perp}$  denotes the multiple solutions of Bernstein's dispersion equation for the angular frequency  $\omega$ ,  $L$  is the antenna length (35 m),  $\theta$  is the angle between the antenna and  $\mathbf{B}$ ,  $F_{\perp}$  is the antenna response to Bernstein waves,  $\epsilon_r$  is the real part of the dielectric function, and  $k_B$  is Boltzmann's constant. Since the antenna moves with respect to the plasma, we must add to (2) an integration over the direction of  $k_{\perp}$  with respect to  $\mathbf{v}$ , involving the solutions of the Doppler-shifted dispersion equations [Moncuquet *et al.*, 1995]. The term  $\Delta k_{\parallel}$  is the (small) range in parallel wave vector for which the hot population makes a dominant contribution to the QTN. This term vanishes at gyroharmonics where



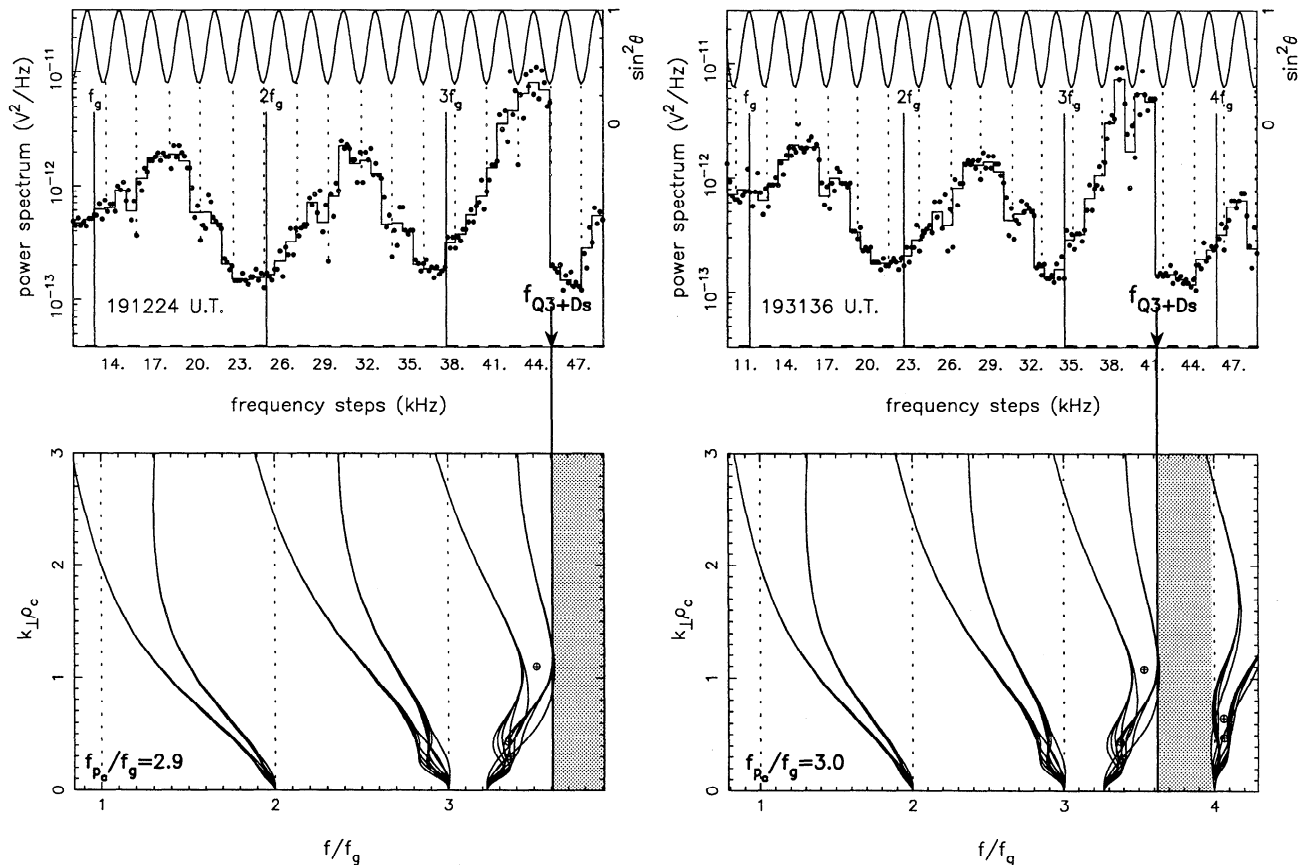
thermal electrons damp Bernstein waves, resulting in the well-defined noise minima observed at gyroharmonics during the Io torus traversal [Meyer-Vernet *et al.*, 1993].

Equation (2) does not hold near resonant solutions where  $|\partial\epsilon_r/\partial k_\perp| = |V_g\partial\epsilon_r/\partial\omega| \mapsto 0$ . In this case, the spectral density increases until the first-order approximation of  $\delta(\epsilon_r)$  used to derive (2) breaks down [Sentman, 1982], then the maximum voltage is set by the second derivative  $\partial^2\epsilon_r/\partial k_\perp^2$ . Here we shall not try to compute  $V_\omega^2$  at resonances (below we show it is not necessary), but we note that since the energy flux is expected to remain constant, the noise level should continue to increase as the group velocity vanishes, reaching a maximum at resonances. Equation (2) and the above remark allow us to summarize two important properties of the QTN, which the observed spectra should exhibit: (1) In the upper hybrid gyroharmonic band, the spectral density  $V_\omega^2$  should reach high levels at each resonance and in some frequency band around it, since the  $f_Q$  and  $f_{ng+D_s}$

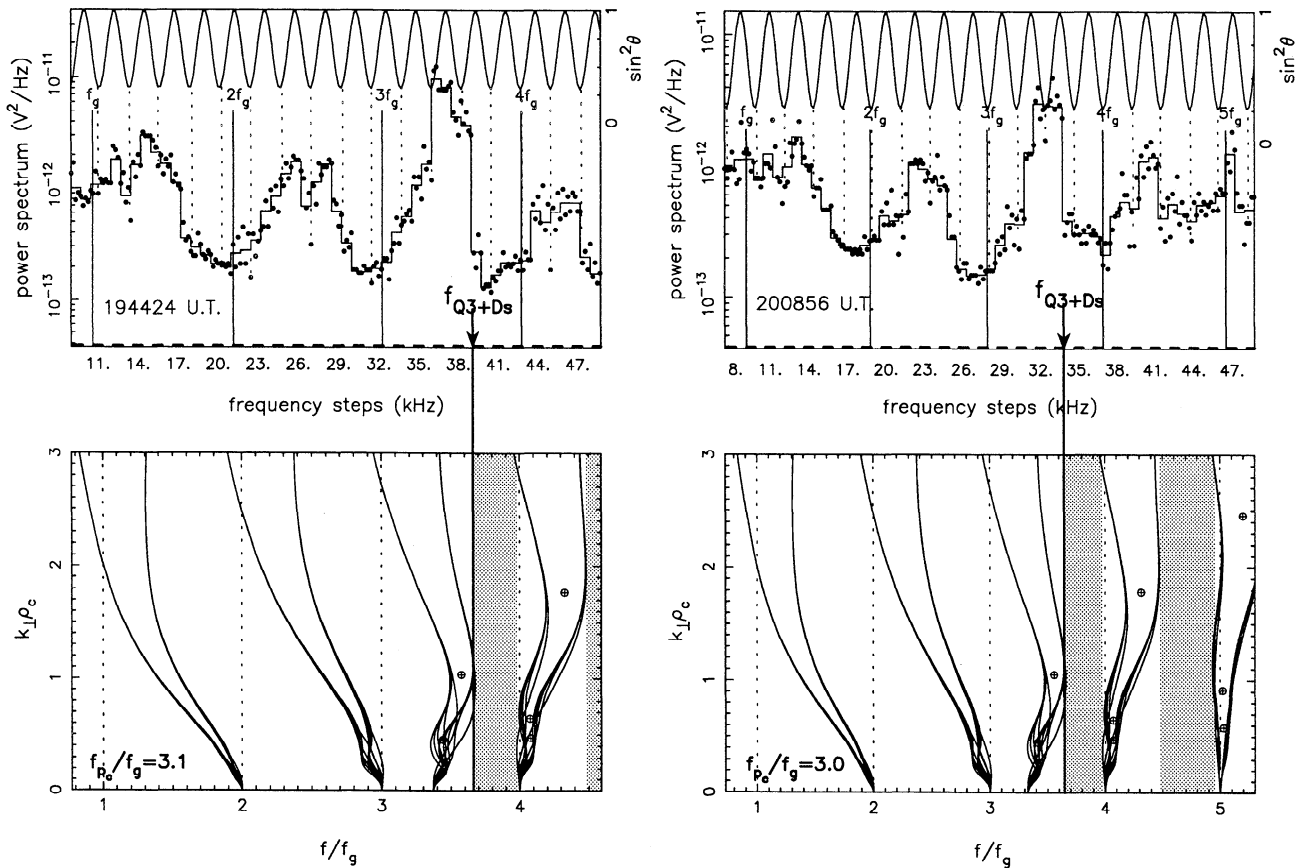
peaks are smoothed out by the Doppler shift corresponding to different  $k_\perp$  directions. Note that since  $F_\perp$  vanishes for small argument ( $F_\perp(u) \equiv 0(u^2)$ ), the peak at  $f_{UH}$  (where  $k_\perp = 0$ ) could be attenuated, and if the range of variation of  $\theta$  is large enough, the noise should be spin modulated. (2) The signal should plummet in the forbidden bands between the largest Doppler-shifted  $f_{Qn+D_s}$  of the considered harmonic band and  $(n+1)f_g$  (or slightly below that gyroharmonic, because of the Doppler shift as explained in section 2).

#### 4. Observations and Discussion

Both of the above properties are systematically observed in our data (see Figures 2a and 2b (top)). This allows us to locate the largest  $f_{Qn+D_s}$  resonance in each observed harmonic band: a check of self-consistency can be made by comparing the different  $f_Q$  resonances, using the theoretical Doppler-shifted dispersion curves, which are plotted, in the same frequency range, under



**Figure 2a.** Two power spectra at 1912 and 1931 UT showing abrupt drops together with the corresponding dispersion curves and the derived  $f_{p_c}/f_g$ . (top) The solid line is the average of individual measurements (dots) over a frequency step (i.e., 4 measurements acquired in 2 s). The abrupt drop of the signal level at  $f_{Q3+D_s}$  is indicated by an arrow. The variation of  $\sin^2\theta$  is plotted at the top with its minima indicated as vertical dotted lines. (bottom) Dispersion curves computed by fitting the values of  $f_{Q3+D_s}$  to the observed abrupt drop frequencies are shown; they are plotted with fixed  $n_h/n_c = 0.1$  and various  $T_h/T_c$  (10, 15, 25, 35, and 50). Note that  $f_{Q3+D_s}$  which defines the low-frequency side of the forbidden band (grey strip), is only a function of  $f_{p_c}$ . The gyrofrequency  $f_g$  is deduced from the magnetometer data at the time of the signal drop.



**Figure 2b.** Two power spectra at 1944 and 2008 UT, showing the abrupt drops (top) and the dispersion curves (bottom) with the forbidden bands (grey strips), plotted as in Figure 2a with the same notations. Since  $f_g$  was lower than for the spectra shown in Figure 2a, we observe an additional intraharmonic band [ $4f_g, 5f_g$ ] including the resonance  $f_{Q4+Ds}$  which defines the low-frequency side of a second forbidden band.

each spectrum of Figures 2a and 2b. The abrupt drop of the spectral density is actually observed in about 80% of the spectra acquired by Ulysses between 1800 and 2300 UT. Because (1) contains  $f_p$ , this detection of a high noise level band (where multiple resonances occur), abruptly followed by the forbidden band where  $V_\omega^2$  is low, will allow us to determine the plasma density in a number of spectra. The problems to be solved are first to clearly identify the detected  $f_Q$  and then to derive from that detection the plasma frequency or more exactly the cold plasma frequency as discussed below.

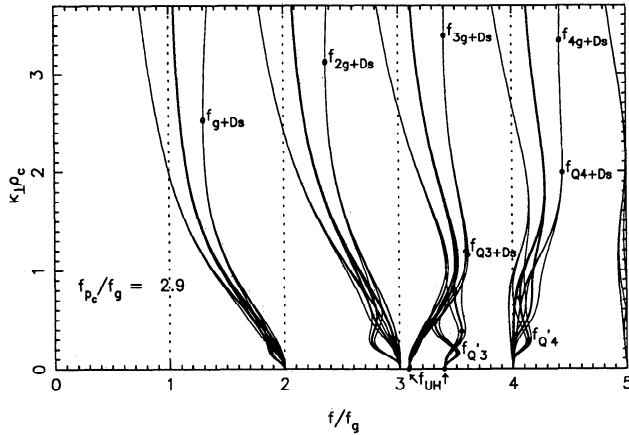
#### 4.1. Identifying the $Q$ frequency

What does “abrupt drop” mean? This needs to be defined because the frequency and time resolution of the receiver are limited and because we do not know the signal level enhancement at the resonance frequencies. We shall consider that the signal plummets if its decrease is much larger (in spectral density) and much sharper (in frequency) than the attenuation due to the antenna response  $F_\perp(k_\perp L \sin \theta)$  and to the damping of Bernstein modes observed at low-order gyroharmonics where no forbidden bands exist. During the period under study, the instrument operating mode was such that the antenna response was poorly known and differed from that

calculated by Meyer-Vernet *et al.* [1993]. However, one can see in Figures 2a and 2b that the variation in  $V_\omega^2$  at the abrupt drop is about a factor 100, that is, at least 10 times larger than any periodic effect due to the antenna spin. Each spectrum can include several gyroharmonic bands containing forbidden bands and can thus exhibit multiple signal drops (see Figure 2b). Since we detect the abrupt drop by comparison with the signal variations in the low-order gyroharmonic bands, we will interpret the lowest detected abrupt drop frequency as the Doppler shifted  $f_{Qn+Ds}$  in the lowest gyroharmonic band where these resonances can theoretically occur (that is the band of  $f_{UH}$ ).

#### 4.2. Deducing the Electron Density

Equation (1) shows that the  $f_Q$  frequencies are independent on the core temperature  $T_c$ . To show how the other parameters of the distribution affect the solutions of the dispersion equation and thus the determination of the plasma frequency from the  $f_{Qn+Ds}$ , we have plotted (Figure 3) a set of dispersion curves with  $f_{pc}$  (and therefore  $n_c$ ) held constant and the suprathermal electron parameters values chosen in the wide ranges:  $0.01 < n_h/n_c < 0.25$  and  $10 < T_h/T_c < 50$ . One can see on Figure 3 that the largest Doppler-shifted  $Q$  res-



**Figure 3.** Examples of dispersion curves for four halo velocity distributions:  $n_h/n_c = 0.01$  or  $0.25$  and  $T_h/T_c = 10$  or  $50$ ;  $n_c$  is constant. The symbols have the same meaning as in Figure 1. The  $f_{Q'n}$ , which are linked to the hot population, always arise (in the sampled parameters range) below the  $f_{Qn+Ds}$ , which is roughly independent on the hot population (as the  $f_{ng+Ds}$ ).

onance in each band is never the  $f_{Q'}$  and that  $f_{Qn+Ds}$  is nearly independent of the sampled halo parameters, so that the forbidden band lower limit that we detect is only a function of  $n_c$ . We can then determine  $f_{p_c}$  by fitting the calculated  $f_{Qn+Ds}$  to the frequency at which the signal plummets (as shown in Figures 2a and 2b (bottom)); as long as the halo parameters remain in the above ranges, our method yields the core population density.

#### 4.3. Uncertainty on the Doppler Shift

The above determination is a weak function of the assumed Doppler shift, which depends on the corotation velocity and the electron temperature. How far do the uncertainties on these parameters affect the determination of the  $f_{Qn+Ds}$ ? The relative uncertainty due to the Doppler shift at a given frequency  $f$  is

$$\Delta f/f \simeq \Delta(k_{\perp}v)/\omega = k_{\perp}\rho_c(f_g/f)\Delta(v/v_{th}) \quad (3)$$

where  $v_{th} = \sqrt{k_B T_c/m_e}$ . In the outer torus, the corotation velocity slightly lags strict corotation [Hill, 1980]. With large parameter ranges bracketing the expected values,  $100 \text{ km/s} \lesssim v \lesssim 120 \text{ km/s}$  and  $5.10^4 \text{ K} \lesssim T_c \lesssim 5.10^5 \text{ K}$ , we obtain  $\Delta(v/v_{th}) \lesssim 0.05$ . Note that  $T_c$  is expected to increase with latitude [Meyer-Vernet et al., 1995], so that 0.05 is probably an upper limit. We deduce that the cold plasma frequency is determined with a 5% relative accuracy, to which a 3% uncertainty must be added because of the limited frequency resolution of the receiver.

#### 4.4. Consistency of the Interpretation

We have interpreted our observations as QTN in Bernstein mode, following the works of Meyer-Vernet et al. [1993] and Moncuquet et al. [1995]. Since, however,

we are studying here a different region of the Jovian magnetosphere, the consistency of this interpretation needs to be further justified.

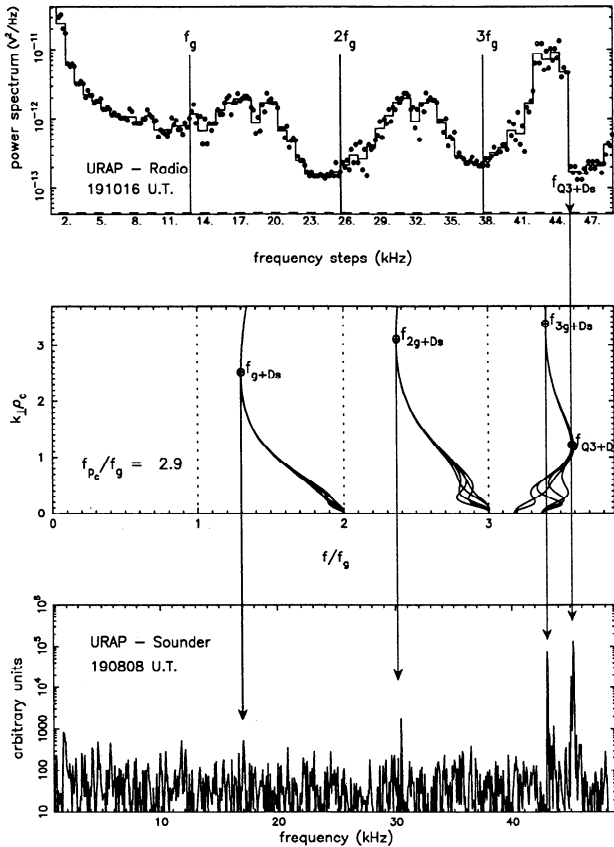
First, the assumption of plasma stability stems from an observational fact: the ratio between the signal maxima and minima as a function of time is roughly constant; the absolute minima take place always close to a gyroharmonic at a level compatible with QTN, and the absolute maxima take place in most cases at the expected Bernstein wave resonances. It is difficult to imagine that an unstable distribution could yield the roughly constant amplitude observed during about 5 hours. Otherwise stated, we have no evidence in our data of distributions able to drive conspicuous instabilities, although Ulysses was in the vicinity of the Jovian plasma sheet (at least until  $13 R_J$  from Jupiter and at  $\sim 12^\circ$  magnetic latitude).

Second, the assumption that we are dealing with Bernstein modes ( $\mathbf{k} \perp \mathbf{B}$ ) between the gyroharmonics not only explains the abrupt drops observed in the radio spectra; it is also consistent with the observed spin modulation of the peaks. Indeed the fact that  $V_{\omega}^2$  has a maximum when the antenna is perpendicular to  $\mathbf{B}$  (see Figures 2a and 2b) is just what is expected for Bernstein waves since the antenna is short for their wavelengths ( $kL \simeq L/\rho < 3$ ), so that  $V_{\omega}^2$  has a maximum when the antenna is parallel to  $\mathbf{k}$  [Meyer-Vernet et al., 1993]. This is opposite to the modulation expected for Langmuir waves ( $\mathbf{k} \parallel \mathbf{B}$ ) because again  $kL < 3$  (since  $k_{\parallel}L_D \ll 1$  where  $L_D \sim 7 \text{ m}$  is the Debye length), so that  $V_{\omega}^2$  should be maximum when the antenna is parallel to  $\mathbf{k} \parallel \mathbf{B}$  [Meyer-Vernet, 1994]. This also explains why we do not “see” in our spectra a level increase due to Langmuir waves at the plasma frequency. Such waves contribute to the minimum thermal level, but they are damped, except at  $f_p$ , whereas the Bernstein waves are undamped between the gyroharmonics. At  $f_p$ , owing to the above mentioned property, Langmuir waves should be mainly detected when the antenna is close to the direction of  $\mathbf{B}$ , which does not happen on Ulysses during the studied period.

### 5. Comparison With the Sounder Data

The URAP experiment includes a relaxation sounder, which can detect the plasma resonance frequencies [Sto-*ne et al.*, 1992a]. This instrument emits a short quasi-monochromatic pulse and records the reflected signal a few milliseconds after the excitation has stopped. If the antenna geometry and orientation are adequate, a “ringing” of the plasma is expected to be observed at the frequencies where the wave group velocity in the antenna frame vanishes [see, e.g., Fejer and Yu, 1970].

This instrument was operated at the rate of one frequency sweep every 40 min near the Io torus. Before 19 hours (at  $9.7 R_J$ ), its data could not be processed, so that only few spectra were available for comparison with the radio data. The theory of the sounder has not yet been developed to give the amplitude of the resonances with the URAP antenna, which cannot be



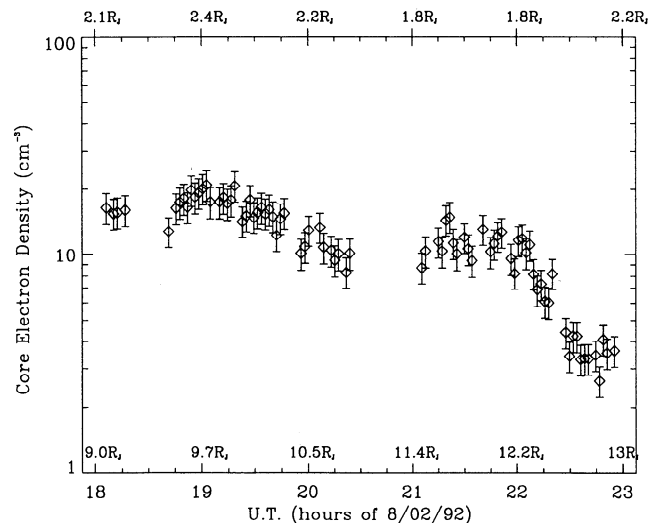
**Figure 4.** Comparison between the radio and the sounder data. (top) The solid line is the average of radio measurements (dots) over a frequency step; the abrupt drop yields the maximum Doppler-shifted  $f_{Q3}$ , from which we deduce  $f_{pc}$ . (middle) Dispersion curves deduced from this value of  $f_{pc}$  (for  $n_h/n_c = 0.1$  or  $0.25$  and  $T_h/T_c = 12, 25$ , or  $50$ ) showing the resonances at the Doppler-shifted gyroharmonics and  $f_{Q3}$  frequencies, which are roughly independent of the hot electron parameters. (bottom) Sounder spectrum and identification of these resonances (arrows), using the instantaneous values of  $f_g$  deduced from the magnetometer.

modeled as an infinitesimal dipole. Hence we shall only use the sounder data to confirm our identification of the  $f_Q$  frequencies and our interpretation in terms of Bernstein waves. From the quasi-thermal noise drop (Figure 4, top), we get the Doppler-shifted  $f_{Q3}$  frequency in the  $f_{UH}$  harmonic band at  $f_{Q3+Ds} \approx 3.57f_g \approx 44.8$  kHz, from which we deduce the cold plasma frequency  $f_{pc} \approx 36$  kHz. Figure 4 (middle) shows the corresponding (Doppler-shifted) dispersion curves for several values of the hot electron parameters in the range expected at this location. We focus on the resonances at the (Doppler-shifted) frequencies  $f_{Q3+Ds}$  and the gyroharmonics  $f_{ng+Ds}$  which are a direct consequence of the radio spectrum since they are roughly independent of the hot population. The peaks of the sounder spectrum (Figure 4, bottom) coincide with these resonance frequencies within 1%, except  $f_{g+Ds}$ , which barely emerges from the background level. This comparison uses the instantaneous values of  $f_g$  deduced

from the magnetometer, which are 1% larger for the sounder spectrum than for the radio spectrum since the latter was acquired 2 min after.

## 6. Summary and Final Remarks

We have shown that the plasma QTN measured by Ulysses plummets in the Bernstein forbidden bands [ $f_{Qn+Ds}, (n+1)f_g$ ]. As a consistency check, we have verified that the onboard relaxation sounder spectra exhibits resonances at about the same frequencies as determined nearly simultaneously from the QTN spectra. To the best of our knowledge, these forbidden bands have never been detected before, presumably because of the lack of sensitivity and frequency resolution of earlier instruments. In particular, such a detection could not be performed with the Voyager 1 spacecraft radio data from which *Birmingham et al.* [1981] derived the electron density in the Io plasma torus. Their method was based on detection of the upper hybrid resonance emissions which they expected to produce the strongest peaks in the power spectra (other methods used to determine the Jupiter's electron density from the plasma wave observations are summarized by *Gurnett et al.* [1981]). Using this method, *Hoang et al.* [1993] have given the electron density along the Ulysses trajectory inside  $9 R_J$ , identifying  $f_{UH}$  in the high band ( $\sim 50$  to  $1000$  kHz through only 12 channels) of the URAP radio receiver in the region where  $f_p \gg f_g$ . Note that a particular relevance of all these electron density measurements is that they are unaffected by spacecraft charging or sheath effects. A further advantage of the method introduced in the present paper is that the detection of stop bands allows the location of the  $f_Q$  without ambi-



**Figure 5.** Core electron density deduced from Bernstein wave forbidden bands along Ulysses trajectory in the outskirts of the Io plasma torus. The bottom axis shows the Jovicentric distance, and the top axis shows the distance from centrifugal equator (determined from the Goddard Space Flight Center  $O_6$  magnetic field model).

guity. The method of deducing  $f_{UH}$  from the strongest peak may be somewhat precarious for  $f_p \not\approx f_g$  when the  $f_Q$  resonance peaks at a higher level, which may happen for some antenna geometries [see, e.g., Christiansen *et al.*, 1978, Figure 3]. In addition,  $f_{UH}$  depends on many plasma parameters, whereas the  $f_{Qn+Ds}$  are only functions of the main (cold) electron population density  $n_c$ , and so their determination allows us to deduce  $n_c$ . The uncertainty in  $n_c$  is about 16% and mainly due to the uncertainty in the Doppler shift produced by the plasma corotation.

Hence this method of QTN spectroscopy allows us to routinely measure in situ the core plasma density every  $\sim 2$  min (or  $\sim 0.02 R_J$ ) along that part of Ulysses trajectory between 9 and 13  $R_J$ . The results are shown in figure 5. The measurement gaps (about 20% of the spectra) are due to pollution by Jovian radio emissions (near 2030 UT) and presumably to high densities bringing the lowest  $f_{Qn+Ds}$  outside our spectral range (near 1830 UT). Let us finally recall that this determination of  $n_c$  is based on the description of the electron distribution as a superposition of two Maxwellians. There are, however, some indications that the distribution there might be, instead, kappa-like [Meyer-Vernet *et al.*, 1995]. In such a case, the total density can still be estimated from the present analysis, since the first forbidden band can serve to localize the intraharmonic band containing  $f_{UH}$ . A more accurate measurement of the electron density would require calculating the  $f_Q$  with the actual electron distribution function; this deserves further investigation.

**Acknowledgments.** The URAP experiment is a joint project of NASA GSFC, Observatoire de Paris, CETP, and the University of Minnesota. The French contribution is supported by the Centre National d'Études Spatiales and the Centre National de la Recherche Scientifique. Support for the magnetic field investigation at Imperial College is provided by the U.K. Particle Physics and Astronomy Research Council. We sincerely thank J.-L. Steinberg and F. Bagenal for a careful reading and helpful comments on the manuscript.

The Editor thanks M. Ashour-Abdalla and another referee for their assistance in evaluating this paper.

## References

- Balogh, A., M.K. Dougherty, R.J. Forsyth, D.J. Southwood, E.J. Smith, B.T. Tsurutani, N. Murphy, and M.E. Burton, Magnetic field observations during the Ulysses fly-by of Jupiter, *Science*, **257**, 1515, 1992.
- Belmont, G., Characteristic frequencies of a non-Maxwellian plasma: A method for localizing the exact frequencies of magnetospheric intense natural waves near  $f_{pe}$ , *Planet. Space Sci.*, **29**, 1251, 1981.
- Bernstein, I.B., Waves in a plasma in a magnetic field, *Phys. Rev.*, **109**, 10, 1958.
- Birmingham, T.J., J.K. Alexander, M.D. Desch, R.F. Hubbard, and B.M. Pedersen, Observations of electron gyroharmonic waves and the structure of the Io torus, *J. Geophys. Res.*, **86**, 8497, 1981.
- Christiansen, P.J., et al., Geos-1: Identification of natural magnetospheric emissions, *Nature*, **272**, 682, 1978.
- Fejer, J.A., and W.M. Yu, Excitation of plasma resonances by a small pulsed dipole in a weakly inhomogeneous plasma, *J. Geophys. Res.*, **75**, 1919, 1970.
- Gurnett, D.A., F.L. Scarf, W.S. Kurth, R.R. Shaw, and R.L. Poynter, Determination of Jupiter's electron density profile from plasma wave observations, *J. Geophys. Res.*, **86**, 8199, 1981.
- Hill, T.W., Corotation lag in Jupiter's magnetosphere: Comparison of observation and theory, *Science*, **207**, 301, 1980.
- Hoang, S., N. Meyer-Vernet, M. Moncuquet, A. Lecacheux, and B.M. Pedersen, Electron density and temperature in the Io plasma torus from Ulysses thermal noise measurements, *Planet. Space Sci.*, **41**, 1011, 1993.
- Meyer-Vernet, N., On the thermal noise "temperature" in an anisotropic plasma, *Geophys. Res. Lett.*, **21**, 397, 1994.
- Meyer-Vernet, N., S. Hoang, and M. Moncuquet, Bernstein waves in the Io plasma torus: A novel kind of electron temperature sensor, *J. Geophys. Res.*, **98**, 21163, 1993.
- Meyer-Vernet, N., M. Moncuquet, and S. Hoang, Temperature inversion in the Io plasma torus, *Icarus*, **116**, 202, 1995.
- Moncuquet, M., N. Meyer-Vernet, and S. Hoang, Dispersion of electrostatic waves in the Io plasma torus and derived electron temperature, *J. Geophys. Res.*, **100**, 21697, 1995.
- Scudder, J.D., E.C. Sittler Jr., and H.S. Bridge, A survey of the plasma electron environment of Jupiter: A view from Voyager, *J. Geophys. Res.*, **86**, 8157, 1981.
- Sentman, D. D., Thermal fluctuations and the diffuse electrostatic emissions, *J. Geophys. Res.*, **87**, 1455, 1982.
- Sittler, E.C., and D.F. Strobel, Io plasma torus electrons: Voyager 1, *J. Geophys. Res.*, **92**, 5741, 1987.
- Stone, R.G., et al., The unified radio and plasma wave investigation, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **92**, 291, 1992a.
- Stone, R.G. et al., Ulysses radio and plasma wave observations in the Jupiter environment, *Science*, **257**, 1524, 1992b.
- P. Canu, CETP, 10-12 avenue de l'Europe, 78140 Vélizy, France. (e-mail: canu@cetp.ipsl.fr)
- R. J. Forsyth, The Blackett Laboratory, Imperial College, London, SW7 2BZ, United Kingdom. (e-mail: r.forsyth@ic.ac.uk)
- S. Hoang, N. Meyer-Vernet, and M. Moncuquet, DESPA, Observatoire de Paris-Meudon, 5 Place Jules Janssen, 92195 Meudon Cedex, France. (e-mail: hoang@megasx.obspm.fr; meyer@obspm.fr; moncuquet@obspm.fr)

(Received June 13, 1996; revised September 27, 1996; accepted October 24, 1996.)



*une page blanche pour que la pagination de cette réédition corresponde à celle de l'édition originale*





## Chapitre III

# Observations radio d'Ulysse : Bilan et Perspectives

### III.1 Grandeurs déduites des observations d'Ulysse

#### Magnitude du champ

Avant de tirer le bilan détaillé des mesures dues à notre « spectroscopie du bruit en mode de Bernstein », et qui pour l'essentiel sont celles publiées dans les deux articles du chapitre précédent, revenons brièvement sur la possibilité d'utiliser l'antenne comme un magnétomètre. Cette faculté tient au fait qu'en première analyse [cf. ici p.20 ou dans *Meyer-Vernet, Hoang & Moncuquet, 1993*] le signal doit atteindre des minima relatifs à chaque harmonique de la gyrofréquence, à cause de l'amortissement de tous les modes de Bernstein (contrôlés par les chauds) justement à ces fréquences. Néanmoins, et on peut le constater sur les spectres des figures 2 de *Moncuquet et al. [1997]* (pages 42 et 43), les minima ne sont pas forcément atteints exactement aux gyroharmoniques. Cela peut s'expliquer notamment par l'existence des bandes interdites à la propagation des modes de Bernstein dans certaines bandes (ce qui décalera le minimum systématiquement en amont de la gyroharmonique), et par l'existence de modes décalés Doppler (par la vitesse de corotation) autour des gyroharmoniques, qui pourront augmenter la puissance spectrale à la gyroharmonique (décalant le minimum de bruit sans qu'on puisse à priori préciser dans quel sens). Cependant, si on dispose de plusieurs gyroharmoniques, comme c'est le cas sur nos données à partie de 18-19 T.U., on peut espérer réduire ces écarts à la gyroharmonique exacte (s'ils sont non systématiques). On montre sur la figure suivante III.1 les fréquences des minima (points) relatifs (c'est-à-dire intercalés entre deux maxima relatifs) mesurés sur Ulysse. On a ensuite déduit de ces points la valeur de la fréquence gyromagnétique  $f_g$  pour chaque spectre (par une moyenne harmonique de 1 à 8 points) et on a tracé cette valeur en fonction du temps (trait plein du bas), ainsi que ses multiples entiers (autres traits pleins). Le résultat est très proche (1%) de la magnitude fournie par le magnétomètre d'Ulysse (trait hachuré), et même d'autant plus proche que le nombre de minima disponibles est grand, ce qui montre que les écarts ne se font pas systématiquement en amont ou en aval de l'harmonique considérée. Par contre, lorsqu'on ne dispose que d'un ou deux minima (notamment entre 16 et 19 T.U), ce moyennage des écarts à la gyroharmonique exacte ne joue plus et il apparaît une erreur systématique (qui est ici une sous-estimation de la magnitude).

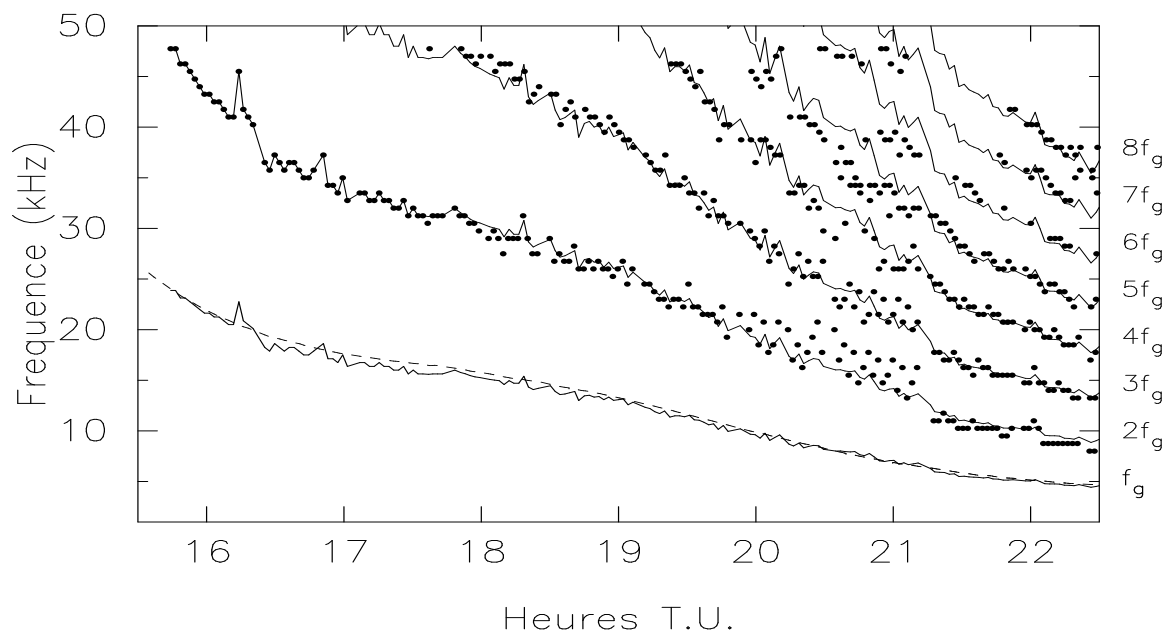


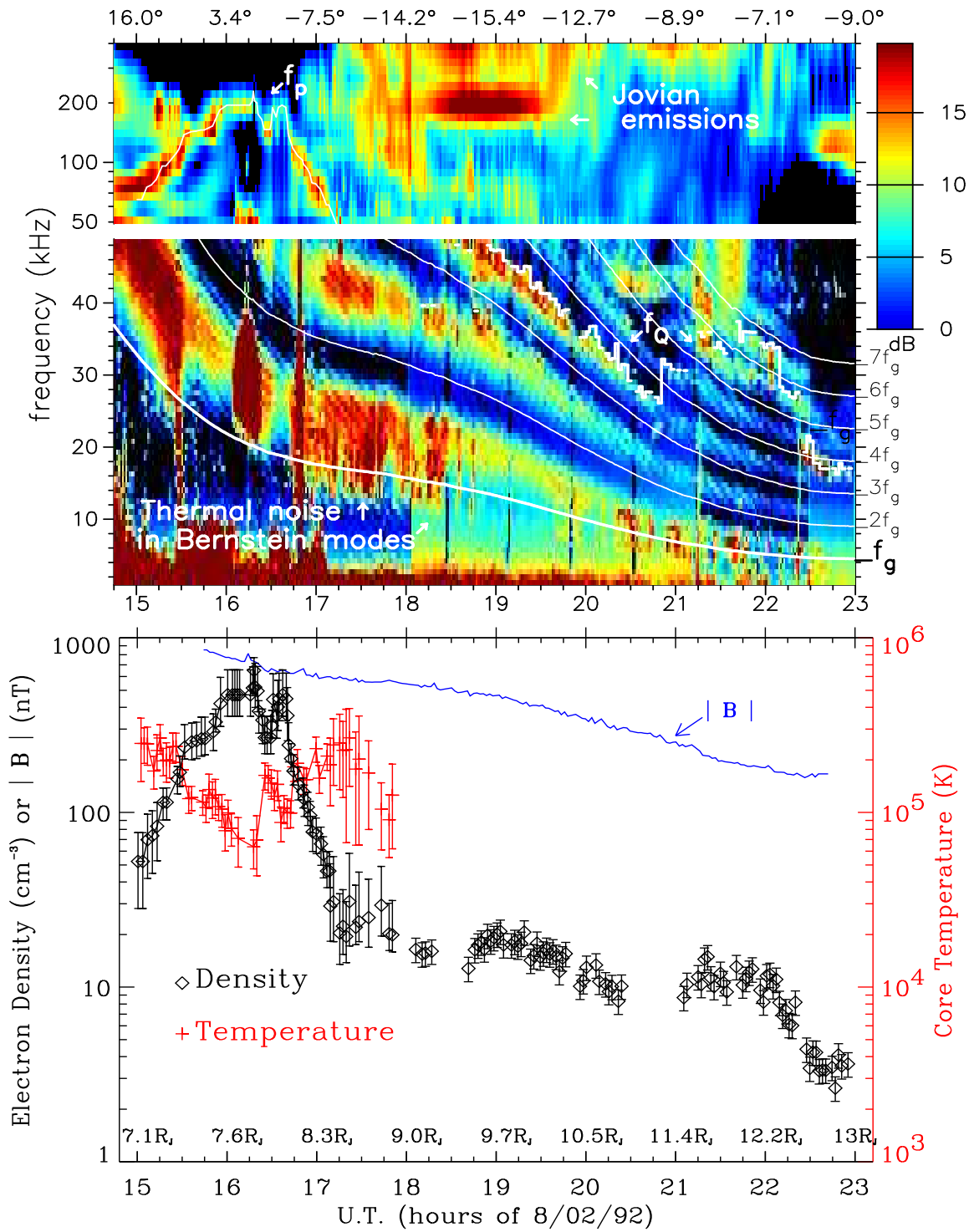
FIG. III.1 – Fréquences mesurées aux minima des spectres (points) avec en trait continu la gyrofréquence et ses harmoniques déduites de ces minima. La gyrofréquence donnée par le magnétomètre à bord (moyennée sur 64s) en indiquée à titre de comparaison (courbe hachurée).

## Un bilan

La figure ci-contre résume toutes les mesures physiques qu'on a réussi à extraire des spectres radio collectés par Ulysse dans le tore de plasma d'Io et sa banlieue et uniquement dépendantes du milieu environnant la sonde. Cette figure rappelle (partie du haut) les spectrogrammes acquis par Ulysse entre 15 heures et 23 heures, sur le récepteur basses-fréquences entre 2 et 48 kHz, et sur le récepteur hautes-fréquences entre 50 et 400 kHz (sur une échelle logarithmique). La densité entre 15h et 17h15 a été déduite de la fréquence plasma ou hybride-haute (qui sont proches) soulignée sur le spectre dynamique HF et est représentée par des losanges noirs sur la figure du bas avec ses barres d'incertitude [Hoang *et al.*, 1993]. La température des électrons a pu être ensuite déterminée pour cette même période par la méthode décrite dans le chapitre II.1 [Moncuquet, Meyer-Vernet & Hoang, 1995, chap II.1] et est représentée par des + rouges. Entre 17h15 et 18h, les déterminations de la densité et de la température ne sont pas indépendantes et sont sujet à caution (d'où les barres d'incertitude importantes, voir chap.II.1, p.30).

Entre 18h et 23h, seule la densité a pu être déterminée, à partir des résonances  $f_Q$  des modes de Bernstein décalées Doppler [Moncuquet *et al.*, 1997, Chap II.2]. Ces  $f_Q$  sont indiquées par des tirets blancs sur le spectre dynamique basses-fréquences.

Enfin, la magnitude du champ magnétique, notée  $|B|$  sur la figure, est déterminée par la méthode des minima de bruit expliquée précédemment.





## III.2 Applications à des milieux/instruments « comparables »

Les méthodes qui ont été développées pour analyser les spectres d'Ulysse dans la magnétosphère interne de Jupiter sont-elles applicables à d'autres observations ? La réponse à cette question est, bien sûr, *ça dépend*, et ça dépend à la fois de l'instrument qu'on utilise et du milieu qui l'entoure.

Une première condition, absolument nécessaire pour mener ce type d'étude, est la bonne qualité de l'instrument: sans la grande sensibilité et la bonne calibration<sup>1</sup> du récepteur d'URAP/Ulysse, aucune des analyses spectrales présentées ici n'aurait pu être menée. Par exemple, les récepteurs de Voyager 1 ou même de Galileo (cf. figure I.5) ne nous auraient donné accès ni aux minima absolus (aux gyroharmoniques), ni par conséquent à la régularité et à la stabilité de l'accroissement des modes entre les gyroharmoniques, ni probablement à la modulation de spin des spectres qui a permis l'obtention des températures, ni à la chute brutale du signal, explicable grâce aux bandes interdites aux modes de Bernstein et qui a fourni une mesure des densités électroniques.

Cela dépend aussi de l'adéquation instrument/milieu. Premièrement, pour observer des émissions radio entre les gyroharmoniques, il faut bien sûr que la gamme balayée par le récepteur inclue la gyrofréquence locale et quelques-unes de ses harmoniques, de la même façon que la densité ne pourra être déterminée que si la fréquence plasma est dans la gamme du récepteur. Mais c'est insuffisant : on sait par exemple que, dans le cas du bruit thermique sans champ magnétique, la détection ou non de la fréquence plasma va dépendre de la forme de l'antenne, et dans le cas d'un dipôle électrique, de la longueur  $L$  de l'antenne par rapport à la longueur de Debye  $L_D$  du plasma environnant, une situation  $L \gg L_D$  favorisant l'émergence du pic à la fréquence plasma [Meyer-Vernet and Perche, 1989]. D'une manière générale, une antenne électrique filaire détecte préférentiellement les ondes électrostatiques (longitudinales) dont la longueur d'onde est comparable à la sienne. Dans le cas Ulysse/tore, le dipôle (de  $2 \times 36$  m) a détecté les modes de Bernstein, dont la longueur d'onde est typiquement  $\lambda_B \sim 2\pi\rho_e$ , parce que le rayon de gyration  $\rho_e$  des électrons du tore était de l'ordre de la dizaine de mètres<sup>2</sup>, si bien que pour ces observations, on avait typiquement  $L \sim 3\rho_e$  et  $\lambda_B \sim 2L$ . Notons néanmoins que le fait de pouvoir exploiter, comme sur Ulysse, la rotation d'antenne dans le champ magnétique est plus contingent : cela dépendra de l'orientation de l'axe de rotation du satellite (qui généralement pointe vers la Terre) par rapport au champ magnétique ainsi que de la vitesse de rotation elle-même (si le satellite en a une<sup>3</sup>).

Cela dépend enfin du milieu lui-même: le champ magnétique ambiant doit être suffisamment fort pour que d'une part le  $\beta$  soit faible<sup>4</sup>(mais c'est pratiquement toujours le cas dans la partie

1. C'est souvent le problème des instruments envoyés dans l'espace interplanétaire et seulement conçus pour détecter les émissions radio les plus puissantes : dotés d'un récepteur sans grande résolution spectrale et peu sensible, recueillant un signal pas ou mal calibré, il n'émerge que des « pics » (comme d'ailleurs pour Ulysse dans la bande HF), qui sont alors dûment répertoriés et pour la plupart interprétés sans vérification quantitative sur l'amplitude par des instabilités de plasma. Par exemple, les augmentations de puissance entre les gyroharmoniques que nous avons étudiées sur Ulysse, si elles n'avaient émergé d'aucun substrat physiquement quantifiable (i.e. le bruit thermique), auraient été néanmoins reconnues comme les sempiternelles "émissions  $(n + 1/2)f_g$ " et attribuées à des instabilités. Comme on n'en tire pas grand-chose sur la physique des milieux visités, si ce n'est qu'ils sont décidément très instables, on renvoie généralement le même instrument dans l'espace, qui confirmera...

2. ce qui, coup de veine, est aussi l'ordre de grandeur de la longueur de Debye typique des électrons du vent solaire, pour la mesure desquels l'antenne d'Ulysse a été conçue!

3. exemple de raison pour laquelle les radio-astronomes aiment moins en général les satellites stabilisés 3-axes

4. Les modes de Bernstein sont des solutions de l'équation de dispersion des ondes dans l'approximation électrostatique ( $\vec{E} \parallel \vec{k}$ ), qui n'est valide que dans un plasma à faible  $\beta = 2\mu_0 n_e k_B T / B^2$ . Dans la partie du tore d'Io explorée

interne des magnétosphères planétaires) et que d'autre part la fréquence gyromagnétique des électrons soit assez élevée pour pouvoir négliger le mouvement des ions (i.e. être assez « loin » de la fréquence plasma des ions). En outre, la gamme de fréquence où pourront s'observer les modes de Bernstein ne devra pas être « polluée » par d'autres émissions, plus puissantes, dues soit à de vraies instabilités de plasma<sup>5</sup>, soit à des émissions radio planétaires<sup>6</sup>.

On voit donc qu'il est assez difficile de répondre précisément à la question posée au début de cette section. On peut dire néanmoins que, sans pouvoir forcément exploiter toutes les particularités de l'expérience URAP sur Ulysse, et indépendamment des impondérables signalés ci-dessus, un instrument suffisamment sensible utilisant une antenne électrique filaire pourra observer les modes de Bernstein si la longueur de l'antenne est *plusieurs* fois plus grande que le rayon de gyration moyen des électrons du plasma  $\rho_e = \sqrt{k_B m_e T_e} / eB$  (ce qui suppose évidemment qu'on ait une idée de la température électronique et de la magnitude du champ dans le plasma qu'on veut mesurer).

### Dans la Plasmasphère de la Terre avec la sonde WIND

Une autre façon de répondre à la question précédente lorsque l'expérience a déjà eu lieu est de regarder les spectres acquis : lorsqu'on observe des bandes de bruit stables entre les harmoniques de la gyrofréquence, sans saturation et émergeant nettement du bruit de fond de l'instrument, ces bandes peuvent (et doivent) être interprétées comme du bruit thermique en mode de Bernstein.

À cet égard, je ne résiste pas à la tentation (légèrement hors sujet) de montrer ici (figure III.3) un spectre dynamique enregistré par Wind durant l'un de ses périodes, pendant lequel il a traversé la Plasmasphère de la Terre (à environ 4 rayons terrestres). La Plasmasphère de la Terre est, comme le tore d'Io, un plasma en corotation planétaire, et Wind est muni d'une antenne électrique de 2x50 m (bien adaptée ici, le rayon de Larmor moyen étant, comme dans le tore, de l'ordre de la dizaine de mètres). Ce spectre dynamique montre de magnifiques bandes de bruit entre les gyroharmoniques (i.e. des modes de Bernstein), comparables à celles qui apparaissent par exemple sur le spectrogramme de la figure I.3. On montre (annexe A.3) les mesures qu'on a pu en déduire dans la Plasmasphère. Notons cependant que nous n'avons pas pu exploiter, comme avec Ulysse, la rotation axiale de Wind car l'orientation du satellite était défavorable, l'angle antenne/champ magnétique étant trop peu variable. Par ailleurs, et concernant l'acquisition des densités, la situation rencontrée avec Wind est comparable à celle rencontrée dans la partie dense du tore explorée par Ulysse, c'est-à-dire qu'on y a toujours :  $f_p \gg f_c$ , et il n'y a donc pas de résonances  $f_Q$  détectables dans ces spectres.

On a ainsi déduit la densité de la détection du pic à la fréquence plasma, et la température des électrons du cœur par le niveau de bruit minimal, et celle du halo par l'amplitude du bruit entre les gyroharmoniques (voir annexe A.3). Ces deux derniers résultats sont liés à des approximations dans le calcul du bruit quasi-thermique assez osées [Meyer-Vernet, Hoang & Moncuquet, 1993] et nécessitent en tout état de cause de poursuivre<sup>7</sup> le calcul théorique du bruit thermique dans les

---

par Ulysse, on a  $\beta \lesssim 0.003$

5. mais on peut constater qu'elles sont sporadiques sur les spectres d'Ulysse/tore ou de Wind/Plasmasphère

6. Citons l'AKR pour la Terre et surtout, pour Saturne, le SKR qui peut, dans la magnétosphère interne ( $< 8R_S$ ), s'approcher de la gyrofréquence des électrons

7. Ces développements seront aussi nécessaires à l'analyse détaillée des données de deux sondes radio qui traverseront la Plasmasphère dans les prochaines années : une sonde d'exploration de la Magnétosphère de la Terre « IMAGE » et, s'il est sélectionné, le petit satellite d'observation radio «  $\mu$ -ORAJES », dont on dit aussi un mot en annexe A.3

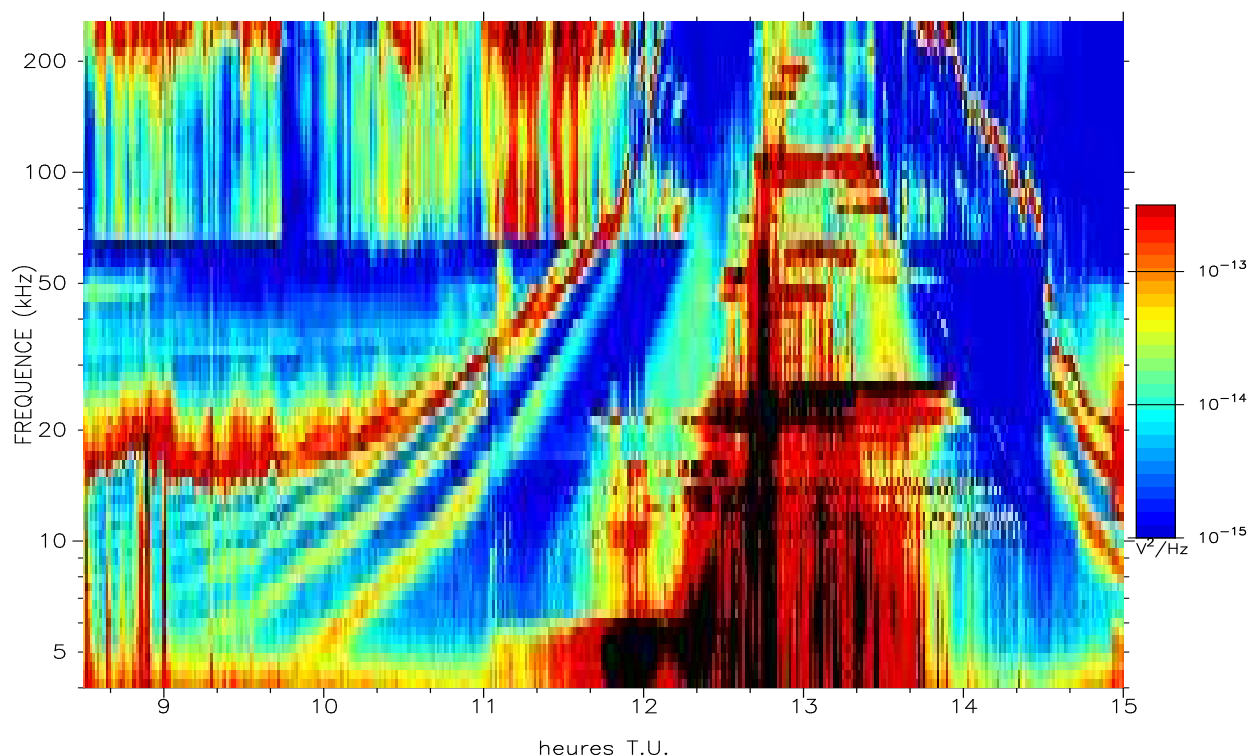


FIG. III.3 – Spectre dynamique obtenu par le satellite Wind durant la journée du 16 novembre 1994 : 1<sup>er</sup> périgée, traversée de la Plasmasphère de la Terre.

plasmas magnétosphériques, c'est-à-dire à la fois en présence d'un champ magnétique et d'une vitesse d'ensemble (ici, la corotation) du plasma. Cela constitue une importante perspective de poursuite du travail présenté ici, avec, comme on le verra dans la deuxième partie de la thèse, l'extension du calcul du bruit à des distributions de vitesses non maxwelliennes.

### Dans la magnétosphère de Saturne avec la sonde CASSINI

Ce qu'on pourra mesurer en radio dans la magnétosphère de Saturne est assurément plus difficile à prévoir que pour la magnétosphère de la Terre ou même de Jupiter, les données in situ se résumant à celles acquises par deux sondes : Voyager 1 et 2. Notamment, la possibilité d'y faire ou non de la spectroscopie « fine » du bruit thermique reste incertaine, en particulier à cause des émissions SKR qui sont susceptibles de fortement polluer les spectres aux fréquences qui nous intéressent. On peut dire en tout cas que le récepteur radio hautes-fréquences HFR<sup>8</sup> à bord de Cassini remplit les conditions de qualité (en particulier de sensibilité) requises pour étudier ce bruit thermique. L'antenne est assez courte (d'une longueur de 10m), mais le plasma dans la magnétosphère interne

8. notamment les trois premières bandes, couvrant 3.5 à 318 kHz, pourront être exploitées pour l'analyse du bruit thermique. Les récepteurs ont été construits au DESPA, et pour ces bandes, sont de technologie comparable à ceux de TNR sur Wind

(<  $8R_S$ ) de Saturne est assez froid ( $\sim 1eV$ ) et on devrait *a priori* accéder aux modes de Bernstein lorsque la magnitude du champ magnétique sera la plus élevée (à l'approche maximale donc).

On montre en annexe A.4 un spectre dynamique « idéal », tel qu'en devrait acquérir Cassini, et les modes de Bernstein (électron-cyclotron) y figurent en bonne place. La sonde sera lancée dans quelques jours au moment où j'écris ces lignes : je lui souhaite bonne chance et j'espère pouvoir étudier les spectres radio qu'elle nous enverra vers 2004...



## **Deuxième partie**

# **Un nouveau modèle de confinement du tore de plasma d'Io**



## Chapitre IV

# Structure latitudinale des électrons du tore

### IV.1 Inversion des températures

Parmi les résultats obtenus sur Ulysse par spectroscopie du bruit quasi-thermique, décrits en détail dans la première partie (cf figure III.2), on s'intéresse particulièrement au cas où l'on peut disposer à la fois d'une mesure de la densité et de la température des électrons, ces mesures étant acquises *indépendamment* l'une de l'autre. On a représenté sur la figure IV.1 les densités [d'après

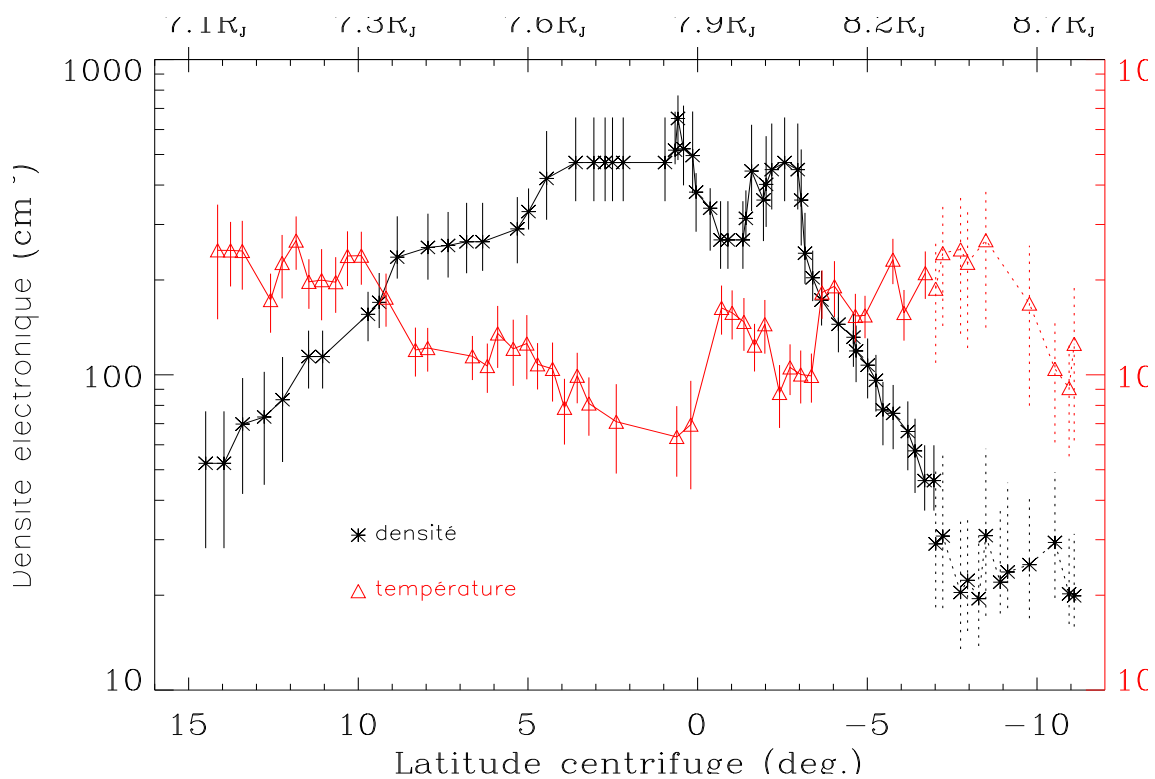


FIG. IV.1 – Densité et température des électrons dans la partie externe du tore d'Io (le tore « chaud »), en fonction de la latitude centrifuge. [adapté de Meyer-Vernet, Moncuquet and Hoang, 1995]

Hoang *et al.*, 1993] et les températures [d'après Moncuquet, Meyer-Vernet & Hoang, 1995] des électrons en fonction de la latitude centrifuge, c'est-à-dire par rapport à l'équateur physique du tore (cf p. 12). Les barres d'erreurs indiquées en trait continu sur cette figure correspondent à des mesures obtenues par des méthodes indépendantes. La latitude centrifuge est déterminée en utilisant un modèle simplifié du champ magnétique jovien (un dipôle incliné), largement suffisant pour ce qu'on souhaite montrer ici, compte-tenu des barres d'erreurs.

Indubitablement, Les mesures des densités et températures électroniques présentées sur la figure IV.1 remettent en cause les bases de la description latitudinale du tore et de son équilibre thermodynamique : contrairement à ce que supposaient tous les modèles précédents, fondés sur l'équilibre thermique local (isotherme pour chaque espèce de particule) [Bagenal and Sullivan [1981]; Divine and Garrett, 1983; Bagenal [1994]]<sup>1)</sup> du plasma le long des lignes de champ, la température n'est pas constante lorsqu'on se déplace le long d'une ligne de champ mais est, au contraire, *très significativement croissante* avec la latitude centrifuge<sup>2</sup> ( $T_e$  double sur  $\sim 7^\circ$  de latitude). On peut tout d'abord se demander si cette contradiction flagrante entre la mesure des températures électroniques réalisée pour la première fois *en vraie grandeur* (i.e. à des latitudes non négligeables) par Ulysse et l'hypothèse largement admise jusqu'ici de l'équilibre diffusif isotherme du plasma le long des lignes de champ n'est pas seulement dû à une mauvaise interprétation de nos mesures. Je distinguerai, pour y répondre d'emblée, deux mises en cause possibles, dont la deuxième est celle qui nous a mis la puce à l'oreille pour aboutir à notre propre explication.

1° l'augmentation de température peut-elle être due à une variation azimutale du plasma, puisque qu'Ulysse ne suit pas vraiment une ligne de champ mais reste sur une coquille magnétique<sup>2</sup> en balayant  $\sim 90^\circ$  de longitude (voir Annexe A.1)? Pour cela, il faudrait exhiber une asymétrie de longitude « taillée sur mesure » qui fournisse une variation de température d'un facteur 4 sur  $45^\circ$  de longitude et qui soit adéquatement symétrique de part et d'autre de l'équateur centrifuge. Ce serait une interprétation singulièrement *ad hoc* et pour laquelle on est bien incapable d'avancer la moindre justification physique. Qui plus est, les variations azimutales effectivement observées [revues dans Thomas, 1993], [et pour Ulysse : Desch, Farrell & Kaiser, 1994], correspondent soit à des structures beaucoup plus étroites, de l'ordre d'au maximum  $20^\circ$  de longitude (simulées en tenant compte de la diffusion radiale et connues sous le nom de « doigts » de plasma<sup>3</sup>[Yang *et al.*, 1992], soit à des variations sur  $\sim 180^\circ$  mais modérées (en fait des variations de brillance aboutissant à des variations de température de l'ordre d'au maximum 20% pour les électrons du tore chaud [voir par ex. Schneider *et al.*, 1997]), variations qui n'ont évidemment aucune raison d'être miraculeusement symétriques par rapport à la longitude à laquelle Ulysse a rencontré l'équateur centrifuge.

2° Peut-il y avoir une confusion entre diverses températures, due à la méthode de mesure elle-même, en présence notamment de distributions d'énergie non purement maxwelliennes (entre électrons chauds et froids par exemple, dans le cas d'une distribution type cœur + halo)? Un élément

---

1. résumons la méthode utilisée pour le dernier cité : on écrit l'équation du mouvement à l'équilibre hydrostatique dans la direction parallèle à  $\vec{B}$  pour chaque espèce; on en déduit ensuite l'équation de la pression le long des lignes de champ et, supposant la température constante, on en déduit le profil de densité de l'espèce de particules considérée [Mei, Thorne and Bagenal, 1995, par ex.]

2. la latitude centrifuge est en effet ici un bon indicateur du déplacement d'Ulysse parallèlement à  $\vec{B}$  : en regardant les éphémérides d'Ulysse (présentés en annexe A.1), on peut remarquer qu'Ulysse reste (entre  $15^\circ$  nord et  $7^\circ$  sud) pratiquement sur une même coquille magnétique, autrement dit que son rayon dipolaire équatorial  $L$  (le pied à l'équateur magnétique de la ligne de champ passant par Ulysse) reste quasiment constant à  $\sim 8R_J$

3. dont la structure bien visible sur la figure IV.1 entre  $0$  et  $-5^\circ$  pourrait être un exemple

de réponse est donné dans le premier article présenté ici (p. 32, section 4) où on montre que la température  $T_{eff}$  effectivement obtenue par notre méthode est liée aux températures  $T_\alpha$  d'une somme de populations maxwelliennes de densités  $n_\alpha$  par :

$$1/T_{eff} = \sum_{\alpha} (n_{\alpha}/T_{\alpha}) / \sum_{\alpha} n_{\alpha} \quad (IV.1)$$

Cette température mesurée est donc principalement celle des particules froides de la distribution. Si on modélise le tore avec deux espèces d'électrons (cœur + halo) [comme dans *Bagenal, 1994*], c'est bien la température des électrons froids qu'Ulysse voit croître avec la latitude sur la figure IV.1, et c'est effectivement contradictoire avec l'hypothèse de l'équilibre diffusif isotherme *de chaque espèce* le long des lignes de champ.

Outre l'augmentation importante de la température avec la latitude, la comparaison densité/température laisse apparaître une forte anticorrélation entre ces quantités (le taux de corrélation vaut  $-0.87$ ), bien visible sur la figure IV.1. Cette anticorrélation se traduit par l'existence d'une loi d'état empirique, dite loi polytrophe :

$$T_e \propto n_e^{\gamma-1} \quad (IV.2)$$

à indice<sup>4</sup> polytrophe  $\gamma < 1$  puisqu'il s'agit d'une *anticorrélation*. Pour calculer cet indice,

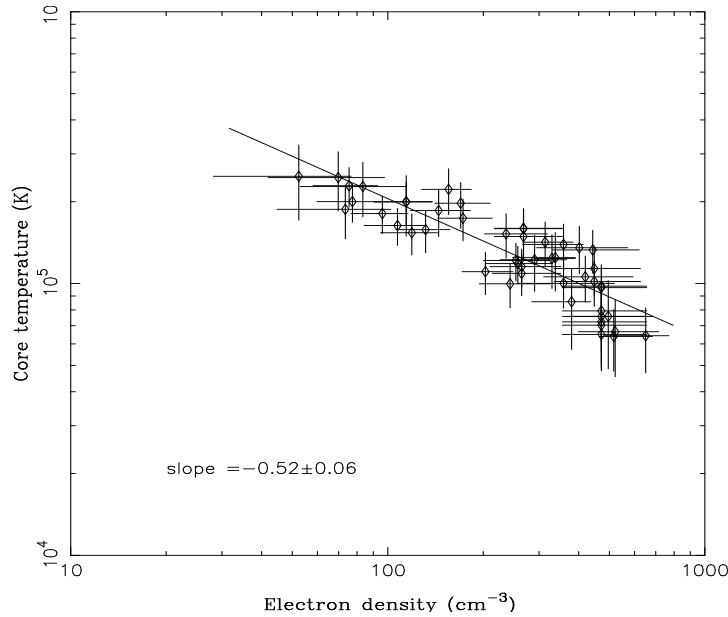


FIG. IV.2 – *Température/densité électroniques mesurées in situ sur Ulysse, avec la meilleure droite de régression linéaire sur une échelle log-log (et tenant compte des barres d'erreurs dans les deux directions [Numerical Recipes, 1992]). Les données couvrent environ  $3.5R_J$  autour de l'équateur centrifuge. (La longitude varie d'environ  $90^\circ$  autour de  $310^\circ$  ouest (CML) et la distance à Jupiter varie peu, de  $7.1$  à  $8.4 R_J$ ). [extrait de Meyer-Vernet, Moncuquet and Hoang, 1995]*

mine la pente de la meilleure droite de régression linéaire de  $\log T_e$  en fonction de  $\log n_e$  (figure IV.2), ce qui donne :  $\gamma = 0.48 \pm 0.06$ .

4.  $\gamma = 1$  correspond à l'hypothèse d'équilibre diffusif isotherme, et, pour mémoire,  $\gamma = 5/3$  correspond à une variation adiabatique à 3 degrés de liberté qu'on ne s'attend de toutes façons pas à trouver dans la direction de  $\vec{B}$  où  $\langle v_{\parallel} \rangle = 0$

Après avoir soupçonné un artefact dû aux conditions ou à la méthode de mesure<sup>5</sup>, on peut maintenant légitimement se demander comment peut perdurer un tel déséquilibre thermodynamique (i.e. une loi polytrophe à  $\gamma < 1$ ) dans un plasma supposé fluide, c'est-à-dire a priori soumis à de nombreux processus d'interaction entre particules (collisions et autres) qui devraient le faire relaxer vers l'état d'équilibre (on dira par la suite plus rapidement « thermaliser »).

En réalité, ce plasma est très peu collisionnel dans la région qui nous préoccupe ici et les libre-parcours moyens des particules sont très grands devant les échelles de hauteur des variations des densité et température électroniques qui nous intéressent : avec la plus grande densité et la plus petite température mesurées ici ( $n_e \simeq 650 \text{ cm}^{-3}$  et  $T_e \simeq 6.3 \times 10^4 \text{ K}$ ), le libre-parcours moyen des électrons froids (pour les collisions coulombiennes entre électrons) est  $l_{pm} \approx 6R_J$ . Comme  $l_{pm} \propto T_e^2/n$  le libre-parcours moyen augmente en s'éloignant de l'équateur centrifuge, et est encore plus grand pour les suprathermiques. Les autres libre-parcours (ions-électrons chauds, ionisation et excitation, recombinaison) sont du même ordre de grandeur [Book, 1986, p.32] (et les libre-parcours moyens des ions sont encore plus grands [voir Strobel, 1989]). Ces valeurs sont donc plusieurs fois plus grandes qu'une échelle de grandeur caractéristique de notre variation de densité et température (typiquement  $\sim 1R_J$  ou  $7^\circ$  de latitude pour que la température double et la densité soit divisée par 4). En d'autres termes, le temps que met une particule pour se déplacer le long d'une ligne de champ est très court comparé aux temps caractéristiques des interactions (au sens le plus large) des particules du plasma. C'est vrai aussi si l'on compare le mouvement le long des lignes de champ -qui détermine le confinement vertical du tore, et dont les échelles de temps caractéristiques vont de quelques secondes pour les électrons à quelques heures pour les ions les plus massifs- au mouvement de dérive des particules perpendiculairement à  $\vec{B}$  -qui détermine la diffusion radiale du tore, et dont l'échelle de temps caractéristique est de l'ordre de 2 mois [voir par ex. Cheng, 1986].

Avec de tels libre-parcours moyens, il paraît effectivement plus pertinent d'utiliser une approche microscopique cinétique du plasma, c'est-à-dire de décrire celui-ci par la donnée explicite d'une fonction de distribution de vitesses pour chaque espèce de particules. On déduit dans ce cas les quantités macroscopiques traditionnelles, comme la température, du calcul des moments de cette fonction de distribution. On sait qu'un plasma à l'état d'équilibre est alors décrit par une distribution de vitesses de Maxwell-Boltzmann (maxwellienne) isotrope qui a la forme normalisée (pour une densité  $n$  et une température  $T$  de particules de masse  $m$ ) suivante :

$$f_0(v) = \left(\frac{m}{2\pi k_B T}\right)^{3/2} n \exp\left(-\frac{mv^2}{2k_B T}\right) \quad (\text{IV.3})$$

où  $k_B$  désigne la constante de Boltzmann. Dans ce cas, il est bien connu (on verra exactement pourquoi en IV.2) que la température reste constante le long des lignes de champ, en contradiction de même avec la mesure obtenue par Ulysse.

Notre résultat est aussi incompatible, c'est peut-être moins connu, avec une description cinétique du plasma fondée sur une distribution bi-maxwellienne, c'est-à-dire anisotrope et maxwellienne dans chacune des directions parallèle et perpendiculaire à  $\vec{B}$ , de la forme normalisée suivante :

$$f_0(v_{\parallel}, v_{\perp}) = \left(\frac{m}{2\pi k_B}\right)^{3/2} \frac{n}{T_{\perp} T_{\parallel}^{1/2}} \exp\left(-\frac{mv_{\parallel}^2}{2k_B T_{\parallel}} - \frac{mv_{\perp}^2}{2k_B T_{\perp}}\right) \quad (\text{IV.4})$$

---

5. ce qu'on doit assurément faire [Descartes, 1637]

Dans ce cas, notons tout d'abord que la température mesurée par Ulysse est la température perpendiculaire<sup>6</sup> à  $\vec{B}$  et montrons brièvement que le sens de l'anisotropie « mesuré »<sup>7</sup> (ou couramment admis [Sittler and Strobel, 1987, par ex. ]) dans le tore d'Io ( $T_{\perp} > T_{\parallel}$ ) produirait une décroissance de  $T_{\perp}$  avec la latitude; on peut établir<sup>8</sup> [Chiu and Schulz, 1978; Huang and Birmingham, 1992] en effet qu'en considérant une distribution bi-maxwellienne des vitesses, la température parallèle va demeurer constante le long des lignes de champ tandis que la température perpendiculaire devient (à l'abscisse curviligne  $s$  le long de la ligne de champ) :

$$T_{\perp}(s) = \frac{1}{[A_0 + (1 - A_0)B(0)/B(s)]} T_{\perp}(0) = \text{HB}(s)T_{\perp}(0) \quad (\text{IV.5})$$

où  $A_0 = T_{\perp}(0)/T_{\parallel}(0)$  dénote l'anisotropie à l'équateur centrifuge.

Dans un champ poloïdal, la magnitude s'accroît le long de la ligne de force du champ<sup>9</sup>, i.e.  $B(0) \lesssim B(s)$ , et on voit alors facilement d'après IV.5 qu'en supposant l'anisotropie  $A_0 \geq 1$  dans le tore d'Io (comme tout le monde l'affirme), on aura  $\text{HB}(s) \leq 1$ , et la température devrait diminuer avec la latitude. De plus, même en contestant le consensus des spécialistes du tore<sup>5</sup> et en inversant donc le sens de cette anisotropie (i.e.  $A_0 < 1$ ), on obtient, toujours d'après IV.5 :  $\text{HB}(s) \lesssim B(s)/B(0)$ ; ce qui signifie que cette variation de température, due aux forces miroir-magnétiques, est nécessairement inférieure à celle de  $B$  le long d'une ligne de champ, c'est-à-dire assez faible dans la gamme de latitude explorée ici (quelque 15% sur 10° de latitude)<sup>10</sup>, sans commune mesure avec la variation réellement observée.

Ainsi, une description microscopique du plasma usant d'une distribution de vitesses des électrons maxwellienne ou bi-maxwellienne ne nous permet pas davantage d'expliquer les résultats présentés sur la figure IV.1. Cela n'est pas trop désappointant puisque, comme on l'a vu, le milieu est a priori trop peu collisionnel pour relaxer vers une distribution maxwellienne. Qui plus est, la présence (avérée [Sittler and Strobel, 1987]) d'une population d'électrons suprathermiques au voisinage de l'équateur du tore montre que le plasma n'est déjà pas à l'équilibre thermique à l'équateur, et n'a pas de raison de thermaliser sur des distances telles que celles explorées par Ulysse de part et d'autre de cet équateur (2 à 3 rayons joviens), puisque les libre-parcours moyens (qui croissent en  $v^4$ ) sont encore plus grands pour ces électrons suprathermiques que pour le gros des électrons. On va voir que cette absence intrinsèque d'équilibre thermique local dans les plasmas spatiaux sans collision, dont l'importance a été soulignée pour la première fois par Scudder

6. puisqu'elle est obtenue à partir des courbes de dispersion des modes de Bernstein [cf Chap.II.1 ou Moncuquet, Meyer-Vernet & Hoang, 1995] qui permet la détermination du rayon de Larmor moyen, lequel ne dépend évidemment que de la distribution des vitesses perpendiculaires à  $\vec{B}$

7. je mets des guillemets parce que la mesure in situ des températures parallèles des ions dans le tore d'Io est quasi-inexistante. Il n'y a que des dérivations très indirectes et peu fiables de l'anisotropie

8. Ce calcul est mené dans les deux articles cités et n'est pas davantage explicité ici car il est un cas particulier de celui développé au chapitre V.2 pour des distributions d'énergies *bi-kappa* anisotropes, lorsqu'on se restreint à des bi-maxwelliennes (i.e.  $\kappa \mapsto \infty$ ). Il découle essentiellement de la conservation de  $\mu$

9. La variation de la température perpendiculaire le long de la ligne de champ n'est que la traduction d'un point de vue macroscopique de l'apparition, pour une particule qui voit le champ croître, d'une force miroir magnétique la ramenant vers l'équateur magnétique (point de vue microscopique), phénomène déjà évoqué pour la définition de l'équateur magnétique p.10. Le calcul de cet effet est, des deux points de vue macroscopique ou microscopique, déduit de la conservation du moment magnétique  $\mu$

10. notons que, pour la même raison, cette variation de la température perpendiculaire est incompatible avec un modèle standard CGL fluide d'un plasma sans collision [Chew, Goldberger and Low, 1956], à supposer qu'un tel modèle soit applicable ici, car la conservation du premier invariant adiabatique, prévue par CGL, implique de même  $T_{e\perp} \propto B$

and Olbert [1979] à propos du vent solaire, sera en fait la seule hypothèse nécessaire pour expliquer les variations observées de  $n_e$  et  $T_e$  avec la latitude dans le tore de plasma d'Io, y compris leur anticorrélation.

## IV.2 Filtrage des vitesses

L'idée est la suivante : les électrons du tore, soumis à une force de rappel<sup>11</sup> (i.e. dérivant d'un potentiel attractif) parallèlement à  $\vec{B}$ , vont pouvoir se déplacer (sans collision) le long d'une ligne de champ d'autant plus loin du minimum de potentiel (l'équateur centrifuge) que leur énergie cinétique à l'équateur centrifuge est élevée (conservation de l'énergie totale). Il en résulte donc, d'un point de vue microscopique, un processus de discrimination des particules à une latitude centrifuge donnée en fonction de leurs vitesses initiales à l'équateur (c'est pourquoi on l'appelle « filtrage des vitesses »). En passant au calcul des paramètres macroscopiques, ce filtrage va permettre d'expliquer la diminution de la densité avec la latitude (ce qui est banal), mais aussi, si la distribution à l'équateur n'est pas maxwellienne (comme c'est le cas), l'augmentation de la température avec la latitude et la loi polytrophe. Ce processus de filtrage des vitesses que nous invoquons pour expliquer nos mesures dans le tore d'Io est semblable à celui proposé par Scudder [1992a] pour interpréter l'inversion de température dans les couronnes stellaires (le potentiel attractif étant dans ce cas celui de la gravité de l'étoile).

Quantifions un peu le raisonnement esquissé ci-dessus : considérons les particules chargées du tore se déplaçant sur une ligne de champ et repérés sur cette ligne par leur abscisse curviligne  $s$ , dont on fixe l'origine à l'équateur centrifuge. Soit  $f_0(v)$  la distribution de vitesse des particules en  $s = 0$  (supposée d'abord isotrope pour simplifier), et supposons les particules soumises à une force dérivant d'un potentiel attractif ( $\Phi(s) > 0$  et minimum en  $s = 0$ ), dont on précisera la nature plus tard. Le théorème de Liouville énonce que la distribution de vitesse est constante sur la trajectoire des particules, et par conséquent la distribution à une abscisse  $s$  est  $f(s, v) = f_0(v_0)$  et la conservation de l'énergie s'écrit :  $v^2 = v_0^2 - 2\Phi/m$ . On obtient<sup>12</sup> donc :

$$f(s, v) = f_0 \left( \sqrt{v^2 + 2\Phi(s)/m} \right) \quad (\text{IV.6})$$

Le moment d'ordre  $q$  de la distribution à l'abscisse  $s$  le long d'une ligne de champ est :

$$M_q(s) = \int v^q f(s, v) d^3v = 4\pi \int_0^\infty v^{2+q} f_0 \left( \sqrt{v^2 + 2\Phi(s)/m} \right) \quad (\text{IV.7})$$

La densité  $n$  est le moment d'ordre 0, i.e.  $n = M_0$ . En général,  $f_0$  est une fonction décroissante de la vitesse et comme le potentiel  $\Phi(s)$  est monotone croissant,  $f_0(\sqrt{v^2 + 2\Phi(s)/m})$  décroît avec  $s$ . Par conséquent, tous les moments décroissent avec  $s$  et en particulier la densité.

Si  $f_0$  est une maxwellienne de température  $T$  (voir Éq. IV.3) on voit facilement d'après IV.6 que la distribution restera une maxwellienne pour  $s \neq 0$ , et d'après IV.7 que tous les moments varient identiquement en  $s$  et qu'ainsi la température  $T = m M_2 / 3k_B M_0$  restera constante. Autrement dit, avec une distribution maxwellienne des vitesses à l'équateur centrifuge, le potentiel filtre

11. déjà évoquée pour définir l'équateur centrifuge au chapitre I

12. On suppose que l'abscisse  $s$  est accessible dans l'espace de phase (ce qui est le cas si le potentiel reste attractif et monotone dans le domaine considéré).



toutes les particules de la même façon (cela produit simplement une translation en  $v^2$  qui multiplie  $e^{-mv^2/2k_B T}$  par une constante) et l'équilibre thermique se conserve le long des lignes de champ, à température constante. On voit ainsi que le choix d'une distribution maxwellienne dans le cadre d'une description cinétique du tore de plasma est équivalent à l'hypothèse, utilisée jusqu'à présent dans les modèles fluides, d'un plasma isotherme le long des lignes de champ pour chaque espèce de particules.

En l'absence d'équilibre thermique local, c'est-à-dire en se donnant une distribution non-maxwellienne des vitesses des particules, comment va varier la température le long des lignes de champ ? Avant de répondre à cette question, il faut définir de quelle température il s'agit, puisque cette notion, à la différence des moments, n'est rigoureusement définie (du point de vue microscopique) que pour une distribution maxwellienne des vitesses. Une généralisation formelle de la notion de température pour des distributions de vitesses quelconques est présentée dans l'article *Meyer-Vernet, Moncuquet and Hoang [1995]* (reproduit ici en annexe B.1 et cité [B.1] par la suite), mais nous nous bornerons ici à expliciter deux températures qui nous intéressent directement et qui sont 1° la température « traditionnelle », c'est-à-dire obtenue par analogie avec la relation entre la température d'une distribution maxwellienne et ses moments :  $T = mM_2/3k_B M_0$ , et qui est une mesure de l'énergie moyenne des particules. 2° la température effective que nous avons obtenue par spectroscopie des modes de Bernstein sur Ulysse (et plus généralement par toute méthode de mesure sensible à la moyenne des inverses des énergies, c'est-à-dire sensible aux particules les plus froides) :  $T_{eff} = mM_0/k_B M_{-2}$ .

On montre analytiquement [voir appendice de B.1] que toutes les températures formelles (y compris les deux citées ci-dessus), lorsqu'on les calcule à partir d'une distribution « générique » formée d'une combinaison linéaire d'un nombre quelconque de maxwelliennes (dite multi-maxwellienne), sont des fonctions *croissantes* de  $s$ . On le montrera aussi dans le paragraphe suivant avec un choix particulier de fonction de distribution non-maxwellienne, les fonctions « kappa ». Mais on peut déjà dire qu'avec une telle distribution multi-maxwellienne (ou proche), et en présence d'un potentiel attractif monotone, la densité va, comme on l'a vu, décroître avec  $s$  tandis que la température va croître, ces deux quantités étant ainsi génériquement anticorrélées. Une conséquence importante est que *si une loi polytrophe  $T \propto n^{\gamma-1}$  existe dans un plasma près d'un puits de potentiel, son indice est nécessairement inférieur à 1* (ou à la limite égal à 1 dans le cas d'une distribution maxwellienne, i.e. d'un plasma à l'équilibre thermique).

### IV.3 Loi polytrophe et distribution kappa

Au lieu d'une superposition de maxwelliennes, il est en fait à la fois plus réaliste et plus commode, pour décrire la cinétique d'un plasma hors-équilibre thermique, d'utiliser une distribution non-maxwellienne de type « kappa » (ou  $\kappa$ -distribution ou Lorentzienne généralisée) de la forme normalisée:

$$f_0(v) = \frac{\Gamma(\kappa + 1)}{\pi^{3/2} \kappa^{3/2} \Gamma(\kappa - 1/2)} \frac{n}{\Theta^3} \left[ 1 + \frac{v^2}{\kappa \Theta^2} \right]^{-\kappa-1} \quad (\text{IV.8})$$

où la constante  $\Theta$ , analogue de la vitesse thermique pour une maxwellienne, peut être appelée « vitesse kappa-thermique ». Ces distributions kappa sont couramment utilisées pour modéliser des distributions observées dans les plasmas naturels [par ex. *Vasyliunas, 1968; Collier and Hamilton,*

1995] : elles sont quasi-maxwelliennes aux basses énergies (cœur thermique) tandis que pour les particules plus énergétiques (halo non-thermique) elles décroissent en loi de puissance. Notons que les observations conduisent typiquement à des indices  $\kappa$  compris entre 2 et 6 et que la distribution kappa tend vers une maxwellienne lorsque  $\kappa \mapsto \infty$  puisque  $\lim_{\kappa \rightarrow \infty} (1 + v^2/\kappa\Theta^2)^{-\kappa-1} = \exp(-v^2/\Theta^2)$ . À cette limite (qui est celle de l'équilibre thermique), nos deux températures distinguées  $T$  et  $T_{eff}$  coïncident, tandis qu'avec un  $\kappa$  fini, ces températures vont être différentes (mais seront toutes deux, on va le voir, croissantes avec la latitude et aboutiront à la même loi polytrophe).

Déduite des moments de la  $\kappa$ -distribution, la température « traditionnelle » est ainsi :

$$T = mM_2/3k_B M_0 = \frac{m\Theta^2}{2k_B} \frac{\kappa}{\kappa - 3/2} \quad (\text{IV.9})$$

tandis que la température effective (mesurée par Ulysse pour les électrons) est :

$$T_{eff} = mM_0/k_B M_{-2} = \frac{m\Theta^2}{2k_B} \frac{\kappa}{\kappa - 1/2} \quad (\text{IV.10})$$

Maintenant, pour apprécier la variation de ces températures avec l'altitude  $s$  le long d'une ligne de champ, il suffit d'utiliser IV.8 dans IV.6 pour constater qu'à l'altitude  $s$ , la distribution reste kappa (avec le même  $\kappa$ ). Cela découle de la propriété générique suivante des  $\kappa$ -distributions (qui résume l'effet de l'introduction d'un champ d'énergie potentielle  $Q$ , i.e. de la filtration des vitesses, sur une  $\kappa$ -distribution):

$$f_0(\sqrt{v^2 + Q}) = \frac{1}{(1 + Q/\kappa\Theta^2)^{\kappa+1}} f_0\left(\frac{v}{\sqrt{1 + Q/\kappa\Theta^2}}\right) \quad (\text{IV.11})$$

En utilisant cette relation avec  $Q = 2\Phi(s)/m$  dans l'équation des moments IV.7, on obtient :

$$M_q(s) = M_q(0) \left(1 + \frac{2\Phi(s)}{m\kappa\Theta^2}\right)^{\frac{q+1}{2} - \kappa} \quad (\text{IV.12})$$

Puisque la densité est le moment d'ordre 0, on obtient le profil de densité le long d'une ligne de champ de part et d'autre de l'équateur centrifuge (i.e. du minimum de potentiel  $s = 0$ ) :

$$\frac{n(s)}{n(0)} = \left[1 + \frac{2\Phi(s)}{m\kappa\Theta^2}\right]^{\frac{1}{2} - \kappa} \quad (\text{IV.13})$$

On déduit ensuite, du calcul du rapport des moments  $M_q(s)/M_q(0)$ , le profil de température, lié, quelque soit la température considérée, au profil de densité par :

$$\frac{T(s)}{T(0)} = \frac{T_{eff}(s)}{T_{eff}(0)} = \left[\frac{n(s)}{n(0)}\right]^{\frac{-1}{\kappa-1/2}} \quad (\text{IV.14})$$

Ce qui permet en définitive d'affirmer qu'en modélisant le tore de plasma d'Io avec une telle  $\kappa$ -distribution, on prédira une augmentation de la température avec la latitude (comme avec toute distribution « raisonnablement » non-maxwellienne) mais plus précisément que la densité et la

température suivront *le long des lignes de champ* une loi d'état polytrophe  $T \propto n^{\gamma-1}$  à  $\gamma < 1$ , dont l'indice polytrophe est relié au kappa de la distribution par :

$$\gamma = 1 - \frac{1}{\kappa - 1/2} \quad (\text{IV.15})$$

Réciproquement, la loi polytrophe observée ( $\gamma = 0.48$ ) nous suggère de modéliser les électrons du tore en utilisant une  $\kappa$ -distribution avec :  $\kappa_e \approx 2.4$ . Bien entendu, notre mesure ne nous indique pas si la « vraie » distribution des vitesses des électrons (qui n'a pas pu être mesurée sur Ulysse) est une distribution kappa. De plus, la valeur que nous dérivons de la loi polytrophe n'a de sens que parce que la mesure s'est faite à rayon magnétique quasiment constant et n'est donc valide que pour cette coquille magnétique sur laquelle se trouvait Ulysse (environ  $8R_J$ ) : on a en effet démontré qu'en supposant la distribution kappa à l'équateur, elle le restait le long d'une ligne de champ (avec la même valeur du kappa), mais rien ne permet d'affirmer par contre qu'en se déplaçant radialement, la distribution devra conserver le même kappa ou même tout bonnement rester une  $\kappa$ -distribution (ceci dit, supposer le kappa constant avec la distance radiale est une hypothèse moins restrictive que de supposer la distribution maxwellienne en tout point du tore).

### Une digression sur le filtrage des vitesse avec une distribution « cœur + halo »

Sur Voyager 1, les expérimentateurs ont ajusté aux mesures de distributions, en particulier pour les électrons, un modèle de distribution de type « cœur + halo » [Sittler and Strobel, 1987],<sup>13</sup> c'est-à-dire un modèle obtenu en additionnant deux maxwelliennes de température et de densité différentes. Le résultat est néanmoins une distribution *de facto* non-maxwellienne et on peut donc se demander si ce choix de distribution permet de prévoir un gradient de température le long des lignes de champ et éventuellement un indice polytrophe.

Soit donc une distribution définie par la somme de deux distributions maxwelliennes de densités  $n_c, n_h$  et de températures  $T_c, T_h$ , correspondant respectivement à la maxwellienne du cœur(froid) et du halo(chaud). Avec une telle distribution, on peut définir la température maxwellienne traditionnelle  $T = \frac{n_c T_c + n_h T_h}{n_c + n_h}$  et la température effective :  $T_{eff} = \frac{n_c + n_h}{n_c / T_c + n_h / T_h}$ . Pour simplifier l'écriture, on pose :  $\alpha = n_c / n_h$  et  $\tau = T_h / T_c$  (avec par conséquent  $0 \leq \alpha < 1$  et  $\tau > 1$ , les limites de ces domaines ramenant dans tous les cas la distribution à une simple maxwellienne) et on exprime la filtration des vitesses en considérant que la densité des froids  $n_c$  à l'équateur va être multipliée par un facteur  $\beta(s) = e^{-\Phi(s)/k_B T_c}$  à l'altitude  $s$ . On obtient la variation des températures avec la latitude pour ce type de distribution cœur + halo :

$$T(s) = \frac{1 + \beta(s)^{\frac{1}{\tau}-1} \alpha \tau}{1 + \beta(s)^{\frac{1}{\tau}-1} \alpha} T_c \quad (\text{IV.16})$$

$$T_{eff}(s) = \frac{1 + \beta(s)^{\frac{1}{\tau}-1} \alpha}{1 + \beta(s)^{\frac{1}{\tau}-1} \alpha / \tau} T_c \quad (\text{IV.17})$$

13. Une autre possibilité intéressante serait de reprendre les distributions mesurées par Voyager 1 et de les ajuster par des fonctions kappa mais les mesures des distributions d'électrons sont assez imprécises sur Voyager 1 à cause du problème des photo-électrons et du potentiel flottant mal estimé. Cette perspective est probablement plus envisageable concernant les distributions de vitesses des ions, quoique dans ce cas la difficulté est surtout de séparer les différentes espèces

Pour Voyager 1, à cette distance de  $\sim 8R_J$ , on avait  $\alpha \approx 0.02$  et  $\tau \approx 12$ , et donc si ces conditions étaient réalisées au passage d'Ulysse, les équations précédentes permettent de prévoir, par exemple à une latitude où la densité des froids est divisée par 4 (i.e.  $\beta(s) = 1/4$ ), une variation de  $T$  d'environ 50%, une variation de  $T_{eff}$  d'environ 5% (alors que la température effectivement mesurée par Ulysse double lorsque  $n_c$  est divisée par 4)<sup>14</sup>. Remarquons pour finir cette petite digression, qu'avec ce type de distribution cœur+halo, la loi polytrophe qu'on pourrait dégager serait, vu ce qui précède, dépendante de la température considérée, et donc de la sensibilité de la mesure à tel ou tel moment de la distribution, c'est-à-dire en définitive dépendante de l'instrument utilisé.

### Retour aux $\kappa$ -distributions

À ce stade de l'analyse, nous avons donné une interprétation qualitative (filtration des vitesses sur une distribution non-maxwellienne) et quantitative (filtration sur une  $\kappa$ -distribution) de la surprenante augmentation de la température des électrons froids avec la latitude mesurée par Ulysse, ainsi que de la loi polytrophe à  $\gamma < 1$  observée. Néanmoins, l'étape suivante, qui consiste à calculer le profil de densité le long d'une ligne de champ, ou en d'autres termes *le confinement* du tore, qui devrait être *a priori* différent de celui obtenu avec les modèles disponibles, n'est pas encore accessible puisque l'équation IV.13, lorsqu'on l'écrit pour les électrons, dépend du potentiel  $\Phi(s)$  de confinement des électrons du tore qui nous est inconnu.

En introduisant la notion d'équateur centrifuge (chapitre I), on a ébauché le calcul de la composante parallèle au champ magnétique de la force mécanique centrifuge due à la corotation du plasma. Cette force, qui dérive d'un potentiel, est proportionnelle à la masse de la particule considérée et est par conséquent une composante déterminante du mouvement des ions (au minimum  $\sim 1800$  fois plus massifs que les électrons) le long des lignes de champ. Comme le plasma doit rester électriquement neutre, il faut, d'un point de vue microscopique, que les électrons subissent une force électromotrice appropriée pour « suivre » le mouvement des ions, ce qu'on modélise macroscopiquement par l'introduction d'un champ électrique ambipolaire  $\vec{E}$  parallèle au champ magnétique de Jupiter, changeant de signe à l'équateur centrifuge et dérivant d'un potentiel électrostatique (noté par la suite  $\phi_E$ ) négatif (pour confiner les charges négatives). En première approximation (on raffinerà dans le chapitre suivant), le potentiel électrique ambipolaire  $\Phi_e = -e\phi_E$  confinerà donc les électrons autour de l'équateur centrifuge, tout comme seront confinés les ions du plasma par le potentiel centrifuge + le potentiel  $Ze\phi_E$  (où  $Z$  désigne le nombre de charge d'un ion).

On voit ainsi que ce potentiel  $\Phi_e$ , nécessaire pour calculer le profil de densité des électrons, dépend fondamentalement des ions (via l'équation de neutralité du plasma), et par conséquent de leurs distributions de vitesses, mais aussi de leurs natures chimiques et de leurs proportions respectives dans le tore, c'est-à-dire globalement d'un modèle de composition physico-chimique du tore de plasma d'Io (toutes choses dont nous ne pouvons hélas pas disposer avec Ulysse). La construction d'un tel modèle, élargi à des distributions kappa anisotropes des ions et pour

14. cette très faible variation est prévisible a priori puisque qu'on sait que  $T_{eff}$  est proche de  $T_c$ , qui est indépendante par hypothèse de la latitude (cœur maxwellien). rappelons aussi que la variation de la température  $T$  serait celle obtenue par un instrument sensible à l'énergie moyenne de toutes les particules (i.e supposant toujours le plasma à l'équilibre thermique). Si on dispose d'un instrument de mesure qui discrimine à chaque mesure les températures  $T_c$  et  $T_h$  d'un plasma modélisé par une core+halo (comme sur Voyager 1), cet instrument ne peut, *par hypothèse*, qu'obtenir  $T_c$  et  $T_h$  constantes le long des lignes de champ.

les différentes espèces d'ions détectées dans le tore par Voyager 1 (c'est-à-dire généralisant aux distributions kappa anisotropes le modèle construit par Mme Bagenal en utilisant des distributions bi-maxwelliennes) fait justement l'objet du reste de la thèse (chapitres V et VI).

Pour clore ce chapitre, je veux présenter ici brièvement le premier modèle de tore de plasma d'Io fondé sur une distribution kappa, que nous avons proposé dans l'article de *Meyer-Vernet, Moncuquet and Hoang*, [1995] reproduit en annexe B.1. Ce modèle permet d'obtenir un profil de densité électronique en fonction de la latitude centrifuge en faisant des hypothèses simples (mais non simplistes), en particulier sur la distribution des ions et leur composition. J'en résume ici le principe et les résultats fondamentaux, et j'invite le lecteur à se reporter pour plus de détails à la section 5 de l'article [B.1] :

Si l'on suppose que les ions en présence sont formés d'une seule espèce (hypothèse simplificatrice, nous l'admettons, qui sera levée dans le chapitre suivant) et que leur distribution de vitesse est une  $\kappa$ -distribution (c'est une hypothèse de construction défendable et effectivement défendue dans le chapitre suivant) dont le  $\kappa$  est identique à celui des électrons (c'est l'hypothèse la plus arbitraire, et n'a d'autre justification que de rendre possible un calcul analytique, mais elle sera aussi levée dans les chapitres suivants) alors on peut écrire l'équation IV.13 pour les électrons et les ions en y ajoutant la neutralité du plasma quelque soit la latitude :  $Zn_i(s) = n_e(s)$  [voir Éq.(22) de B.1]. On obtient un profil de densité qui a la forme d'une Lorentzienne généralisée en  $s$  :

$$\frac{n_i(s)}{n_i(0)} = \frac{n_e(s)}{n_e(0)} = \left[ 1 + \frac{s^2}{(\kappa - 3/2)H^2} \right]^{1/2-\kappa} \quad (\text{IV.18})$$

où  $H$  est une échelle de hauteur caractéristique de ce profil, analogue à l'échelle de hauteur d'un modèle gaussien [*Bagenal and Sullivan*, 1981; *Divine and Garrett*, 1983; *Hoang et al.*, 1993] que l'on aurait obtenue en utilisant une distribution maxwellienne (avec les mêmes hypothèses simplificatrices).

On déduit aussi, en utilisant une forme simplifiée du potentiel centrifuge, une expression de  $H$  en fonction de la température des ions et des électrons à l'équateur centrifuge [voir Éq.(24)&(25) de B.1]. Notons qu'on peut aussi déduire ce profil de densité IV.18 en utilisant une description fluide du plasma, et en supposant vérifiée au préalable une loi d'état polytrophe entre  $n$  et  $T$  à  $\gamma < 1$ . On obtient alors un profil de densité comparable à celui de IV.18 mais exprimé en fonction de l'indice polytrophe  $\gamma$ , de telle sorte que cet indice soit relié au  $\kappa$  de IV.18 par l'équation IV.15. On montre ensuite dans cet article [B.1] qu'on peut déduire l'échelle de hauteur  $H$  en ajustant (au moindre  $\chi^2$ ) le profil de densité IV.18 au profil mesuré par Ulysse. On obtient un ajustement assez bon ( $\sigma = 4\%$ ) pour une échelle de hauteur  $H = 0.91R_J$ . Ce modèle simple a été récemment utilisé par *Thomas and Lichtenberg* [1997] pour interpréter des profils de température dans le tore d'Io (déduites d'observation en infrarouge depuis la Terre).

On a représenté dans un plan méridien sur la figure IV.3 entre 7 et  $8.5R_J$  (là où l'on a observé la loi polytrophe et donc « validé » le  $\kappa$  des électrons) un « modèle 2-D » calculé avec le profil « kappa-like » donné en IV.18,  $H = 0.91R_J$  et le gradient de densité à l'équateur centrifuge de Voyager 1. On a représenté pour comparaison un modèle de densité électronique déduit de *Bagenal* [1994] (supposé isotrope, champ  $O_6$ ) à l'extérieur du domaine de validité de notre loi polytrophe.

Au vu de ce type de comparaison, on a pu déclarer [*Stone et al.*, 1992b], y compris nous-mêmes [dans *Hoang et al.*, 1993], qu'à l'époque de la rencontre Ulysse-Jupiter (1992), on avait vu un tore

deux fois plus dense à l'équateur et beaucoup plus confiné autour de l'équateur centrifuge<sup>15</sup>. Il faut à présent relativiser ces affirmations parce qu'elles sont fondées sur une comparaison entre de vraies mesures en latitude (pour Ulysse) et une *extrapolation* en latitude des mesures de Voyager 1, fondée sur des hypothèses (équilibre thermique local) qu'on a trouvées définitivement incompatibles avec les mesures de température d'Ulysse (voir tout ce qui précède). Il est à cet égard

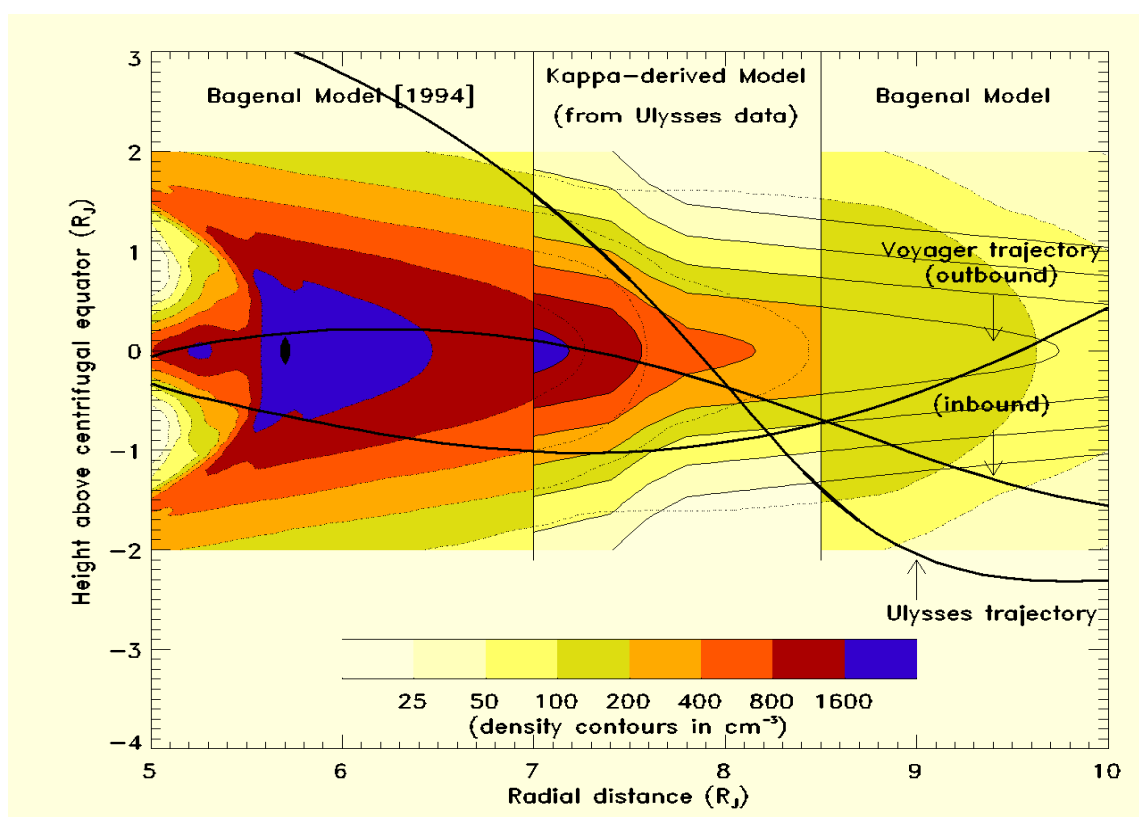


FIG. IV.3 – Un modèle simplifié de densité électronique limité au domaine exploré utilement par Ulysse dans le tore de plasma d'Io et calculé à partir d'une  $\kappa$ -distribution isotrope ( $\kappa = 2.4$ ) pour toutes les particules. Le profil en altitude  $s$  est une fonction Lorentzienne en  $s$  d'échelle de hauteur  $H \approx 0.9R_J$ . Le gradient de densité électronique utilisé à l'équateur centrifuge est celui de Voyager 1 (mais la densité absolue est multipliée par 1.9 pour s'ajuster à celle mesurée par Ulysse). (Figure extraite de Moncuquet [1995])

amusant de constater qu'au point commun en latitude et distance jovicentrique des trajectoires d'Ulysse et de Voyager 1 (immersion) (voir cette intersection sur la figure IV.3) les densités électroniques mesurées par les deux sondes à 12 années d'intervalle sont très semblables (à quelques % près pour une densité d'environ  $300\text{cm}^{-3}$ ).

15. il a même été dit lors d'une conférence de presse qui a suivi la rencontre que le tore d'Io n'avait pratiquement pas été mesuré par Ulysse (sic) et que, de toutes façons, le peu qu'on en avait vu n'avait rien de commun avec celui exploré par Voyager 1 (re-sic): l'objectif de cette thèse est de prouver le contraire de ces affirmations hâtives.

## Chapitre V

# Équilibre, confinement et anisotropie du tore

### V.1 Pourquoi un nouveau modèle de confinement du tore d'Io ?

La nécessité d'un nouveau modèle, au moins pour la structure latitudinale du tore d'Io, est évidente dès lors que les modèles disponibles reposent sur une hypothèse incompatible avec des observations nouvelles, en l'occurrence celles d'Ulysse sur la variation de température avec la latitude. Il serait en effet fâcheux de continuer à utiliser les anciens modèles de densité 2-D (par rapport à la latitude centrifuge et à la distance radiale) sans vérifier s'ils sont peu ou prou affectés par la nature des distributions d'énergie utilisées pour les calculer. À cet égard, l'ébauche de modèle à distribution kappa proposé dans [B.I] nous suggère que les profils de densité, « d'allure kappa », vont sensiblement différer des classiques profils gaussiens dont nous avons l'habitude.

Cette nécessité d'un nouveau modèle de densité en latitude se justifie aussi tout bonnement par la mauvaise capacité de prédiction des modèles disponibles, fondés sur les observations de Voyager 1, des densités mesurées in situ par les autres sondes. On montre par exemple sur la figure V.1 la mauvaise adéquation du modèle de *Bagenal* [1994] (en utilisant plusieurs configurations possibles de ce modèle) aux mesures de densité effectuées par Ulysse dans le tore et sa banlieue. [*Hoang et al.*, 1993; *Moncuquet et al.*, 1997]. On constate que, tenant compte du feuillet de plasma ou pas pour le modèle de champ et tenant compte d'une forte anisotropie des ions suprathermiques ou pas (comme le permet le modèle de *Bagenal* [1994]), on ne peut pas modéliser correctement le fort confinement du tore et notamment la chute très rapide de densité observée par Ulysse à l'émersion (côté hémisphère Sud), même si les niveaux de densité prédits dans la banlieue du tore (au delà de  $10R_J$ ) sont relativement corrects<sup>1</sup>. Même en changeant le niveau absolu des densités (autrement dit « en remplissant » le tore) tout en conservant le gradient équatorial de densité observé par Voyager 1 qui sert de référence dans le modèle de *Bagenal*, on ne changerait rien à cela, sinon qu'on prédirait alors au delà de  $10R_J$  des densités beaucoup trop élevées.<sup>2</sup>

1. quant au modèle de *Divine and Garrett* [1983], il ne prédit correctement ni l'un ni l'autre; cela a fait dire à l'époque de la rencontre [*Stone et al.*, 1992b] que le modèle de *Bagenal* prédisait mieux ces mesures (aux distances  $> 10R_J$ ) que celui de *Divine et Garrett*, mais on voit que c'est assez fortuit quand on considère les mesures dans leur ensemble.

2. On verra cependant par la suite que, comme le suggérait *Bagenal* [1994] s'agissant de l'interprétation des obser-

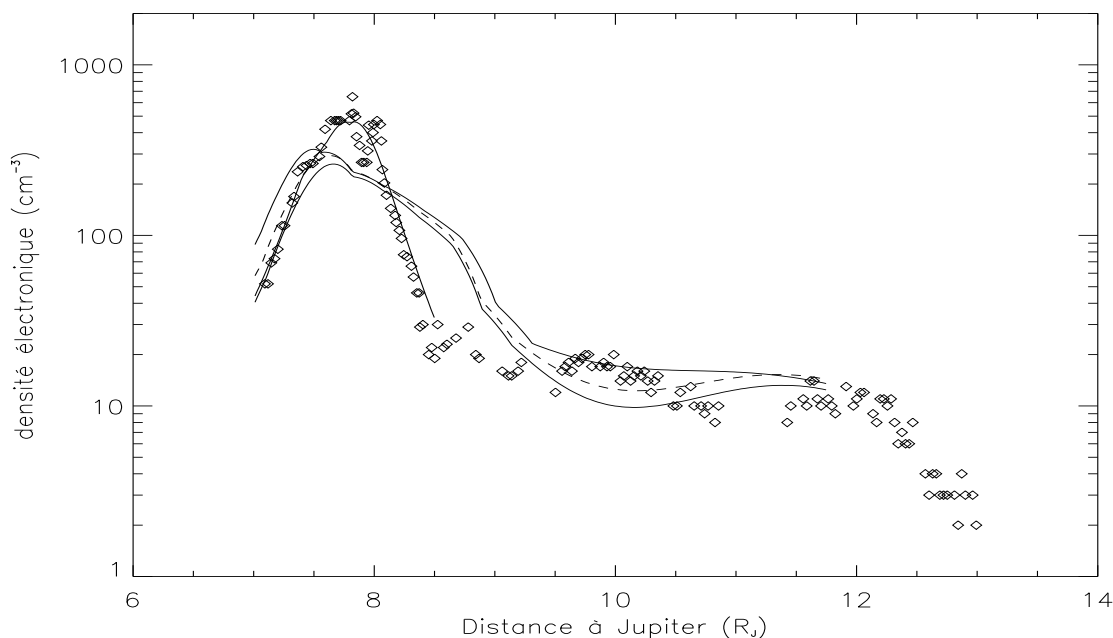


FIG. V.1 – Toutes les densités électroniques obtenues avec *Ulysse* comparées à quelques profils théoriques. Les deux courbes en trait fin qui encadrent la courbe en tirets sont les profils de densité calculés à partir du modèle de Bagenal [1994] avec un champ  $O_6$  sans lame de plasma et une distribution isotrope (courbe du haut) ou avec un champ  $O_6$ , une lame de plasma et une anisotropie du halo égale à 5 (courbe du bas). La courbe en tirets est intermédiaire entre ces cas ( $O_6$  + lame de plasma et isotrope) [NB: la différence entre utiliser le modèle de champ magnétique  $O_4$  ou  $O_6$  pour calculer ces profils est complètement négligeable à ces distances]. La courbe en trait gras, limitée au domaine de validité de la loi polytrophe (à  $L \simeq 8R_J$ ) est le profil déduit de l'ébauche de modèle « d'allure kappa » [Meyer-Vernet, Moncuquet and Hoang, 1995] qui est montré en 2-D sur la figure IV.3.

Évidemment, devant ce constat d'échec entre prédictions et observations, une attitude consiste à dire que le tore a changé et change en permanence, chaque observation constituant un cas particulier accidentel, et que les différences entre les observations d'*Ulysse* et de *Voyager 1* sont purement météorologiques (ou temporelles), et/ou liées à des variations azimutales dont nous ignorons tout, ce qui clôt le sujet. Une autre solution, moins défaitiste, consiste à tenter de comprendre ce qu'il y a de permanent et de stable dans le tore de plasma d'Io, même avec le peu de mesures in situ dont nous disposons : si nous réussissons par exemple à expliquer conjointement les mesures de *Voyager 1* et d'*Ulysse* via un modèle cinétique, et même s'il nous manque des paramètres (kappa

---

vations d'*Ulysse*, une anisotropie (forte) des particules thermiques (le cœur des distributions) permettrait de confiner suffisamment le tore, i.e. comme l'a vu *Ulysse*, tout en conservant des distributions maxwelliennes et le profil radial à l'équateur de *Voyager 1*. Il n'en reste pas moins qu'un tel modèle anisotrope mais maxwellien reste incapable d'expliquer la variation latitudinale des températures (il prévoit même, comme on l'a vu au chapitre IV, p. 63, ou figure 1.a de Huang and Birmingham [1992], une diminution des températures avec la latitude).



et anisotropies *réels* des ions) qu'il nous faudra arbitrairement fixer, cela prouvera qu'une « certaine » structure du tore perdure, notamment une structure radiale à l'équateur, et que celle-ci doit être explicable indépendamment du temps qu'il fait sur Io ou sur Jupiter. C'est assurément un des enjeux d'une nouvelle modélisation de la structure latitudinale du tore.

Un autre enjeu d'une nouvelle modélisation serait de répondre à quelques problèmes ouverts (qui sont très nombreux) posés par l'existence et la pérennité de cet objet céleste. Dans cet ordre

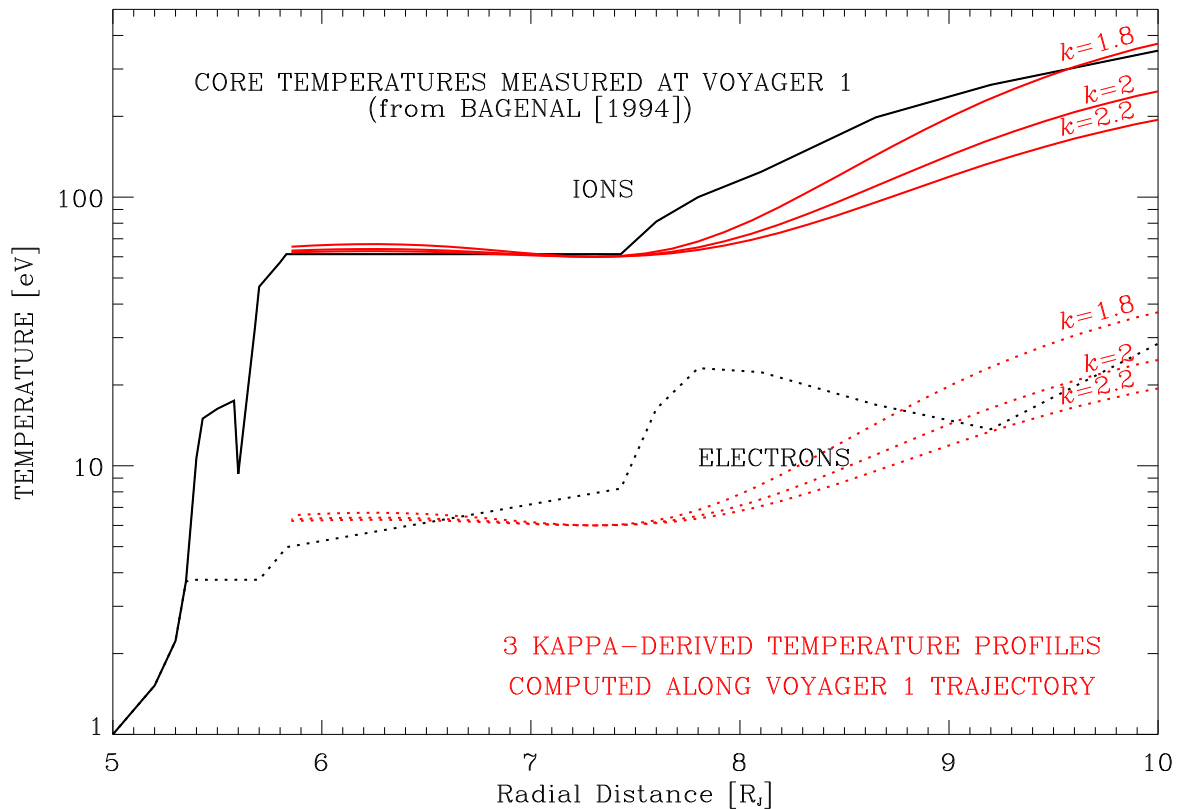


FIG. V.2 – Profils de température le long de la trajectoire de Voyager 1, calculés en utilisant l'ébauche de modèle « kappa » (non isotherme avec la latitude) présenté section IV.3 (et dans l'annexe B.1) pour 3 valeurs du kappa. On a supposé la température à l'équateur centrifuge constante après  $\sim 7.5R_J$  (60 eV pour les ions et 6 eV pour les électrons) et la variation de température ainsi calculée ne dépend que de la variation de latitude de Voyager 1. Les profils en noir sont une sélection des mesures de Voyager 1 (inbound) et constituent la base de référence du modèle de Bagenal [1994]. (Figure extraite de Moncuquet [1995])

d'idées, et comme notre « approche du tore » se limite grosso modo à l'étude des conséquences sur la *structure latitudinale du tore* de la mise en cause de l'équilibre thermique local du plasma, on peut notamment se demander si des variations des températures observées çà et là ne sont pas dues, comme sur Ulysse pour la température des électrons, à des variations *en latitude* centrifuge de la sonde qui a mesuré ces températures. À cet égard, il est particulièrement troublant que la température des ions mesurée par Voyager 1, qui sert de référence pour le calcul du modèle de Bagenal [1994], augmente sensiblement à partir d'environ  $7.5R_J$  (voir figure V.2); cette distance

correspond grosso modo au moment où Voyager 1 commence « à décoller » de l'équateur centrifuge<sup>3</sup> (voir figure I.2 ou IV.3, côté immersion). On a d'ailleurs calculé et dessiné sur la figure V.2 les profils de température obtenus avec notre modèle primitif [B.1] et un modèle aussi très simplifié de champ magnétique (dipôle incliné de 10°) pour calculer l'équateur centrifuge, en supposant la température des ions constante à l'équateur centrifuge. Vu la grossièreté des hypothèses, les profils « kappa-like » montrés sur cette figure ne sauraient être que qualitatifs<sup>4</sup>, mais indiquent assurément que cette piste des distributions non-thermiques des ions est à explorer sérieusement (ce sera fait dans la section suivante), en particulier pour tenter d'expliquer la variation des températures des particules sur Voyager 1 (ce sera fait au chapitre VI). Cette figure V.2 a été présentée en octobre 1995 au colloque du DPS<sup>5</sup>. Plus récemment, *Thomas and Lichtenberg* [1997], en utilisant notre ébauche de modèle (mais exprimé en fonction de l'indice polytrophe au lieu du kappa) et en supposant que la température à l'équateur décroissait en  $L^{-8/3}$  [*Herbert and Sandel*, 1995], sont arrivés à la même conclusion concernant l'intérêt de cette piste: c'est dire s'il est grand temps d'en faire un boulevard.

## V.2 Distributions bi-kappa anisotropes des ions

Sur Ulysse, les distributions de vitesses des ions n'ont pas été mesurées; elles ne peuvent pas non plus être déterminées sans ambiguïté à partir des données de Voyager 1 parce qu'entre autres problèmes, les spectres de chacune des espèces d'ions reconnues dans le tore ( $S^+$ ,  $S^{++}$ ,  $S^{+++}$ ,  $O^+$ ,  $O^{++}$ ,  $H^+$ ,  $Na^+$  et  $SO_2^+$ ) n'ont pu être complètement discriminés. Toutefois, ces données indiquent que les distributions n'étaient pas maxwelliennes [*Bagenal and Sullivan*, 1981] et les modèles théoriques impliquent des distributions de vitesses des ions fortement non-thermiques [*Smith and Strobel*, 1985]. De plus, les libre-parcours moyens des ions (qui sont environ 10 fois plus chaud que les électrons -voir figure V.2) sont encore plus grands que ceux des électrons, et cela plaide en faveur d'une moins grande efficacité des processus de thermalisation des ions par rapport aux électrons. Comme on a vu grâce à Ulysse qu'on ne pouvait pas supposer les électrons à l'équilibre thermique local, il paraît raisonnable d'envisager cette possibilité pour les ions.

L'idée est donc ici de modéliser les distributions de vitesse des ions par des fonctions kappa, mais en s'affranchissant des hypothèses utilisées dans notre première ébauche de modèle (voir p.69 ou annexe B.1), à savoir d'une part, l'égalité des kappa des ions et des électrons, qui est franchement arbitraire et d'autre part, la composition physico-chimique à un seul ion, qui est franchement fautive. Avec ce qu'on a déjà établi au chapitre IV, des profils de densités isotropes pourront être calculés en utilisant des équations de la forme (IV.13), avec un potentiel  $\Phi_e = -e\phi_E$  pour les électrons et  $\Phi_i = Ze\phi_E + \phi_C$  pour les ions de charge  $Ze$ ,  $\phi_C$  étant le potentiel centrifuge dû à la corotation; la difficulté supplémentaire par rapport au calcul mené dans [B.1] sera de résoudre le système formé par ces 9 équations (celles des électrons + celles des 8 ions cités ci-dessus) à 10 inconnues (les densités et le potentiel électrostatique ambipolaire  $\phi_E$ ), auquel on ajoutera l'équation de neutralité du plasma  $\sum_i n_i Z_i = n_e$  (incluant une composition physico-chimique qui peut varier avec la distance). On en profitera également pour calculer le potentiel centrifuge plus pré-

3. plus rigoureusement dit, la distance de Voyager à l'équateur centrifuge passe pratiquement de 0 à 1.5  $R_J$  lorsque Voyager 1 s'éloigne de 7 à 10  $R_J$  du centre de Jupiter

4. au sens où le qualitatif est du pauvre quantitatif

5. *Division for Planetary Sciences*

cisément<sup>6</sup>, c'est-à-dire en se dotant du modèle de champ magnétique le plus performant sur le marché.

Ce programme est sans doute bel et bon, mais il serait dommage de s'y atteler sans en profiter pour introduire une anisotropie des températures (en particulier des températures des ions) relativement aux directions parallèle et perpendiculaires au champ magnétique (ou, ce qui est équivalent, de prendre en compte les forces miroir-magnétiques, non négligeables aux hautes latitudes). Comme on l'a remarqué à plusieurs reprises, on a malheureusement pas de mesures fiables des températures *parallèles*<sup>7</sup> dans le tore de plasma d'Io. Néanmoins, on a de bonnes raisons de penser qu'une anisotropie de température existe (surtout pour les ions<sup>8</sup>) dans le tore de plasma d'Io<sup>9</sup> à cause du mécanisme d'assimilation (pick-up) local des neutres [Siscoe, 1977].

Rappelons brièvement ce mécanisme : un neutre est ionisé et soudainement entraîné à la vitesse de corotation du plasma en tournant autour des lignes de force du champ magnétique. Dans la direction perpendiculaire au champ magnétique, les vitesses des ions ainsi assimilés vont être distribuées gyrotropiquement avec une importante vitesse d'ensemble égale à la vitesse de corotation au lieu d'assimilation du neutre. Dans la direction parallèle, les particules assimilées ont au départ une vitesse d'ensemble grande dans le repère lié au plasma (la composante parallèle à  $\vec{B}$  de la différence entre la vitesse des neutres et la corotation) qui va avoir tendance à relaxer par instabilité faisceau plasma. Il peut exister aussi un apport d'énergie cinétique lié à l'inclinaison du champ magnétique sur l'axe de rotation de Jupiter (voir note 7 p. 12) et au gel du champ dans le plasma mais cet apport est faible devant l'énergie cinétique acquise dans la direction perpendiculaire du fait de la corotation. On prévoit donc, pour ces particules fraîchement assimilées des distributions de vitesses « en anneau », dont on trouve des exemples plus ou moins compliqués dans la littérature [voir pour un exemple compliqué *Barbosa et al.*, 1985], mais qu'on n'a jamais mesurés in situ dans les plasmas spatiaux. Cependant, les temps d'isotropisation des ions étant relativement grands<sup>8</sup>, on peut penser qu'une certaine anisotropie de température pourra perdurer.

Pour obtenir un modèle de structure latitudinale du tore, on veut donc généraliser l'effet de filtration des vitesses, expliqué au chapitre IV, à des distributions kappa anisotropes [voir pour une expression formelle de ces distributions *Summers and Thorne*, 1992], que nous appellerons « bi-kappa », par analogie avec les bi-maxwelliennes, et qui s'écrivent (normalisées):

$$f_0(v_{\parallel}, v_{\perp}) = \frac{\Gamma(\kappa + 1)}{\pi^{3/2} \kappa^{3/2} \Gamma(\kappa - 1/2)} \frac{n}{\Theta_{\parallel} \Theta_{\perp}^2} \left[ 1 + \frac{v_{\parallel}^2}{\kappa \Theta_{\parallel}^2} + \frac{v_{\perp}^2}{\kappa \Theta_{\perp}^2} \right]^{-\kappa-1} \quad (\text{V.1})$$

6. et même ajouter le potentiel gravitationnel bien qu'il soit, pour les distances à Jupiter qui nous occupent, négligeable

7. *Herbert and Sandel* [1995] ont très indirectement déduit ces températures parallèles des distributions de densités déduites des spectres UV de Voyager 1 (expérience UVS); plus précisément, puisqu'ils déduisent ces températures des échelles de hauteur supposées gaussiennes dans les densités (intégrées sur une ligne de visée) obtenues par UVS (en première approximation  $H \propto \sqrt{T_{i\parallel}}$ ), cela signifie qu'ils supposent l'équilibre thermique le long des lignes de champ ( $T_{\parallel}$  constante). Autrement dit, dans l'interprétation de *Herbert and Sandel* [1995], le plus fort confinement observé (sur UVS) des particules par rapport à ce qu'il devrait être en supposant chaque espèce à l'équilibre thermique est entièrement mis « sur le dos » d'une variation de la température parallèle des ions à l'équateur. On reviendra sur cette interprétation au chapitre suivant

8. Pour les électrons, l'isotropisation par collision est assez rapide, de l'ordre de l'heure, tandis qu'elle est plutôt de l'ordre du mois pour les ions [voir p.33 du *Book*, 1986]

9. Dans son modèle à distributions cœur+halo, *Bagenal* [1994] ne suppose des anisotropies que pour les halos des distributions, considérant les cœurs isotropes. Mais elle suggère néanmoins qu'une anisotropie des particules thermiques pourrait peut-être expliquer le confinement vu par Ulysse, ce qui était bien vu (voir aussi note 2 p.71)

En appliquant le théorème de Liouville avec conservation de l'énergie, comme dans le cas isotrope, et en ajoutant la conservation du moment magnétique  $\mu \propto v_{\perp}^2/B$ , on va pouvoir déduire le profil de densité pour chaque espèce de particules. Rappelons que le théorème de Liouville permet d'exprimer la conservation de la distribution à l'abscisse curviligne  $s$  le long de la ligne de champ depuis l'équateur centrifuge, ce qui donne, en présence d'un potentiel attractif monotone  $\Phi(s)$ , d'un champ de magnitude  $B(s)$  et compte-tenu des invariants cités :

$$f(s, v, v_{\perp}^2) = f_0 \left( \sqrt{v^2 + 2\Phi(s)/m}, v_{\perp}^2 B(0)/B(s) \right) \quad (\text{V.2})$$

en remarquant que :

$$\begin{aligned} f(s, v_{\parallel}, v_{\perp}) &= C \left[ 1 + \frac{2\Phi(s)}{m\kappa\Theta_{\parallel}^2} + \frac{v_{\parallel}^2}{\kappa\Theta_{\parallel}^2} + \frac{v_{\perp}^2}{\kappa\Theta_{\parallel}^2} \left( 1 + \frac{B(0)}{B(s)} [\Theta_{\parallel}^2/\Theta_{\perp}^2 - 1] \right) \right]^{-\kappa-1} \\ &= C \left[ 1 + \frac{2\Phi(s)}{m\kappa\Theta_{\parallel}^2} \right]^{-\kappa-1} \left[ 1 + \frac{1}{1 + \frac{2\Phi(s)}{m\kappa\Theta_{\parallel}^2}} \left( \frac{v_{\parallel}^2}{\kappa\Theta_{\parallel}^2} + \frac{v_{\perp}^2}{\kappa\Theta_{\perp}^2} \left[ A_0 + (1 - A_0) \frac{B(0)}{B(s)} \right] \right) \right]^{-\kappa-1} \\ &= \frac{1}{\left[ 1 + \frac{2\Phi(s)}{m\kappa\Theta_{\parallel}^2} \right]^{\kappa+1}} f_0 \left[ \frac{v_{\parallel}}{\sqrt{1 + \frac{2\Phi(s)}{m\kappa\Theta_{\parallel}^2}}}, \frac{\sqrt{A_0 + (1 - A_0) \frac{B(0)}{B(s)}}}{\sqrt{1 + \frac{2\Phi(s)}{m\kappa\Theta_{\parallel}^2}}} v_{\perp} \right] \end{aligned} \quad (\text{V.3})$$

où  $A_0 = \Theta_{\perp}^2/\Theta_{\parallel}^2 = T_{\perp}(0)/T_{\parallel}(0)$  est le facteur d'anisotropie à l'équateur centrifuge (et où  $C$  est la constante de normalisation de V.1). Cette équation généralise la relation générique IV.11 au cas anisotrope.

En utilisant cette relation pour le calcul des moments d'ordre 0 et 2, on en déduit les profils de densité et températures suivants :

$$\frac{n(s)}{n(0)} = \left[ 1 + \frac{2\Phi(s)}{m\kappa\Theta_{\parallel}^2} \right]^{\frac{1}{2}-\kappa} \frac{1}{A_0 + (1 - A_0) \frac{B(0)}{B(s)}} \quad (\text{V.4})$$

$$\frac{T_{\parallel}(s)}{T_{\parallel}(0)} = \left[ \frac{n(s)}{n(0)} \right]^{\frac{1}{1/2-\kappa}} \quad (\text{V.5})$$

$$\frac{T_{\perp}(s)}{T_{\perp}(0)} = \left[ \frac{n(s)}{n(0)} \right]^{\frac{1}{1/2-\kappa}} \frac{1}{A_0 + (1 - A_0) \frac{B(0)}{B(s)}} \quad (\text{V.6})$$

Notons qu'avec ces distributions bi-kappa, seule la température parallèle va suivre une loi polytrophe à  $\gamma = 1 - 1/(\kappa - 1/2)$  le long des lignes de champ, la température perpendiculaire subissant un effet supplémentaire, dû à l'existence d'une anisotropie de température à l'équateur (en d'autres termes, cette anisotropie de température n'est pas conservée le long des lignes de champ). Ce dernier effet sera évidemment d'autant plus négligeable que la variation de la magnitude du champ est faible (elle est d'au maximum 20% sur nos mesures d'Ulysse) et/ou que l'anisotropie à l'équateur est faible (l'amplitude de cette anisotropie reste un mystère, à part pour les électrons : on doit donc pouvoir la supposer grande dans les modèles). Lorsque  $\kappa \mapsto \infty$ , on retrouve le modèle bi-maxwellien anisotrope de *Huang and Birmingham* [1992] déjà explicité p.63 (équation IV.5).

Lorsque  $A_0 = 1$  (isotropie), on retrouve le profil de (IV.13) introduit par *Meyer-Vernet, Moncuquet and Hoang* [1995](annexe B.1).

Il ne reste plus qu'à réaliser le programme décrit préalablement (p. 74), c'est-à-dire résoudre un système formé par 9 équations du type de V.4 écrites pour chacune des espèces détectées dans le tore, en se donnant en entrée les  $n(0)$  et  $T_{\perp}(0)$ , autrement dit un profil de référence à l'équateur centrifuge, et en choisissant divers  $\kappa$  et  $A_0$  : ce sera l'objet du chapitre VI.

Avant cela, on veut illustrer dans un cas simple (un seul ion) et en s'intéressant uniquement au confinement  $n(s)/n(0)$ , ce que donne la résolution de ce type d'équation V.4, notamment les effets qualitatifs<sup>4</sup> de la variation des paramètres kappa et d'anisotropie. On a représenté sur la figure V.3

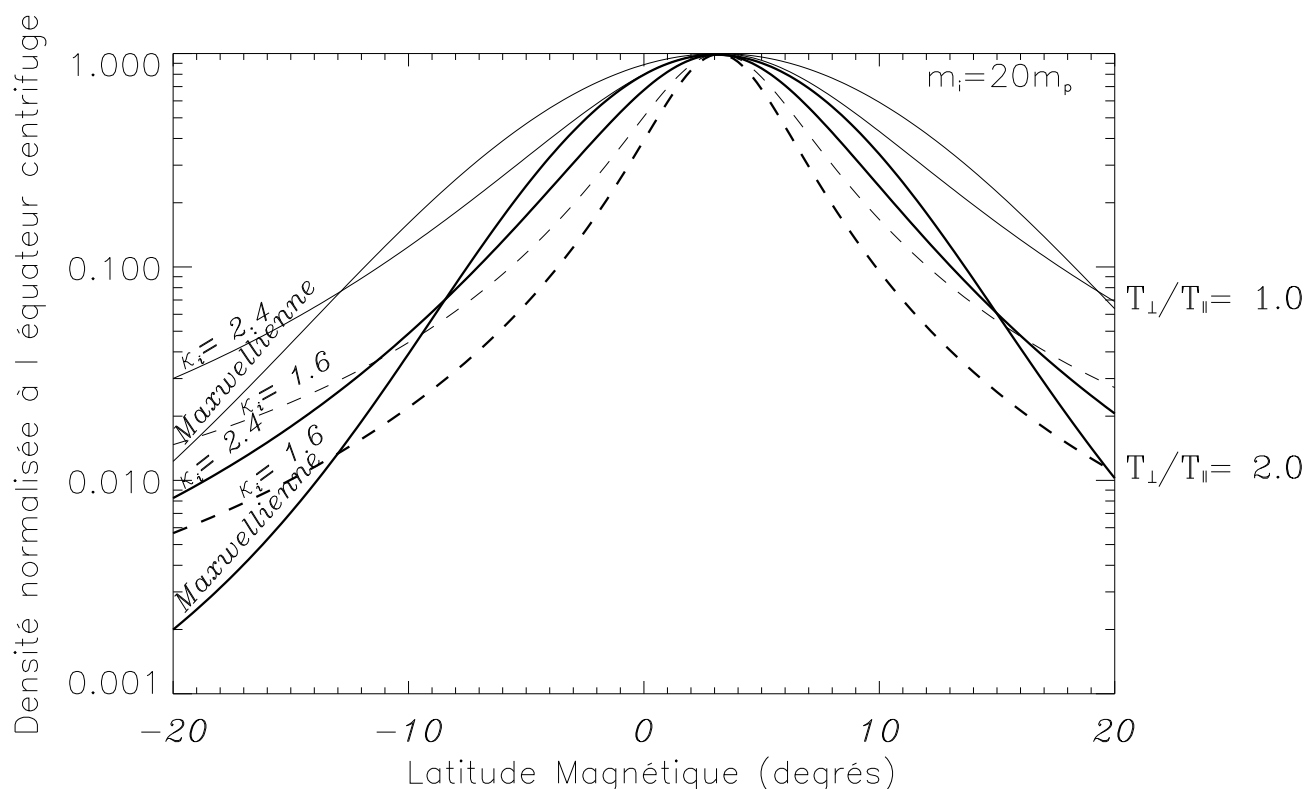


FIG. V.3 – Densité de plasma (normalisée à l'équateur centrifuge) en fonction de la latitude magnétique (modèle dipolaire du champ jovien), pour deux valeurs du kappa (1.6 et 2.4) de la distribution d'énergie d'un ion « moyen » du tore ( $m_i = 20m_p, Z_i = +1$ ), comparé au profil obtenu avec une distribution maxwellienne ( $\kappa_i \mapsto \infty$ ). Les profils obtenus avec une distribution isotrope sont en traits fins, les profils obtenus avec une anisotropie de température ( $T_{\perp}/T_{\parallel} = 2$ ) sont en gras. Le kappa des électrons est fixé à 2.4 [*Meyer-Vernet, Moncuquet and Hoang, 1995*] et l'anisotropie à 1.2 [*Sittler and Strobel, 1987*]

plusieurs profils de densité normalisés à l'équateur centrifuge, dans le même plan méridien que la figure I.1 et pour un dipôle incliné d'environ  $10^\circ$  sur l'axe de rotation jovien, en fonction de la latitude magnétique (ce qui explique que les profils soient décalés d'environ  $3^\circ$ , qui est l'écart entre l'équateur centrifuge et magnétique dans ce plan méridien -voir légende de I.1). Ces profils sont obtenus par la résolution de 2 équations de type V.4 avec l'équation de neutralité qui s'écrit

dans ce cas  $n_e(s)/n_e(0) = n_i(s)/n_i(0)$  et permet d'éliminer des équations le potentiel électrique ambipolaire  $\phi_E$ . On voit sur cette figure que les distributions kappa, utilisées pour obtenir les profils de densité, ont tendance à confiner davantage les particules près de l'équateur, en comparaison de ce que donne une maxwellienne, mais à prédire un peuplement plus important aux grandes latitudes. L'effet de l'anisotropie est, quelle que soit la distribution (bi-kappa ou bi-maxwellienne), celui d'un fort confinement à l'équateur centrifuge; mais la différence notée dans le cas isotrope kappa/maxwellienne demeure, c'est-à-dire qu'à anisotropie fixée, les bi-maxwelliennes ont tendance à raréfier davantage le plasma aux hautes latitudes que les bi-kappa. Ces effets se retrouveront grosso modo dans les prédictions et comparaisons aux mesures in situ du modèle de structure 2-D complet que nous allons présenter et utiliser dans le chapitre suivant.

# Chapitre VI

## Construction d'un modèle 2-D

Pour construire un modèle de densité d'un plasma comme le tore d'Io, formé de plusieurs (N) espèces de particules, nous disposons donc d'un système de N équations de type V.4 qui, complété par l'équation de neutralité locale, peut permettre de calculer des *profils* de densité  $n(s)/n(0)$  le long des lignes de force du champ magnétique. La méthode numérique utilisée pour résoudre ce système de N+1 équations à N+1 inconnues (les densités et le potentiel électrique ambipolaire) est donnée en annexe B.2. Bien entendu, si l'on veut donner la densité  $n(s)$  de telle espèce de particules en tel point<sup>1</sup> P de la magnétosphère, on doit se donner (théoriquement ou empiriquement) la densité  $n(0)$  au pied (i.e. à l'équateur centrifuge) de la ligne de champ passant par P. On voit d'autre part, en examinant le second membre de V.4 que les densités en ce point P vont bien évidemment dépendre des coordonnées centrifuges du point P et partant, du modèle de champ magnétique utilisé (voir l'expression précise des potentiels  $\Phi(s)$  en annexe B.2), mais vont aussi dépendre de la température  $T_{\parallel}(0)$  à l'équateur centrifuge (via la vitesse «  $\kappa$ -thermique »  $\Theta_{\parallel}^2$ ) et par conséquent dépendre de  $T_{\perp}(0)$  (pour une anisotropie à l'équateur centrifuge donnée  $A_0$ ). Pour construire un modèle 2-D (c'est-à-dire en latitude et distance jovicentrique, et pas seulement un profil unidimensionnel le long d'une ligne de champ comme celui montré figure V.3) il faut donc aussi se donner (théoriquement ou empiriquement) un profil de température à l'équateur centrifuge.

Suivant *Bagenal* [1994], nous proposons ici de construire un modèle 2-D en se donnant *empiriquement* la variation de densité et de température à l'équateur centrifuge en fonction de la distance à Jupiter, mais en utilisant le long des lignes de champ nos nouveaux profils V.4 fondés sur des distributions d'énergies des particules « bi-kappa ».

### VI.1 Bases empiriques du modèle

Les températures et densités qui vont servir de point de départ à notre modèle sont *exactement* celles utilisées par *Bagenal* [1994] pour calculer son modèle jusqu'à  $10R_J$ , c'est-à-dire 48 points (de  $4 R_J$  à  $12 R_J$ ) sélectionnés parmi les mesures de Voyager 1 à l'immersion<sup>2</sup>. Ces paramètres (pour les principales espèces) sont repris synthétiquement (dans un plan méridien, en fonction de

1. supposé accessible dans l'espace de phase du mouvement des particules

2. notons qu'on peut facilement dans notre code de calcul substituer d'autres valeurs de références à celles-ci, par exemple les mesures obtenues récemment par Galileo

la distance de Voyager 1 à Jupiter à l'acquisition) sur la figure VI.1. Notons que ces mesures de références incluent une composition physico-chimique (pourcentage des différentes espèces) dont on sait qu'elle n'est qu'un *compromis possible*<sup>3</sup>. D'autre part, la température des électrons mesurée par Voyager 1 prête sérieusement à caution, le potentiel flottant de la sonde étant très fluctuant, notamment entre  $7.5$  et  $9 R_J$  [voir *Sittler and Strobel*, 1987]. Néanmoins, ces paramètres (composition précise et température électronique) ne sont pas très influents sur la structure latitudinale qui nous occupe, celle-ci étant principalement « contrôlée » par la pression totale des ions. Ces réserves faites, je renvoie le lecteur à *Bagenal* [1994] [et à ses références bibliographiques] pour la revue des paramètres du tore issus de Voyager 1 montrés sur la figure VI.1.

En résumé, mon nouveau modèle utilise, concernant la structure radiale du tore, les mêmes « entrées » que celui proposé par *Bagenal* [1994], et peut à cet égard être considéré comme une généralisation/adaptation de ce modèle, cette adaptation ayant principalement pour but d'affranchir le modèle de l'hypothèse d'équilibre diffusif isotherme (infirmée par Ulysse). Pour ce faire, on calcule la structure en latitude à partir de la structure radiale empirique à l'équateur centrifuge, en utilisant les nouveaux profils de confinement liés aux distributions bi-kappa (Éq.V.4) qui ne supposent pas cet équilibre thermique local espèce par espèce (et on obtient aussi « en prime » des profils latitudinaux des températures en usant des équations V.5&V.6).

Ceci dit, l'extrapolation de ces paramètres « choisis », obtenus par Voyager 1 (à l'immersion), à des paramètres de référence à l'équateur centrifuge va d'emblée dépendre du modèle de confinement le long des lignes de champ qu'on utilise, puisque, rappelons-le, Voyager 1 ne reste pas exactement dans cet équateur centrifuge (et s'en éloigne même significativement au delà de  $7.5 R_J$  -voir annexe A.1). Ces paramètres à l'équateur centrifuge, dont le calcul constitue la première étape de la construction d'un modèle 2-D, seront donc différents entre le modèle de Mme Bagenal et le mien. On a représenté sur la figure VI.2 les densités et les températures obtenues à l'équateur centrifuge, à partir des données de Voyager 1 (figure VI.1), en utilisant un profil de structure « bi-kappa », c'est-à-dire donné par les équations V.4,V.5,V.6, avec  $\kappa = 2$ ,  $A_0 = 3$  pour les ions et quelle que soit la distance radiale<sup>4</sup>.

Remarquons tout d'abord que, sur cette figure VI.2, les densités des différentes espèces présentent des profils à l'équateur centrifuge notablement différents<sup>5</sup> de ceux obtenus par F. Bagenal [voir Figure 5& 6 de *Bagenal*, 1994]. Ces différences s'accroissent avec la latitude centrifuge de Voyager, notamment après  $8R_J$ , ce qui est évidemment explicable par la différence entre les confinements prédits par un modèle « bi-kappa » anisotrope et ceux prédits par un modèle supposant l'équilibre diffusif isotherme. En particulier, le confinement étant plus fort dans le modèle bi-kappa (voir figure V.3), on récupère en retour des densités plus élevées. En particulier, on renforce à

3. voir à cet égard la figure 92 de *Strobel* [1989] qui donne l'évolution de la composition en fonction des publications scientifiques et qui pourrait être prolongée jusqu'à nos jours

4. le code permet, on y reviendra en section VI.2, des kappa et anisotropies pour chaque espèce de particule et même variables avec la distance à Jupiter, mais en l'absence de valeurs expérimentales de ces paramètres pour les ions, on se bornera ici à montrer cet exemple. En revanche, on a pris pour les électrons  $\kappa_e = 2.4$  d'après nos mesures d'Ulysse et  $A_{0e} = 1.2$  d'après *Sittler and Strobel* [1987]

5. notons d'emblée que ces différences ne proviennent pas du modèle de champ magnétique utilisé, puisqu'on a calculé les profils de la figure VI.2 en utilisant  $O_4$  + feuillet de plasma de *Connerney* [1992], c'est-à-dire le même modèle que celui utilisé par *Bagenal* [1994] pour extrapoler les données de Voyager 1 à l'équateur centrifuge. J'en profite aussi pour signaler que la densité des protons (en vert sur les figures) a été divisée par 2 en entrée du code pour tenir compte d'un résultat récent de *Crary et al.* [1996], mais cela n'a que très peu d'incidence sur les autres profils de densité



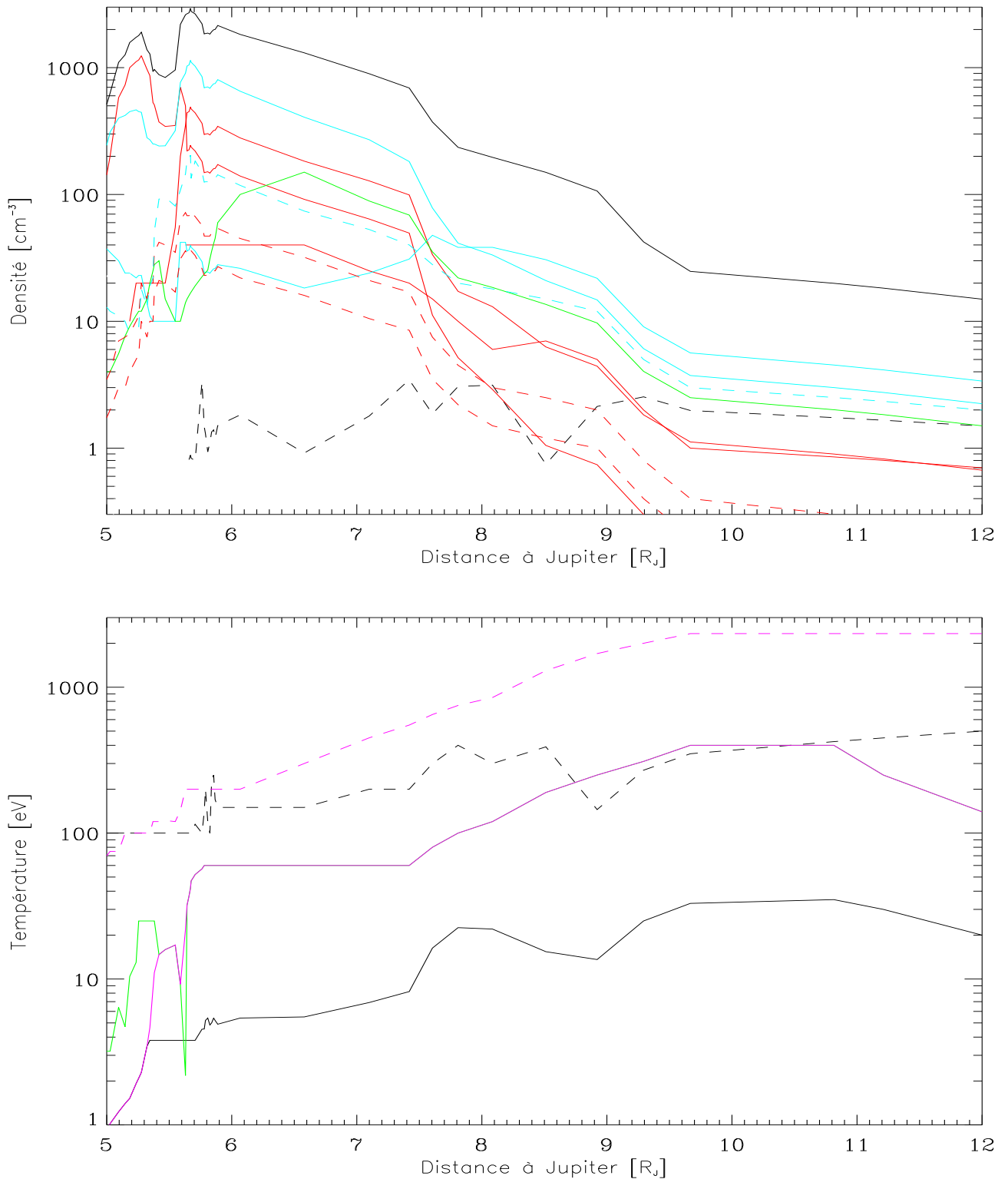


FIG. VI.1 – Les densités et les températures de référence (mesurées par Voyager 1) utilisées en entrée du code, pour les principales espèces d'ions. Ce sont celles du modèle de Bagenal [1994]. Les paramètres relatifs aux espèces froides (cœurs) sont en traits continus, ceux relatifs aux espèces chaudes (halos) en tirets. Les densités et températures des électrons sont en noir, les densités des ions  $S^{(+,++,+++)}$  en rouge et celles des ions  $O^{(+,++)}$  en bleu; la densité des protons est indiquée en vert (figure du haut). Les températures de toutes les espèces d'ions sont identiques (sauf pour les protons entre 5 et  $6R_J$ ) et indiquées en magenta sur la figure du bas.

l'équateur centrifuge l'effet de la légère augmentation du gradient de densité totale observée aux alentours de  $9R_J$  par Voyager 1, derrière une structure où la pente est plus importante et qu'on appelle communément « la rampe » dans les descriptions phénoménologiques de la structure radiale du tore. Depuis *Intriligator and Miller* [1982], cette partie extérieure du tore est soupçonnée d'être partiellement alimentée par le satellite Europe<sup>6</sup>. On verra (section VI.3) que cette augmentation relative de la densité totale du plasma vers  $9R_J$  a été confirmée par Ulysse<sup>7</sup>.

Une autre différence, sans doute la plus lourde de conséquences, entre nos extrapolations des mesures de Voyager à l'équateur centrifuge et celles de *Bagenal* [1994] concerne les températures des ions, qui varient avec la latitude dans notre modèle, tandis qu'elles étaient constantes dans le modèle de Bagenal. Cette comparaison des températures des figures VI.1 et VI.2 va faire l'objet de la discussion suivante.

### Discussion sur les températures acquises par Voyager 1

Précisons tout d'abord que les températures représentées sur la figure VI.2 sont les *températures effectives perpendiculaires* définies par les moments de la distribution bi-kappa anisotrope (Éq.V.6); perpendiculaires car ce sont ces températures qu'a mesurées Voyager 1 et effectives car ce sont les températures les plus aisément comparables aux températures des populations froides (indiqué en trait continu sur la figure VI.1) d'une distribution de type cœur+halo.

En examinant ces profils de température en fonction de la distance radiale à l'équateur centrifuge, on constate que les températures évoluent différemment avec la distance selon leur espèce, notamment à cause du filtrage des énergies différencié en fonction des masses et des charges des diverses espèces<sup>8</sup>. Cette évolution a lieu, comme on s'y attendait, dans le sens d'une loi polytrophe à  $\gamma < 1$ , c'est-à-dire des températures plus faibles à l'équateur centrifuge qu'aux latitudes où Voyager les a mesurées. La moyenne (arithmétique) de ces températures est grosso modo constante avec la distance radiale, ce qui laisserait penser que la diffusion radiale dans le tore est plutôt isotherme, mais, si on examine attentivement les températures des deux espèces d'ions trouvées majoritaires vers  $8.5R_J$  ( $O^{++}, S^{+++}$ , en trait plus gras sur la figure VI.2) on voit qu'elles décroissent avec la distance radiale entre environ  $7.5$  et  $9R_J$ <sup>9</sup>, selon une loi de puissance approximativement en  $L^{-8/3}$  (indiquée par un trait traversant de part en part la figure VI.2) correspondant à une diffusion radiale adiabatique telle que proposée par *Herbert and Sandel* [1995].

---

6. une partie du peuplement du tore vers  $9R_J$  proviendrait de la surface et/ou de l'atmosphère ténue d'Europe (c'est un euphémisme: la pression vaut  $\sim 10^{-11}$  fois celle de la Terre! [*Hall et al.*, 1995]), dû notamment au criblage (*sputtering*) de cette surface par les particules du tore d'Io [voir par ex. *Schreier et al.*, 1993]

7. et même renforcée, puisque la densité électronique prédite est plus faible que la densité observée réellement par Ulysse (voir figure VI.4). Notons qu'à sa traversée de l'orbite d'Europe, Ulysse se trouvait à  $\sim 2R_J$  de l'équateur centrifuge.

8. notons que la densité et la température des protons, représentées en vert sur les figures, sont fausses après  $7.5R_J$  quand on les calcule avec notre modèle. On ne peut en effet numériquement « contrôler » ces paramètres avec notre code après  $7.5R_J$ , à cause à la fois de la trop faible densité des protons par rapport à la charge totale et leurs trop faibles énergies par rapport aux ions O et S respectivement 16 et 32 fois plus massifs. On a donc conservé pour les protons une température identique à celle de *Bagenal* [1994] et une densité divisée par 2 (voir note 5).

9. au delà de  $9R_J$  il est délicat de tirer des conclusions sur cette variation des températures, car à cette distance, un certain nombre d'effets supplémentaires à la diffusion radiale du plasma depuis l'orbite d'Io (par exemple l'apport d'Europe ou le feuillet de plasma alimenté par des processus très différents) peuvent jouer un rôle non négligeable dans la structure du plasma

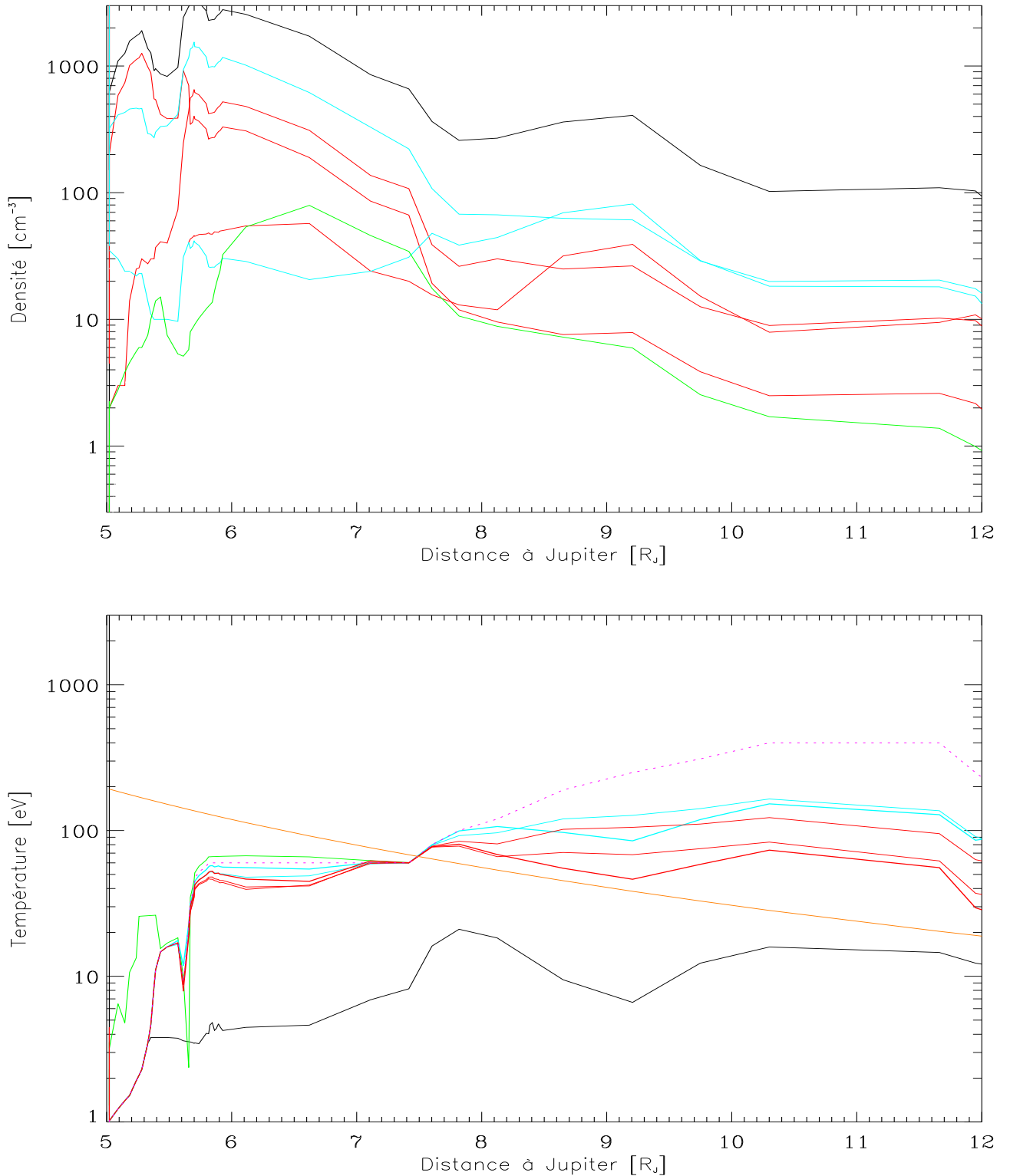


FIG. VI.2 – Les densités et les températures rapportées à l'équateur centrifuge à partir de celles de références montrées figure VI.1, en utilisant des fonctions bi-kappa pour modéliser les distributions d'énergies des particules ( $\kappa \equiv 2, A_0 \equiv 3$  pour **tous** les ions,  $\kappa_e = 2.4, A_{0e} = 1.2$  pour les électrons). Les conventions sont identiques à celles de la figure VI.1, sauf qu'il n'y a plus d'espèces chaude ou froide mais des densités totales (en haut) et des températures perpendiculaires effectives (en bas) - (grosso modo comparables aux températures des froids des distributions cœur+halo). On a superposé (pointillés) la température des ions froids de la figure VI.1 et, en trait continu orangé, une variation adiabatique des températures en  $L^{-8/3}$ .

Une conséquence importante est que notre modèle rend aussi *compatible* le résultat expérimental d'*Herbert and Sandel*, [1995], c'est-à-dire la baisse des températures parallèles avec la distance jovicentrique (déduite de l'observation de spectres UV sur Voyager 1), avec l'augmentation des températures perpendiculaires observée par le même Voyager 1 (mais par les analyseurs de particules) à des distances jovicentriques supérieures à 7.5 rayons joviens.<sup>10</sup> En revanche, une baisse des températures parallèles des ions avec la distance jovicentrique dans le tore d'Io est tout-à-fait incompatible avec le modèle de *Bagenal* [1994] en l'état. Qui pis est, si l'on veut tenter d'expliquer cette baisse des températures parallèles en même temps que l'augmentation (observée par Voyager 1) des températures perpendiculaires (fig.VI.1), par la simple introduction d'une anisotropie des températures à l'équateur, tout en maintenant l'hypothèse de l'équilibre thermique le long des lignes de champ (i.e. en utilisant une distribution bi-maxwellienne [*Huang and Birmingham*, 1992]), on prédira des températures perpendiculaires (et donc aussi parallèles) à l'équateur centrifuge *encore plus élevées*, comme on l'avait déjà fait remarquer p. 63 (Éq.IV.5) et comme on peut aussi le constater sur l'exemple obtenu avec une bi-maxwellienne donné en annexe B (figure B.4).

Notons pour terminer cette discussion que notre modèle à espèces multiples et à distribution bi-kappa anisotrope confirme le résultat préliminaire que nous avons montré au DPS en 1995 (voir figure V.2), mais pour lequel nous avons seulement utilisé une ébauche de modèle (i.e. kappa unique, une seule espèce d'ion et isotrope -voir annexe B.1) qui pouvait laisser craindre que le résultat obtenu soit dépendant des hypothèses par trop simplificatrices utilisées.

## VI.2 Le choix du kappa et de l'anisotropie

### Le nécessaire et le plausible

Le choix du kappa, comme celui de l'anisotropie est, pour le moment<sup>11</sup>, arbitraire, puisqu'on ne dispose de valeurs expérimentales concernant les ions ni pour l'un, ni pour l'autre. Une méthode de choix, empirique, consiste à tester quelques valeurs grâce à notre code afin de cerner ce qui est nécessaire, dans la limite du plausible, pour pouvoir expliquer quelques observations. Par exemple, s'agissant des températures des ions mesurées par Voyager 1, que nous avons extrapolées à l'équateur centrifuge, nous avons utilisé des valeurs  $\kappa_i = 2$  et  $A_{0i} = 3$  parce que d'une part c'est un choix plausible (on a vu que les ions avaient plutôt moins de raison d'être à l'équilibre que les électrons, pour lesquels on a au moins un kappa expérimental : celui d'Ulysse à  $\kappa = 2.4$ ) et d'autre part que ce choix permet d'expliquer la croissance des températures perpendiculaires en fonction de la distance radiale observée par Voyager 1 en même temps que leur décroissance (ou leur maintien à peu près constant) à l'équateur centrifuge. On montre en annexe B (figure B.1) ce qu'il advient de ces températures lorsqu'on choisit un couple  $\kappa_i = 2$  et  $A_{0i} = 1$ , c'est-à-dire une distribution isotrope

10. il est bon de préciser pourquoi le résultat obtenu par *Herbert and Sandel* [1995], qui suppose a priori l'équilibre thermique local du plasma, est compatible avec le nôtre. Ces auteurs, ayant observé des distributions de densités plus confinées autour de l'équateur en s'éloignant de Jupiter, et donc des échelles de hauteurs gaussiennes moindres, ont conclu à une baisse des températures parallèles. Si l'on suppose maintenant, comme nous le faisons ici, que ce plus grand confinement observé est en fait dû à la présence de distributions d'énergies des ions non-thermiques (bi-kappa), on ne peut plus tenir le raisonnement précédent, mais on « récupère » naturellement la baisse des températures du fait de l'augmentation des latitudes de Voyager 1, via la loi polytrophe à indice  $< 1$ .

11. c'est-à-dire jusqu'à l'ajustement de distributions kappa aux distributions expérimentales fournies par les analyseurs de particules

avec le même kappa qu'utilisé figure VI.2. On obtient encore dans ce cas une diminution des températures calculées à l'équateur centrifuges par rapport à celles mesurées par Voyager, mais elles sont quasi-constantes ou même légèrement croissantes avec la distance, ce qui est dû au fait qu'en l'absence d'anisotropie des ions, les profils de densité sont moins confinés et, via la loi polytrophe, l'effet d'inversion des températures est moins prononcé. Ainsi une distribution kappa *isotrope* des ions, même avec un kappa petit, est insuffisante pour pouvoir expliquer les mesures de températures de Voyager 1 par l'effet combiné de la variation en latitude de la sonde et de la filtration des vitesses le long des lignes de champ. D'un autre côté, comme on l'a vu précédemment, le choix d'un couple  $\kappa_i = \infty$  et  $A_{0i} = 10$ , c'est-à-dire une distribution bi-maxwellienne fortement anisotrope, est exclu pour interpréter ces températures de cette façon, puisqu'elle prévoit au contraire une augmentation des températures équatoriales encore plus prononcée avec la distance (voir en annexe B figure B.4). Cependant, avec une telle anisotropie, on arrive effectivement à confiner le tore à peu près tel que l'a vu Ulysse (figure B.6, cartouche du haut à droite), tandis qu'avec notre hypothèse à kappa isotrope, le confinement obtenu est insuffisant (figure B.3, cartouche du haut à droite). Néanmoins, justifier théoriquement de la persistance dans un plasma comme le tore d'Io d'une anisotropie de température égale à 10 à l'équateur n'est pas une mince affaire, et on peut considérer qu'on sort là des limites du plausible.

On voit donc que ce choix de  $\kappa_i = 2$  et  $A_{0i} = 3$  est un compromis plausible, qui permet d'être compatible à la fois avec 1° une décroissance théorique des températures avec la distance à l'équateur du tore, 2° une augmentation des températures mesurées par Voyager 1, 3° un confinement important du plasma autour de l'équateur centrifuge tel que l'a observé Ulysse (voir figure VI.4) et sans oublier 4° l'augmentation de température avec la latitude observée par Ulysse. C'est un compromis « fédérateur », en ce sens qu'il permet d'expliquer conjointement les observations d'Ulysse et de Voyager 1. Même s'il ne valide pas (au sens de la validation d'une mesure physique) ces valeurs du kappa et de l'anisotropie des ions que nous avons utilisées, ce modèle montre en tous cas qu'il existe une modélisation de la physique à l'œuvre dans le tore qui rend très comparables deux mesures faites à douze ans d'intervalle, en utilisant grosso modo la structure radiale mesurée par Voyager 1 et la structure en latitude mesurée par Ulysse. Une conséquence est entre autres que si cette structure radiale perdure, elle doit être expliquée par des arguments physiques très universels, et a fortiori très indépendants de la météorologie volcanique d'Io.

Comme on l'a déjà remarqué (note 4), notre code, qui calcule les paramètres du plasma « ligne de champ par ligne de champ », peut parfaitement s'accommoder en entrée de kappa ou d'anisotropies variables avec la distance. On pourrait, à cet égard, par exemple chercher à ajuster des valeurs de ces paramètres pour expliquer « parfaitement » les profils de températures de Voyager, d'Ulysse ou de Galileo. Mais, en l'absence de véritables contraintes expérimentales sur ces paramètres, un tel modèle serait un exercice passablement gratuit et typiquement *ad hoc*. Nous ne nous y risquons donc pas.<sup>12</sup>

Pour terminer cette discussion sur le choix des kappa et anisotropies des ions, il est impor-

---

12. Disons seulement sans le montrer qu'en essayant d'ajuster des kappa ou anisotropies pour obtenir les profils de densité acquis par Ulysse, il semble que le kappa va croissant avec la distance jovicentrique ou que l'anisotropie va décroissant, sans qu'on puisse choisir entre ces deux tendances. Ce résultat ne semble pas surprenant puisque ces deux tendances signifient simplement que l'on se rapproche de l'équilibre thermique isotrope en s'éloignant radialement de l'orbite d'Io; c'est effectivement ce qui est attendu naïvement en supposant que plus on s'éloigne (en espace et en temps) du lieu d'assimilation des neutres (qu'on peut considérer comme le lieu de plus grand déséquilibre thermodynamique), plus les processus de thermalisation et d'isotropisation entrent en jeu.

tant d'ajouter qu'un troisième paramètre mal maîtrisé peut influencer de manière importante sur les profils de structure du tore : le champ magnétique de Jupiter. Afin de pouvoir comparer aisément nos résultats avec ceux de *Bagenal* [1994], on a utilisé, notamment pour obtenir les figures VI.1, VI.2, VI.3, B.1, B.2, B.4, B.5, le modèle de champ magnétique  $O_4$  + **lame de courant**, utilisé par cette auteur « *as a working compromise* ». Néanmoins, un problème épineux avec ce compromis de travail provient de ce que cette lame de courant est par nature fluctuante (alimentée en partie par le vent solaire) et mal connue, et donc mal modélisée. Bien qu'elle introduise des différences notables sur les profils de densités, surtout après  $8.5 R_J$  [voir fig.5 de *Bagenal*, 1994], l'ajouter ou pas ne modifie pas fondamentalement nos résultats précédents concernant l'interprétation des températures de Voyager 1. En revanche, pour correctement ajuster notre modèle aux profils de densité électronique d'Ulysse et de Voyager 2 dans la lointaine banlieue du tore (après  $10R_J$ ), il a fallu purement et simplement l'abandonner (et utiliser  $O_6$  qui est pour le moment le meilleur modèle de champ jovien aisément accessible).

### Quelques isocontours

Pour illustrer notre nouveau modèle 2-D du tore de plasma d'Io et notre choix du kappa et de l'anisotropie des ions, nous montrons les profils de densité pour les principales espèces, obtenus avec notre « compromis » à  $\kappa_i = 2$  et  $A_{0i} = 3$ , et en utilisant comme modèle de champ magnétique  $O_4$  + feuillet de plasma (figure VI.3). Ces profils de densité sont calculés et représentés dans un plan méridien de Jupiter à une longitude de  $112^\circ$ , qui est la longitude où les équateurs centrifuge et magnétique coïncident approximativement (pour le modèle de champ magnétique utilisé). On pourra comparer ces profils à ceux de [figure 8 de *Bagenal*, 1994] pour se convaincre qu'il prédise un plasma beaucoup plus confiné aux basses latitudes pour toutes les espèces de particules. Les radio-astronomes jovitropes, qui ont généralement besoin de la densité de plasma intégrée sur leur ligne de visée lorsqu'ils observent les radio-sources de Jupiter, doivent envisager de tenir compte d'un confinement du tore beaucoup plus important qu'on ne le pensait jusqu'ici.

On peut juger des effets relatifs du kappa et de l'anisotropie sur les densités en examinant aussi les profils fournis en annexe B (figures B.2 et B.5). On peut vérifier ainsi la tendance déjà explicite sur la figure V.3, à savoir que l'anisotropie a un fort effet de confinement, un petit kappa (i.e  $\leq 2.5$ ) aussi aux basses latitudes mais moindre, et qu'une distribution bi-kappa prévoit un peuplement du tore moins raréfié aux hautes latitudes qu'une distribution bi-maxwellienne.

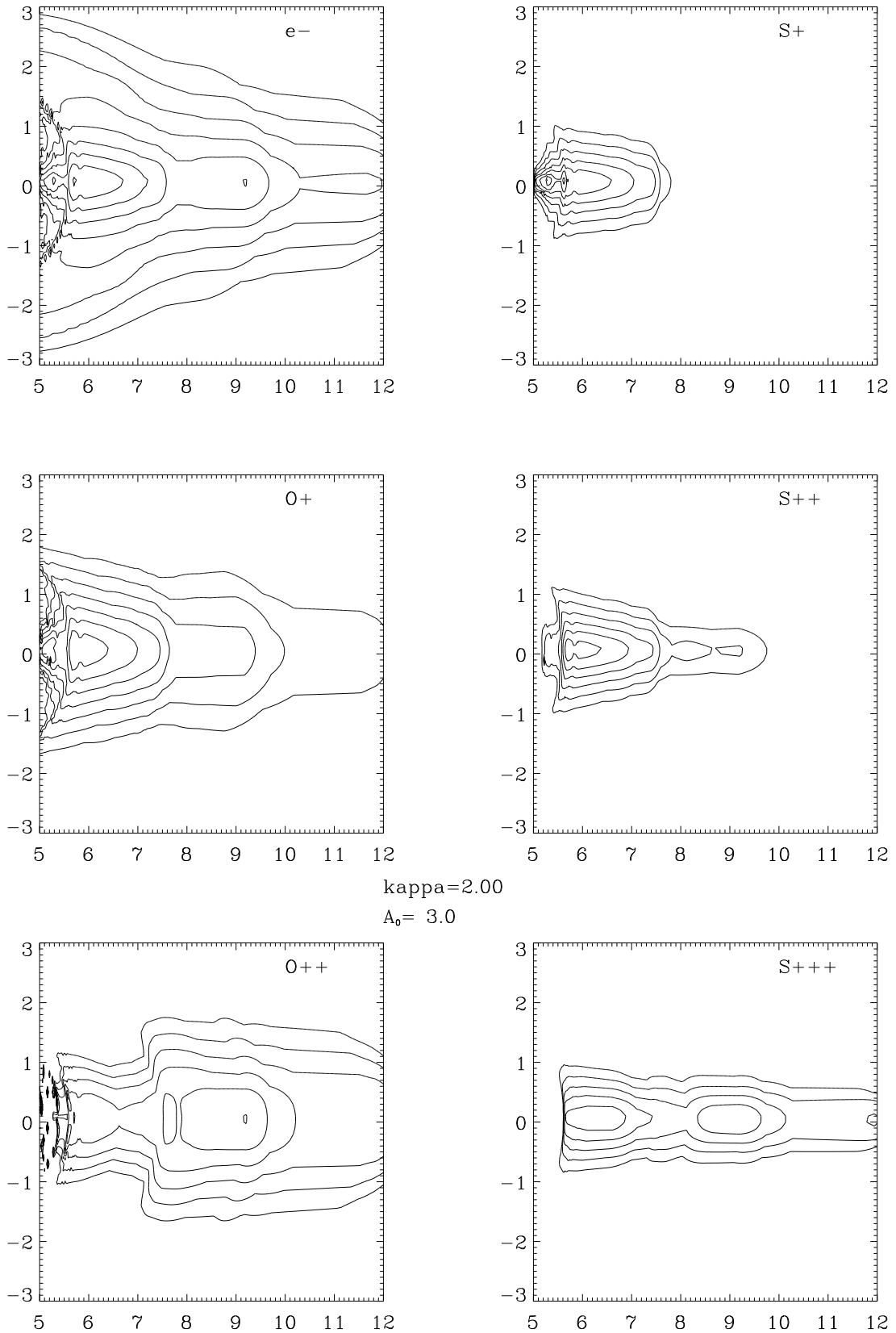


FIG. VI.3 – Profils de densité autour de l'équateur centrifuge (confinement) des principales espèces de particules détectées dans tore de plasma d'Io. ( $\kappa_i = 2, A_{0i} = 3, \kappa_e = 2.4, A_{0e} = 1.2$ ). Les niveaux des isocontours sont tous en régression géométrique de raison 1/2. Ils décroissent à partir de  $1600\text{cm}^{-3}$  pour les électrons,  $O^+$ ,  $S^+$  et  $S^{++}$ , à partir de  $80\text{cm}^{-3}$  pour  $O^{++}$  et  $S^{+++}$ .

### VI.3 Confrontation du modèle aux observations in situ

La figure VI.4, et les figures B.3 & B.6 en annexe B, résument la confrontation de notre nouveau modèle aux mesures in situ de densité électronique réalisées par Voyager 1 à l'émersion et Voyager 2 et Ulysse. Sur ces trois figures, sont toujours rappelées dans le cartouche du haut à gauche, les densités électroniques mesurées par Voyager 1 à l'immersion (trait fin) et qui servent de références (point-tiret-point), ou d'entrées si l'on préfère, au code de calcul. Le trait tireté représente l'extrapolation des densités à l'équateur centrifuge et le trait gras le résultat du calcul du code sur la trajectoire de Voyager 1 (et qui doit donc redonner une valeur proche des entrées initiales, l'écart permettant d'estimer le degré de précision du code). Notons que chacun des profils prédictifs est indiqué sur chaque cartouche par un trait gras (les données étant soit représentées par des losanges pour Ulysse, soit par un trait fin continu pour les autres cas). Ces profils sont calculés pour un choix donné d'un  $\kappa$  et d'une anisotropie, identiques pour tous les ions et indépendants de la distance radiale, puis superposés aux données tels quels, sauf pour Ulysse où l'on ajuste le profil calculé par un facteur multiplicatif constant (i.e. on autorise une translation sur l'échelle (log) des densités) qui permet de tenir compte d'un « remplissage » absolu du tore différent entre l'époque de Voyager 1 et celle d'Ulysse. Le champ magnétique utilisé pour les obtenir est  $O_6$  sans lame de courant (sauf la figure B.6 à distribution bi-maxwellienne où on a utilisé, pour permettre la comparaison avec *Bagenal* [1994],  $O_4$  + lame de courant).

#### le confinement vu par Ulysse

On a déjà largement défloré ce résultat dans la section précédente, où l'on a remarqué qu'on obtenait un confinement satisfaisant avec notre compromis ( $\kappa_i = 2, A_{0i} = 3$ ) (figure ci-contre, où le modèle est « rehaussé » pour les données d'Ulysse d'un facteur 1.9) tandis que ce confinement était insuffisant avec le même  $\kappa$  mais une distribution isotrope (figure B.3), et qu'enfin ce confinement était réalisable avec une bi-maxwellienne mais dotée d'une anisotropie effarante<sup>13</sup> de 10.

#### Voyager 1 à l'émersion

On obtient pour Voyager 1 à l'émersion, quel que soit le  $\kappa$  ou l'anisotropie, un résultat dont les gradients sont corrects mais avec un écart systématique des valeurs absolues de la densité; cela peut être dû à une asymétrie azimutale du tore de plasma, les longitudes joviennes balayées entre l'immersion et l'émersion étant approximativement décalées de 180°. Ce décalage entre prédiction et mesures à l'émersion (qui sont de moins bonne qualité qu'à l'immersion [voir *Sittler and Strobel*, 1987]) est d'ailleurs constaté (quoique moins important) aussi bien en utilisant le modèle de *Bagenal* [1994] que celui de *Divine and Garrett* [1983] [voir par ex. figure 3 de *Hoang et al.*, 1993].

---

13. en tous cas difficile à justifier théoriquement et provoquant les effets fâcheux déjà expliqués sur les températures équatoriales



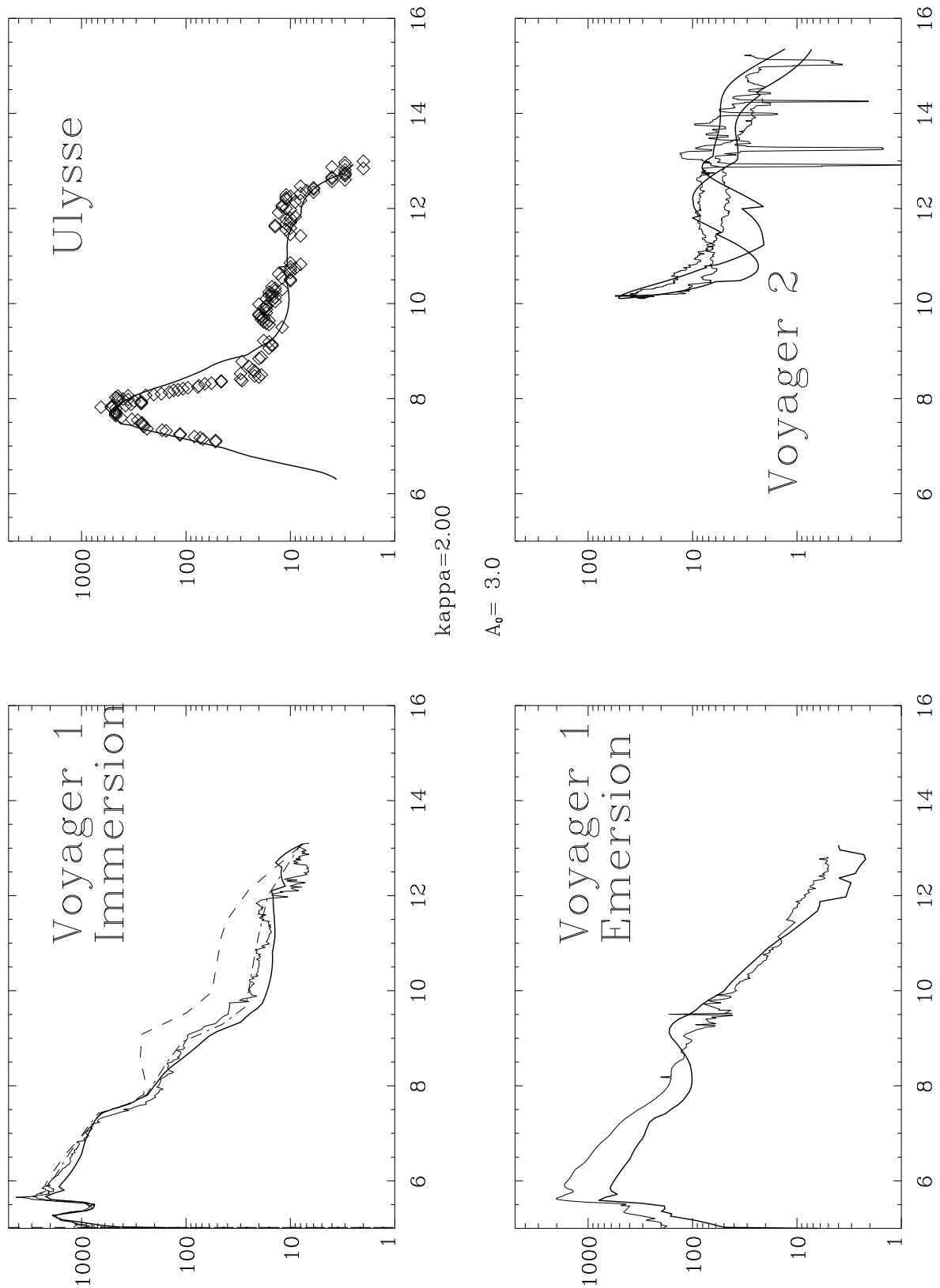


FIG. VI.4 – Confrontation du modèle aux mesures de densité électronique de Voyager 1 à l’émersion, de Voyager2 et d’Ulysses, avec  $\kappa_i = 2, A_{0i} = 3, \kappa_e = 2.4, A_{0e} = 1.2$  ( on a aussi représenté la mesure de Voyager 1 à l’immersion qui sert de référence pour la variation radiale).

### Les densités d'Ulysse et de Voyager 2 dans la banlieue du tore

À conditions de ne pas utiliser un modèle de champ avec lame de courant, les niveaux de densités électroniques obtenus à l'extérieur du tore (et à hautes latitude -voir éphémérides en annexe A.1), disons au delà de  $9 R_J$ , sont assez bien prédits par notre modèle, aussi bien sur Ulysse que sur Voyager 2. Sur les données de Voyager 2, aucun facteur de remplissage n'est appliqué et le pic de densité prévu à la plus petite approche de Voyager 2 est parfaitement prédit. On obtient une prédiction encore meilleure sur la figure B.3 à l'aide d'une distribution kappa isotrope ( $\kappa = 2$ ), tandis qu'on obtient une très mauvaise prédiction avec la bi-maxwellienne fortement anisotrope (ce qui laisse penser qu'à ces distances, l'anisotropie n'est sûrement pas considérable, voir note 12).

Concernant les données d'Ulysse, et en appliquant le facteur de remplissage de 1.9 pour obtenir un bon ajustement près de l'équateur, on obtient une prédiction correcte des niveaux de densité électronique mesurés dans la partie la plus externe du tore explorée par Ulysse. Comme on l'avait annoncé (note 7), entre 9 et  $10 R_J$ , la densité observée est légèrement plus importante que celle prédite, bien que le modèle prenne déjà en compte à l'équateur centrifuge une légère augmentation des densités observées par Voyager 1 (entre autres modifications, comme la composition et les températures), ces modifications des paramètres du tore étant généralement attribuées à la présence d'Europe<sup>6</sup>. On peut donc affirmer que, bien qu'il ne fût pas équipé pour explorer la magnétosphère de Jupiter, Ulysse a confirmé cette influence d'Europe sur le tore de plasma d'Io, sinon détecté un « tore d'Europe », ce qui était malheureusement hors de sa portée.

« *The terrible tragedy of science*  
 « *is the horrible murder*  
 « *of beautiful theories*  
 « *by ugly facts* »  
 William A. Fowler

## Conclusion et Perspectives

QUE CONCLURE DE CE TRAVAIL DE THÈSE ? En premier lieu, et d'un point de vue expérimental, que l'analyse des données radio d'Ulysse acquises dans la magnétosphère de Jupiter a suscité, indépendamment des résultats exceptionnels qu'elle a fournis, le développement de méthodes originales de mesure in situ des électrons à partir de mesures ondes. C'est la généralisation à un milieu fortement magnétisé (et en présence par conséquent d'ondes de Bernstein) de ce qu'on savait faire « en routine », notamment dans le vent solaire, par la méthode de spectroscopie du bruit quasi-thermique, c'est-à-dire du signal « minimum » collecté (avec soin) aux bornes d'une antenne immergée dans un plasma. On reviendra sur cet aspect dans la partie « perspectives ».

Ensuite, cette extension de l'analyse du bruit quasi-thermique en présence d'ondes de Bernstein, a rendu effectivement possible l'accès à la densité et la température des électrons le long de la trajectoire d'Ulysse, ce qui a permis pour la première fois une mesure de la variation réelle de ces paramètres en fonction de la *latitude* dans le tore d'Io. Devant l'augmentation des températures d'un facteur 4 sur 15° balayés pratiquement sur une coquille magnétique ( $L \sim 8R_J$ ), il a bien fallu admettre que « l'organisation » du plasma le long des lignes de champ était bien différente de ce qu'on avait supposé jusqu'alors, ou, en d'autres termes, que l'équilibre thermique du plasma (espèce par espèce) le long de ces lignes de champ était sérieusement battu en brèche par les observations d'Ulysse.

Pour expliquer cette variation, nous avons été amenés à abandonner le paradigme « sacré » des distributions maxwelliennes, dont la pertinence dans un plasma sans collision tient effectivement plutôt de la foi que de la raison, et nous avons introduit une sorte de « déséquilibre permanent » dans le plasma en proposant de décrire la cinétique du tore par l'outil commode<sup>14</sup> des distributions kappa, puis des distributions bi-kappa (i.e. en les parant d'une anisotropie des températures relativement à la direction du champ magnétique, ce qui est aussi une forme de déséquilibre introduit le long des lignes de champ, mais tout-à-fait consacré et admis<sup>15</sup>).

L'utilisation de cette approche cinétique avec des distributions bi-kappa, a donc permis d'expliquer les mesures effectuées par Ulysse, notamment l'augmentation des températures avec la latitude. En y adjoignant un modèle empirique de variation des paramètres du tore avec la distance

14. il s'agit bien d'un outil commode, qui permet de décrire la coexistence d'une population de particules à l'équilibre (quasi-maxwellienne) et d'une population dont les distributions varient en loi de puissance des énergies, comme on l'a souvent observé dans les plasmas naturels; mais rappelons qu'on peut aussi introduire ce « déséquilibre » en partant d'un modèle fluide auquel on adjoint une loi polytrophe à indice  $< 1$  [Meyer-Vernet, Moncuquet and Hoang, 1995]

15. et qui, introduit seul (i.e. en utilisant une distribution bi-maxwellienne), prévoit une diminution de la température avec la latitude, c'est-à-dire le contraire de ce qu'Ulysse a observé.

radiale fondé sur les mesures de Voyager 1 à l'immersion (mais en tenant compte de notre modélisation le long des lignes de champ pour extrapoler les mesures de Voyager 1 à l'équateur centrifuge lorsque sa latitude n'est pas négligeable), on a montré que l'augmentation des températures vue après  $7-8R_J$  par Voyager pouvait être expliquée partiellement par la variation en latitude de la sonde, et surtout que les températures à l'équateur centrifuges calculées en utilisant notre modèle pouvaient décroître avec la distance à Jupiter. Ce dernier résultat rend finalement compatibles les mesures de températures perpendiculaires des ions de Voyager 1 d'une part, et d'autre part le comportement (théorique ou observé depuis la Terre ou déduit indirectement de mesures in situ) des températures parallèles des ions.

Enfin notre modèle fédère, à un facteur de « remplissage » près du tore (environ deux fois plus dense à l'époque d'Ulysse que de Voyager), les mesures de Voyager 1 et d'Ulysse; ce qui a au moins deux conséquences : d'une part, le confinement du tore à l'époque de Voyager 1 pouvait être très semblable à celui observé réellement par Ulysse 11 ans plus tard (et on devra tenir compte de notre nouvelle approche de la structure du tore, y compris dans l'analyse des données de l'époque de Voyager 1), et d'autre part, le profil de densité en fonction de la distance radiale, hérité de Voyager 1, est compatible avec les mesures d'Ulysse et il n'est donc pas exclu que ce profil se soit grosso modo conservé, ce qui laisse penser qu'il n'est pas « accidentel » et que cela vaut la peine de développer des modèles de transport radial du plasma pour fondamentalement l'expliquer. Cette dernière remarque m'amène naturellement aux perspectives ouvertes par le présent travail.

## Perspectives

Revenons d'abord brièvement sur l'aspect « mesures » : les méthodes que nous avons développées pourront bien évidemment servir de base (et servent en partie déjà, voir annexe A.3) pour l'amélioration et l'utilisation de la spectroscopie du bruit quasi-thermique dans d'autres expériences mesurant d'autres plasmas magnétisés. Je renvoie le lecteur au chapitre III.2, dans lequel j'ai déjà décrit ce qu'on espérait de ces nouvelles méthodes pour quelques missions présentes et futures.

En ce qui concerne la modélisation du tore de plasma d'Io, et, plus généralement des plasmas (sans collisions) dans des magnétosphères en corotation rapide, le nouveau modèle que je propose ici devrait ouvrir la voie à d'autres générations de modèles à distributions non-maxwelliennes (la distribution kappa ou bi-kappa n'étant, répétons-le, qu'un exemple commode de telles distributions) qui pourrait combler les nombreux manques de notre modèle. Ainsi par exemple, notre modèle n'est prédictif que dans une seule dimension, celle de l'extension du tore en latitude, et reste empirique pour l'extension radiale (fondé sur les données de Voyager 1, et supposé symétrique azimuthalement). Par conséquent, en plus de l'acquisition sur des expériences spatiales ou au sol de valeurs de références de kappa et/ou d'anisotropies qui nous font cruellement défaut pour la modélisation en latitude, une importante amélioration et généralisation peut (et doit) avoir lieu dans le sens d'une vraie modélisation de la variation radiale des densités et températures. Cela passe par la prise en compte pour construire le modèle d'une bonne explication théorique (bien sûr compatible avec toutes les mesures), du transport du plasma à l'extérieur de son lieu d'assimilation, c'est-à-dire des mécanismes de diffusion radiale dans le tore de plasma d'Io.

Notons à cet égard que les modèles de diffusion radiale fondés sur les équations MHD ne sont nullement incompatibles avec une description cinétique locale du plasma non-maxwellienne le

long des lignes de champ telle que je la propose, puisque, comme on l'a expliqué à plusieurs reprises dans la thèse, les échelles caractéristiques (de temps et d'espace) des processus de confinement sont beaucoup plus petites que celles des processus de diffusion radiale du plasma. Autrement dit, la mise en œuvre d'un modèle 2-D alliant des distributions bi-kappa pour le calcul du confinement le long des lignes de champ et de la diffusion radiale MHD pour l'autre dimension doit être envisagée.

Une autre généralisation consiste à introduire dans le modèle des variations azimutales (ou temporelles) observées, ce qui ne pose aucun problème technique particulier, si ce n'est que, comme ces variations sont pour l'essentiel inexplicables, la construction d'un modèle 3-D restera empirique, jusqu'à ce qu'on comprenne physiquement pourquoi de telles variations existent. Cette compréhension requiert une connaissance globale de la magnétosphère jovienne, qui nécessite des observations continues et à long terme, depuis la Terre (avec notamment des satellites d'observation radio spécifiques de Jupiter ou Saturne, comme  $\mu$ -ORAJES, et bien sûr aussi des observations depuis le sol) ou en envoyant des sondes<sup>16</sup> d'observations in situ « résidentes » dans la magnétosphère de Jupiter (on peut rêver).

En ce qui concerne les perspectives d'utilisation du code existant, on a déjà mentionné la possibilité de substituer aux données de références de Voyager 1 celles de Galileo, mais bien entendu, il serait surtout important de confronter notre modèle tel quel avec les mesures de Galileo, comme on l'a fait pour Ulysse. On espère en particulier pouvoir dire si le tore vu par Galileo est très différent de celui vu par Voyager 1, comme les premières publications sur le sujet le laissent entendre. Ce travail est en cours, et un point est assez encourageant: l'observation conjointe d'un plus grand confinement autour de l'équateur et d'une densité moins raréfiée aux hautes latitudes que les modèles « maxwellien » le prévoyaient, *va a priori* dans le sens que ce que prédit notre modèle « non-maxwellien ».

Notons pour finir que notre modèle remet en cause ce qui était considéré à tort avant Ulysse comme la structure la mieux comprise du tore de plasma d'Io, à savoir son confinement de part et d'autre de l'équateur centrifuge. Il constitue donc pour les radio-astronomes une amélioration des modèles empiriques existants en donnant une vue plus réaliste de l'extension latitudinale du tore, même s'il ne fournit pas un modèle prêt-à-l'emploi, notamment à cause du choix arbitraire des kappa et des anisotropies, mais notons qu'un tel modèle complet n'existe pas pour le moment. Je conclurai à cet égard par une dernière remarque, personnelle : il se trouve que j'ai troqué, en cours de thèse, l'ambition (certainement démesurée) de fournir un modèle spatial de tore « clef en main » contre une découverte expérimentale dans une seule dimension, certes, mais qui m'a permis de débusquer une idée fautive et largement répandue - l'équilibre thermique local du tore -, ce qui est toujours très plaisant. Et mis à part ce plaisir très sérendipiteux,<sup>17</sup> j'ose aussi espérer que ce travail de thèse ne restera pas sans conséquence pour les futures études et modélisations du tore de plasma d'Io.

---

16. notons qu'il existe une possibilité (en cours d'exploitation) d'utiliser des données de polarité de sources radio joviennes (polarisées rectilignement) observées par Voyager durant les mois qui ont précédé et suivi sa rencontre avec Jupiter, et de remonter ainsi à la densité intégrée sur la ligne de visée de ces sources grâce à l'effet « rotation Faraday » [A. Lecacheux, *communication privée*]

17. je tente ce terme cuistre de franglais, qui veut simplement exprimer la joie de trouver ce qu'on ne cherchait pas



## Bibliographie

- [Bagenal, 1989] Bagenal, F., Torus-Magnetosphere coupling, in *Time variable phenomena in the Jovian system* (M. J. S. Belton, R. A. West, and J. Rahe, Eds.), pp. 196-210. NASA SP-494, 1989.
- [Bagenal, 1994] Bagenal, F., Empirical model of the Io plasma torus: I Voyager measurements, *J. Geophys. Res.*, *99*, 11043-11062, 1994.
- [Bagenal and Sullivan, 1981] Bagenal, F. and J. D. Sullivan, Direct plasma measurements in the Io torus and inner magnetosphere of Jupiter, *J. Geophys. Res.*, *86*, 8447-8466, 1981.
- [Bagenal et al., 1985] Bagenal, F., R.L. McNutt, J.W. Belcher, H.S. Bridge and J.D. Sullivan, Revised ion temperatures for Voyager plasma measurements in the Io plasma torus, *J. Geophys. Res.*, *90*, 1755-1757, 1985.
- [Balogh et al., 1992] Balogh, A., M.K. Dougherty, R.J. Forsyth, D.J. Southwood, E.J. Smith, B.T. Tsurutani, N. Murphy, and M.E. Burton, Magnetic field observations during the Ulysses fly-by of Jupiter, *Science*, *257*, 1515, 1992.
- [Bame et al., 1992] Bame, S.J., et al., Jupiter's magnetosphere: plasma description from the Ulysses flyby, *Science*, *257*, 1539, 1992.
- [Barbosa, Coroniti and Eviatar, 1983] Barbosa, D.D., F. V. Coroniti and A. Eviatar, Coulomb thermal properties and stability of the Io plasma torus, *Astrophys. J.*, *274*, 429-442, 1983.
- [Barbosa et al., 1985] Barbosa, D.D., F. V. Coroniti, W.S. Kurth, and F.L. Scarf, Voyager observations of lower hybrid noise in the Io plasma torus and anomalous plasma heating rates, *Ap. J.*, *289*, 392-408, 1985
- [Barbosa and Moreno, 1988] Barbosa, D.D. and M. A. Moreno, Ion diffusion in the cold ion torus, *J. Geophys. Res.*, *93*, 823-836, 1988.
- [Belcher, 1983] Belcher, J.W., The low-energy plasma in the Jovian magnetosphere, in *Physics of the Jovian magnetosphere*, ed. by A. J. Dessler, p. 68, Cambridge University Press, Cambridge, 1983.
- [Belmont, 1981] Belmont, G., Characteristic frequencies of a non-maxwellian plasma: a method for localizing the exact frequencies of magnetospheric intense natural waves near  $f_{pe}$ , *Planet. Space Sci.*, *29*, 1251, 1981.
- [Bernstein, 1958] Bernstein, I.B., Waves in a plasma in a magnetic field, *Phys.Rev.*, *109*, 10, 1958.

- [Bird et al., 1993] Bird, M. K., S. W. Asmar, P. Eidenhofere, O. Funke, M. Patzold, and H. Volland, The structure of Jupiter's Io plasma torus inferred from Ulysses radio occultation observations, *Planet. Space Sci.*, 41, 999-1010, 1993.
- [Birmingham et al., 1981] Birmingham, T.J., J.K. Alexander, M.D. Desch, R.F. Hubbard, and B.M. Pedersen, Observations of electron gyroharmonic waves and the structure of the Io torus, *J. Geophys. Res.*, 86, 8497, 1981.
- [Book, 1986] Book, D.L., NRL Plasma Formulary, Office of Naval Research, Washington, D.C., 1986.
- [Brown, Pilcher and Strobel, 1983] Brown, R. A., C. B. Pilcher, and D. F. Strobel, Spectrophotometric studies of the Io torus, in *Physics of the Jovian magnetosphere*, ed. by A. J. Dessler, p. 197, Cambridge University Press, Cambridge, 1983.
- [Carr, Desch and Alexander, 1983] Carr, T.D., M.D. Desch, and J.K. Alexander, Phenomenology of magnetospheric radio emissions, in *Physics of the Jovian magnetosphere*, ed. by A. J. Dessler, p. 226, Cambridge University Press, Cambridge, 1983.
- [Cheng, 1986] Cheng, A.F., Radial diffusion and ion partitioning in the Io torus, *Geophys. Res. Lett.*, 13, 517-520, 1986
- [Chew, Goldberger and Low, 1956] Chew G.F., Goldberger M. L., Low F.E., The Boltzmann equation and the one-fluid hydrodynamic equations in the absence of particles collisions, *Proc. R. Soc. London Ser. A* 236, 112, 1956.
- [Chiu and Schulz, 1978] Chiu, Y.T., and M. Schulz, Self-consistent particle and parallel electrostatic field distributions in the magnetospheric-ionospheric auroral region, *J. Geophys. Res.*, 83, 629-642, 1978
- [Christiansen et al., 1978] Christiansen, P.J., et al., Geos-1: Identification of natural magnetospheric emissions, *Nature*, 272, 682, 1978.
- [Collier, 1993] Collier, M. R., On generating Kappa-like distribution functions using velocity space Lévy flights, *Geophys. Res. Lett.*, 20, 1531-1534, 1993.
- [Collier and Hamilton, 1995] Collier, M.R. and D.C. Hamilton, *Geophys. Res. Lett.*, 22, 303-306, 1995.
- [Connerney, 1992] Connerney, J.E.P., Doing more with Jupiter's magnetic field, in *Planetary Radio Emissions III*, Austrian Academy of Sciences Press, Vienna, 1992.
- [Couturier et al., 1981] Couturier, P., S. Hoang, N. Meyer-Vernet, and J.-L. Steinberg, Quasi-thermal noise in a stable plasma at rest, *J. Geophys. Res.*, 86, 11, 127, 1981.
- [Crary et al., 1996] Crary, F.J, F. Bagenal, J.A. Ansher, D.A. Gurnett, and W.S. Kurth, Anisotropy and proton density in the Io plasma torus derived from whistler wave dispersion, *J. Geophys. Res.*, 101, 2699, 1996.
- [Cummings, Dessler and Hill, 1980] Cummings, W.D., A. J. Dessler and T. W. Hill, Latitudinal oscillations of plasma within the Io torus, *J. Geophys. Res.*, 85, 2108-2114, 1980.
- [Delcroix et Bers, 1994] Delcroix, J.L., et A. Bers *Physique des plasmas, tome 1*, InterÉditions et CNRS Éditions, Paris, 1994.



- [*Descartes, 1637*] Descartes, R., Discours de la méthode, 1637. (nombreuses rééditions depuis)
- [*Desch, Farrell & Kaiser, 1994*] Desch, M. D., W. M. Farrell, and M. L. Kaiser, Assymetries in the Io plasma torus, *J. Geophys. Res.*, 99, 17205-17210, 1994.
- [*Divine and Garrett, 1983*] Divine N. and H. B. Garrett, Charged particle distributions in Jupiter's magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, 88, 6889-6903, 1983.
- [*Fainberg and Stone, 1993*] Fainberg, J., and R. G. Stone, Polytropic relationship in interplanetary magnetic clouds, *J. Geophys. Res.*, 98, 15331-15342, 1993.
- [*Farrell et al., 1993*] Farrell, W.M., R.J. MacDowall, R.A. Hess, M.L. Kaiser, M.D. Desch, and R.G. Stone, An interpretation of the broadband VLF waves near the Io torus as observed by Ulysses, *J. Geophys. Res.*, 98, 21177, 1993.
- [*Fejer and Yu, 1970*] Fejer, J. A. and W. M. Yu, Excitation of plasma resonances by a small pulsed dipole in a weakly inhomogeneous plasma, *J. Geophys. Res.*, 75, 1919, 1970.
- [*Ferrière and Blanc, 1996*] Ferrière, K.M. and M. Blanc, Plasma transport in rapidly rotating magnetospheres: General equations, *J. Geophys. Res.*, 101, 19871, 1996
- [*Filbert and Kellogg, 1988*] Filbert, P.C., and P.J. Kellogg, On the wavelength of  $(n + 1/2)f_{ce}$  gyroharmonic emissions in the Earth's magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, 93, 11374, 1988.
- [*Gledhill, 1967*] Gledhill, J.A., Magnetosphere of Jupiter, *Nature*, 214, 155-156, 1967.
- [*Gurnett et al., 1981*] Gurnett, D.A., F.L. Scarf, W.S. Kurth, R.R. Shaw, and R.L. Poynter, Determination of Jupiter's electron density profile from plasma wave observations, *J. Geophys. Res.*, 86, 8199, 1981.
- [*Gurnett et al., 1996*] Gurnett, D.A., et al., Galileo plasma wave observations in the Io plasma torus and near Io, *Science*, 274, 391, 1996.
- [*Hall et al., 1995*] Hall, D.T., D.F. Strobel, P.D. Feldman, M.a. McGrath and H.A. Weaver, Detection of an oxygen atmosphere on Jupiter's moon Europa, *Letter to Nature*, 373, 677, 1995.
- [*Harp, 1966*] Harp, R.S., The dispersion characteristics of longitudinal plasma oscillations near cyclotron harmonics, *Proc. 7th Int. Conf. Phenom. Ioniz. Gases*, 2, 294, 1966.
- [*Herbert and Sandel, 1995*] Herbert, F. and B.R. Sandel, Radial profiles of ion density and parallel temperature in the Io plasma torus during the Voyager 1 encounter *J. Geophys. Res.*, 100, 19513-19529, 1995.
- [*Hill et al., 1974*] Hill, T.W., A. J. Dessler, and F.C. Michel, Configuration of the Jovian magnetosphere, *Geophys. Res. Lett.*, 1, 3, 1974.
- [*Hill, 1980*] Hill, T.W., Corotation lag in Jupiter's magnetosphere: comparison of Observation and theory, *Science*, 207, 301, 1980.
- [*Hill and Michel, 1976*] Hill T.W. and T.W. Michel, Heavy ions from the Galilean satellites and the centrifugal distortion of the Jovian Magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, 81, 4561, 1976.

- [*Hill, Dessler and Goertz, 1983*] Hill, T. W., A. J. Dessler, and C. K. Goertz, Magnetospheric models, in *Physics of the Jovian magnetosphere*, ed. by A. J. Dessler, p. 353, Cambridge University Press, Cambridge, 1983.
- [*Hoang et al., 1993*] Hoang, S., N. Meyer-Vernet, M. Moncuquet, A. Lecacheux and B.M. Pedersen, Electron density and temperature in the Io plasma torus from Ulysses thermal noise measurements, *Planet. Space Sci.*, *41*, 1011, 1993.
- [*Huang and Birmingham, 1992*] Huang, T. S. and T. J. Birmingham, The polarization electric field and its effect in an anisotropic rotating plasma, *J. Geophys. Res.*, *97*, 1511-1519, 1992.
- [*Intriligator and Miller, 1981*] Intriligator, D. S. and W. D. Miller, Detection of the Io plasma torus by Pioneer 10, *Geophys. Res. Lett.*, *8*, 409-412, 1981.
- [*Intriligator and Miller, 1982*] Intriligator, D. S. and W. D. Miller, First evidence for a Europa plasma torus, *J. Geophys. Res.*, *87*, 8081-8090, 1982.
- [*Kaiser, 1993*] Kaiser, M. L., Time-variable magnetospheric radio emissions from Jupiter, *J. Geophys. Res.*, *98*, 18,757-18,765, 1993.
- [*Kane et al., 1992*] Kane, M., B. H. Mauk, E. P. Keath, S. M. Krimigis, A convected  $\kappa$  distribution model for hot ions in the Jovian magnetodisc, *Geophys. Res. Lett.*, *19*, 1435-1438, 1992.
- [*Kennel and Ashour-Abdalla, 1982*] Kennel, C.F., and M. Ashour-Abdalla, Electrostatic waves and the strong diffusion of magnetospheric electrons, in *Magnetospheric Plasma Physics*, edited by A. Nishida, Cent. for Acad. Publ., Tokyo, 1982.
- [*Kupo et al., 1976*] Kupo, I., Mekler, Y., Eviatar, Detection of ionized sulfur in the Jovian magnetosphere, *Astrophys. J. Lett.*, *205*, L51-3, 1976.
- [*Lefeuvre et al., 1992*] Lefeuvre, F., J.L. Rauch, D. Lagoutte, J.J. Berthelier, and J.C. Cerisier, Propagation characteristics of dayside low-altitude hiss: Case studies, *J. Geophys. Res.*, *97*, 10601, 1992.
- [*Mei, Thorne and Bagenal, 1995*] Mei, Y., R.M. Thorne and F. Bagenal, Analytical model for the density distribution in the Io plasma torus, *J. Geophys. Res.*, *100*, 1823-1828, 1995.
- [*Meyer-Vernet, 1993*] Meyer-Vernet, N., Aspects of Debye shielding., *Am. J. Phys.*, *61*, 249-257, 1993.
- [*Meyer-Vernet, 1994*] Meyer-Vernet, N., On the thermal noise "temperature" in an anisotropic plasma, *Geophys. Res. Lett.*, *21*, 397, 1994.
- [*Meyer-Vernet and Perche, 1989*] Meyer-Vernet, N., and C. Perche, Tool kit for antennae and thermal noise near the plasma frequency, *J. Geophys. Res.*, *94*, 2405-2415, 1989.
- [*Meyer-Vernet, Hoang & Moncuquet, 1993*] Meyer-Vernet, N., S. Hoang, and M. Moncuquet, Bernstein waves in the Io plasma torus: A novel kind of electron temperature sensor, *J. Geophys. Res.*, *98*, 21163, 1993.
- [*Meyer-Vernet, Moncuquet and Hoang, 1995*] Meyer-Vernet, N., M. Moncuquet, and S. Hoang, Temperature inversion in the Io plasma torus, *Icarus*, *116*, 202, 1995.

- [Meyer-Vernet et al., 1997] N. Meyer-Vernet, S. Hoang, K. Issautier, M. Maksimovic, R. Manning, M. Moncuquet, R.G. Stone, Measuring plasma parameters with thermal noise spectroscopy, à paraître in *Measurement Techniques for Space plasmas, Chapman Conference Proceedings*, edited by AGU, 1997
- [Moncuquet, 1995] Moncuquet, M., Ulysses in the Io plasma torus: electron density and temperature have been measured and models should be revised, *27th ann. DPS meet.* (Hawaï, 9-13/10/1995), *abstract ed. by the AAS*, p.102, 1995.
- [Moncuquet, Meyer-Vernet & Hoang, 1995] Moncuquet, M., N. Meyer-Vernet, and S. Hoang, Dispersion of electrostatic waves in the Io plasma torus and derived electron temperature, *J. Geophys. Res.*, *100*, 21697, 1995.
- [Moncuquet et al., 1997] Moncuquet, M., N. Meyer-Vernet, S. Hoang, R. J. Forsyth, and P. Canu, Detection of Bernstein wave forbidden bands in the Jovian magnetosphere: a new way to measure the electron density, *J. Geophys. Res.*, *102*, 2373, 1997.
- [Morgan, 1985] Morgan, J. S., Models of the Io torus, *Icarus*, *63*, 243-265, 1985.
- [Numerical Recipes, 1992] Press, W.H., S.A. Teukolski, W.T. Vetterling, and B.P. Flannery, *Numerical Recipes in Fortran*, 2nd ed., Cambridge Univ. Press, New York, 1992.
- [Olbert et al., 1968] Olbert, S., A. Egidì, G. Moreno, and L. G. Pai, *Trans. AGU*, *48*, 177, 1968.
- [Ono, 1993] Ono, M., Ion Bernstein heating research, *Phys. Fluids B*, *5*, 241, 1993.
- [Paranicas, 1993] Paranicas, C., Observations of wavelength and convection of electron cyclotron harmonics, *Geophys. Res. Lett.*, *20*, 1779, 1993.
- [Richardson and Siscoe, 1983] Richardson, J. D. and G. L. Siscoe, The non-Maxwellian energy distribution of ions in the warm Io torus, *J. Geophys. Res.*, *88*, 8097-8102, 1983.
- [Schneider and Trauger, 1995] Schneider, N.M. and J.T. Trauger, The Structure of the Io Torus, *Astrophys. J.*, *450*, 450-462, 1995.
- [Schneider et al., 1997] Schneider, N.M., M.H. Taylor, F.J. Crary and J.T. Trauger, On the nature of the  $\lambda_{III}$  brightness asymmetry in the Io torus, *J. Geophys. Res.*, 1997.
- [Schreier et al., 1993] Schreier, R., A. Eviatar, V.M. Vasyliunas, J.D. Richardson, Modeling the Europa plasma torus, *J. Geophys. Res.*, *98*, 21231, 1993.
- [Scudder, 1992] Scudder, J. D., On the causes of temperature change in inhomogeneous low-density astrophysical plasmas. *Astrophys. J.*, *398*, 299-318, 1992a.
- [Scudder, 1992] Scudder, J. D., Why all stars should possess circumstellar temperature inversions, *Astrophys. J.*, *398*, 319-349, 1992b.
- [Scudder and Olbert, 1979] Scudder, J. D. and S. Olbert, A theory of local and global processes which affect solar wind electrons 1. The origin of typical 1 AU velocity distribution functions - steady state theory, *J. Geophys. Res.*, *84*, 2755-2772, 1979.
- [Scudder, Sittler and Bridge, 1981] Scudder, J.D, E. C. Sittler, Jr, and H.S. Bridge, A survey of the

- plasma electron environment of Jupiter: A view from Voyager, *J. Geophys. Res.*, 86, 8157, 1981.
- [Sentman, 1982] Sentman, D. D., Thermal fluctuations and the diffuse electrostatic emissions, *J. Geophys. Res.*, 87, 1455, 1982.
- [Siscoe, 1977] Siscoe, G. L., On the equatorial confinement and velocity space distribution of satellite ions in Jupiter's magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, 82, 1641, 1977.
- [Siscoe and Summers, 1981] Siscoe, G. L. and D. Summers, Centrifugally driven diffusion of iogenic plasma, *J. Geophys. Res.*, 86, 8471-8479, 1981.
- [Sittler and Strobel, 1987] Sittler, E. C., and D.F. Strobel, Io plasma torus electrons: Voyager 1, *J. Geophys. Res.*, 92, 5741, 1987.
- [Smith and Strobel, 1985] Smith, R. A. and D. F. Strobel, Energy partitioning in the Io plasma torus, *J. Geophys. Res.*, 90, 9469-9493, 1985.
- [Smith et al., 1988] Smith, R. A., F. Bagenal, A. F. Cheng, and D. F. Strobel, On the energy crisis in the Io plasma torus, *Geophys. Res. Lett.*, 15, 545-548, 1988.
- [Spitzer, 1962] Spitzer, L. JR., *Physics of Fully Ionized Gases*, Interscience, 1962.
- [Stix, 1992] Stix, T.H., *Waves in plasmas*, Ed. by American Institute of Physics, New York, 1992.
- [Stone et al., 1992] Stone, R. G., et al., The unified radio and plasma wave investigation, *Astron. Astrophys. Supp. Ser.*, 92, 291, 1992 a.
- [Stone et al., 1992] Stone, R. G. et al., Ulysses Radio and Plasma Wave Observations in the Jupiter Environment, *Science*, 257, 1524, 1992 b.
- [Strobel, 1989] Strobel, D. F., Energetics, luminosity, and spectroscopy of Io's torus, in *Time variable phenomena in the Jovian system* (M. J. S. Belton, R. A. West, and J. Rahe, Eds.), pp. 183-195. NASA SP-494, 1989.
- [Summers and Thorne, 1992] Summers, D and R.M. Thorne, A new tool for analyzing microinstabilities in space plasma modeled by a generalized Lorentzian ( $\kappa$ ) distribution, *J. Geophys. Res.*, 97, 16827-16832, 1992.
- [Thomas, 1993] Thomas, N., The variability of the Io plasma torus, *J. Geophys. Res.*, 98, 18737-18750, 1993.
- [Thomas, 1995] Thomas, N., Ion temperatures in the Io plasma torus, *J. Geophys. Res.*, 100, 7925-7935, 1995.
- [Thomas and Lichtenberg, 1997] Thomas, N. and G. Lichtenberg, The latitudinal dependence of ion temperature in the Io plasma torus, *Geophys. Res. Lett.*, 24, 1175-1178, 1997.
- [Vasyliunas, 1968] Vasyliunas, V.M., A survey of low-energy electrons in the evening sector of the magnetosphere with Ogo 1 and Ogo 3, *J. Geophys. Res.*, 73, 2839-2885, 1968.

- [Wu *et al.*, 1995] Wu, F.M., P. Gangopadhyay, and D.L. Judge, Pioneer 10 ultraviolet photometer observations of Jovian UV emission in 1973, *J. Geophys. Res.*, *100*, 3481-3493, 1995.
- [Yang *et al.*, 1992] Yang, Y.S., R.A. Wolf, R.W. Spiro and A.J. Dessler, Numerical simulation of plasma transport driven by the Io torus, *Geophys. Res. Lett.*, *19*, 957-960, 1992.

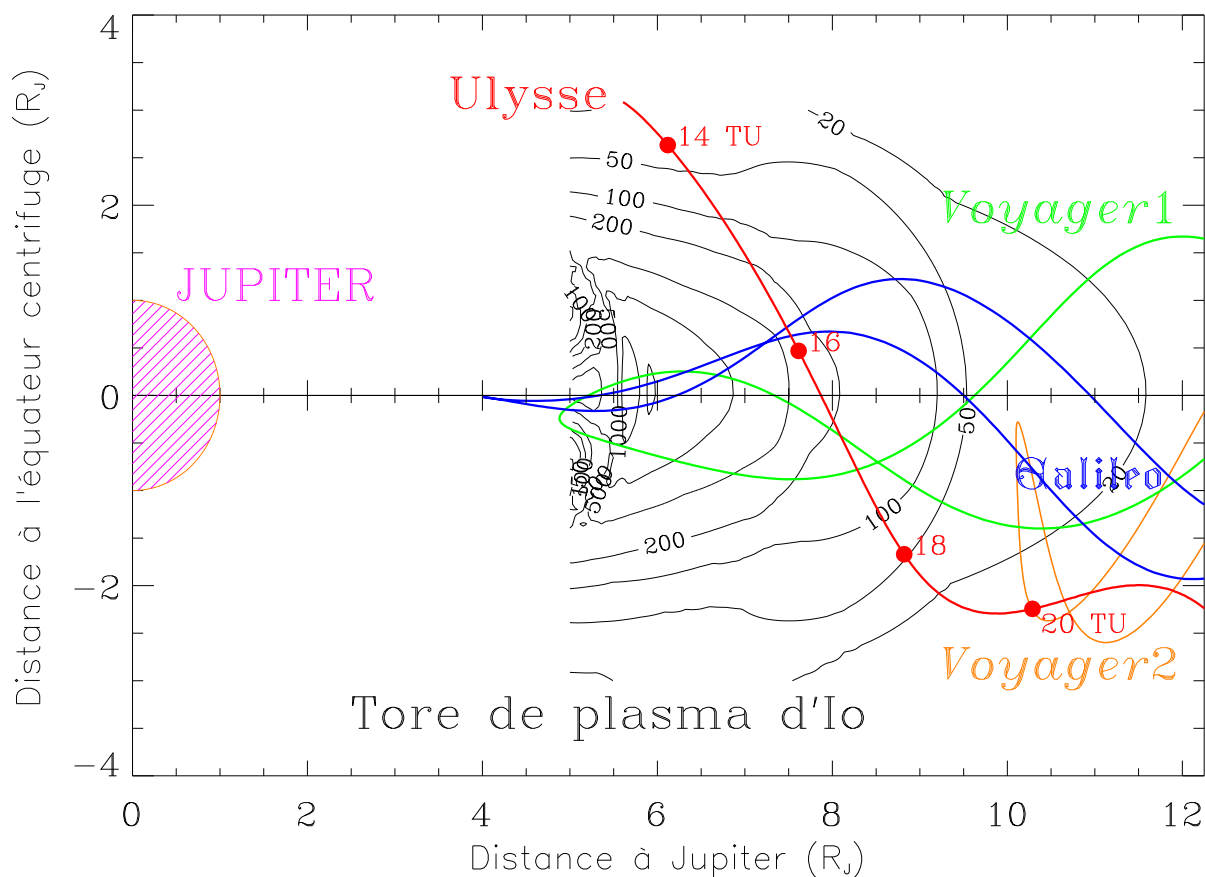


## **Annexe A**

### **Sur les observations**

## A.1 Éphémérides des quatre sondes dans le tore

On montre page ci-contre les coordonnées « magnétosphériques » complètes des sondes Voyager 1 & 2, Ulysse et Galileo lorsqu'elles ont traversé le tore de plasma d'Io, en 1979, 1980, 1992 et 1996, respectivement. On les a calculés à partir des éphémérides courantes produites par les capitaines de ces différents vaisseaux (NASA ou ESA) (et en utilisant le modèle de champ magnétique  $O_6$  [Connerney, 1992] pour obtenir l'équateur centrifuge). On a reproduit ci-dessous la figure I.2 (p. 13) qui va avec.





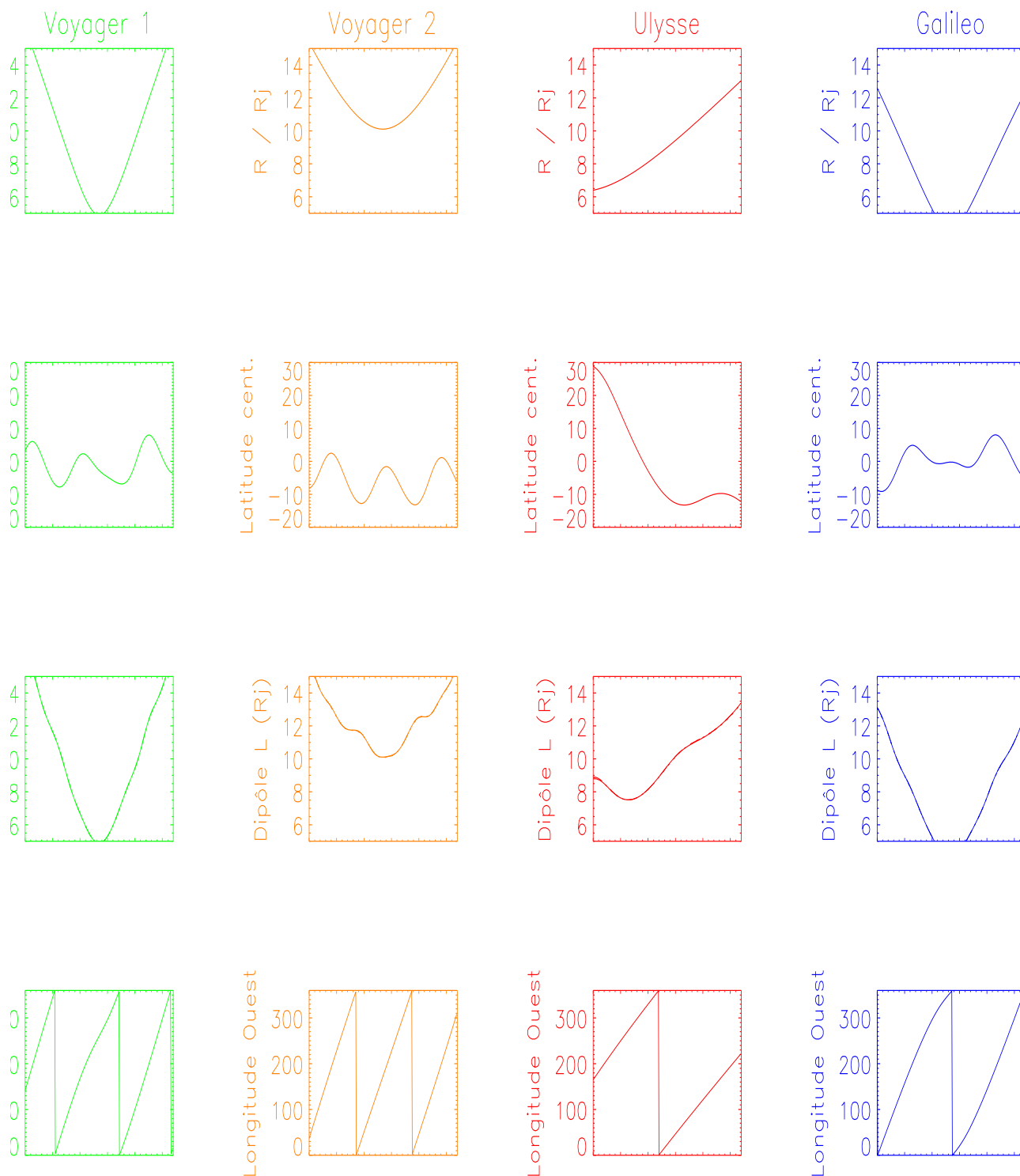


FIG. A.1 – Distance jovicentrique, latitude centrifuge (en degrés), rayon du dipôle à l'équateur magnétique (L) et longitude ouest (ou CML, en degrés) des quatre visiteurs du tore.

## A.2 Bruit thermique dans le vent solaire

Rappelons tout d'abord que la densité spectrale d'un signal est donnée par la transformée de Fourier de sa fonction d'autocorrélation. Si ce signal est la tension recueillie aux bornes d'une antenne immergée dans un plasma -le vent solaire- ayant une vitesse d'expansion  $\vec{V}$ , et en notant  $\vec{J}(\vec{k})$  la T.F de la distribution de courant le long de l'antenne d'une part et  $E^2$  la fonction d'autocorrélation du champ électrostatique variable vu par l'antenne d'autre part, on aura :

$$V_{\omega}^2 = \frac{2}{(2\pi)^3} \int d^3k \left| \frac{\vec{k} \cdot \vec{J}}{k} \right|^2 E^2(\vec{k}, \omega - \vec{k} \cdot \vec{V}) \quad (\text{A.1})$$

À des fréquences très supérieures à la fréquence gyromagnétique (sans quoi, on peut voir par exemple le chapitre II de la thèse), on a :

$$E^2(\vec{k}, \omega) = 2\pi \frac{\sum_j q_j^2 \int d^3v f_j(\vec{v}) \delta(\omega - \vec{k} \cdot \vec{v})}{k^2 \epsilon_0^2 |\epsilon_L(\vec{k}, \omega)|^2} \quad (\text{A.2})$$

$f_j(\vec{v})$  étant la distribution de vitesse de la  $j^{\text{e}}$  espèce de charge  $q_j$ , et  $\epsilon_L(\vec{k}, \omega)$  la fonction diélectrique longitudinale du plasma. Le terme  $\vec{k} \cdot \vec{J}$  dépend de la forme et de la direction de l'antenne, et le signal réel collecté en entrée du récepteur n'est pas exactement  $V_{\omega}^2$  puisqu'il dépend aussi des impédances du récepteur et de l'antenne [pour plus de détails, voir *Meyer-Vernet and Perche, 1989*]. On veut surtout ici montrer l'équation A.2 qui permet de comprendre pourquoi on peut, moyennant un certain nombre de conditions<sup>1</sup> satisfaites par l'instrument URAP d'Ulysse dans le vent solaire, « remonter » à la distribution de vitesse des électrons et fournir un diagnostic assez précis des densités et températures du plasma ambiant.

En pratique, on procède de la façon suivante : on se donne un modèle de distribution des vitesses du plasma que l'on veut mesurer (en général, une distribution cœur+halo; comme il ne s'agit pas d'une distribution exactement maxwellienne, on parle alors de *bruit quasi-thermique*), on calcule la densité spectrale aux bornes de l'antenne en utilisant notamment les équation ci-dessus, et on déduit les paramètres du plasma en ajustant le modèle aux spectres observés. Notons que ni le calcul théorique [*Meyer-Vernet and Perche, 1989*], ni la méthode d'ajustement aux spectres expérimentaux [voir l'appendice du papier *Maksimovic et al.* référencé ci-contre] ne sont complètement immédiats. Dans le vent solaire et avec une distribution core+halo, les paramètres les mieux déterminés sont la densité totale (à  $\sim 1\%$ ) et la température des froids (mieux que 15%).

Le diagnostic de la densité totale des électrons est excellent car, à la fréquence plasma, qui est un zéro de la fonction diélectrique  $\epsilon_L$ , le bruit s'accroît considérablement (quelle que soit la distribution, voir Éq.A.2), formant un pic de puissance très marqué sur chaque spectre et, sur les spectrogrammes, une « ligne » continue fort intense par rapport au bruit de fond que l'on peut suivre très nettement sur la figure A.2. Le diagnostic de température nécessite par contre, via l'ajustement, de connaître la forme précise du spectre immédiatement en amont et, sur une large gamme, en aval de la fréquence plasma. Par exemple, sur la figure A.2, on ne pourra pas porter de diagnostic de température précis pendant la période allant d'environ 8 à 11 heures T.U, car un type III solaire très intense vient polluer les spectres de bruit quasi-thermique au-dessus de la fréquence plasma (qui reste cependant très visible car elle se comporte comme une fréquence de coupure vis-à-vis de l'émission type III solaire).

Notons enfin que le diagnostic du bruit quasi-thermique a été récemment étendu à l'estimation de la vitesse du vent solaire (dont les équations A.1 et A.2 dépendent) par la modélisation et ajustement aux

1. essentiellement, l'antenne doit être plusieurs fois plus longue que la longueur de Debye pour observer les ondes de Langmuir.

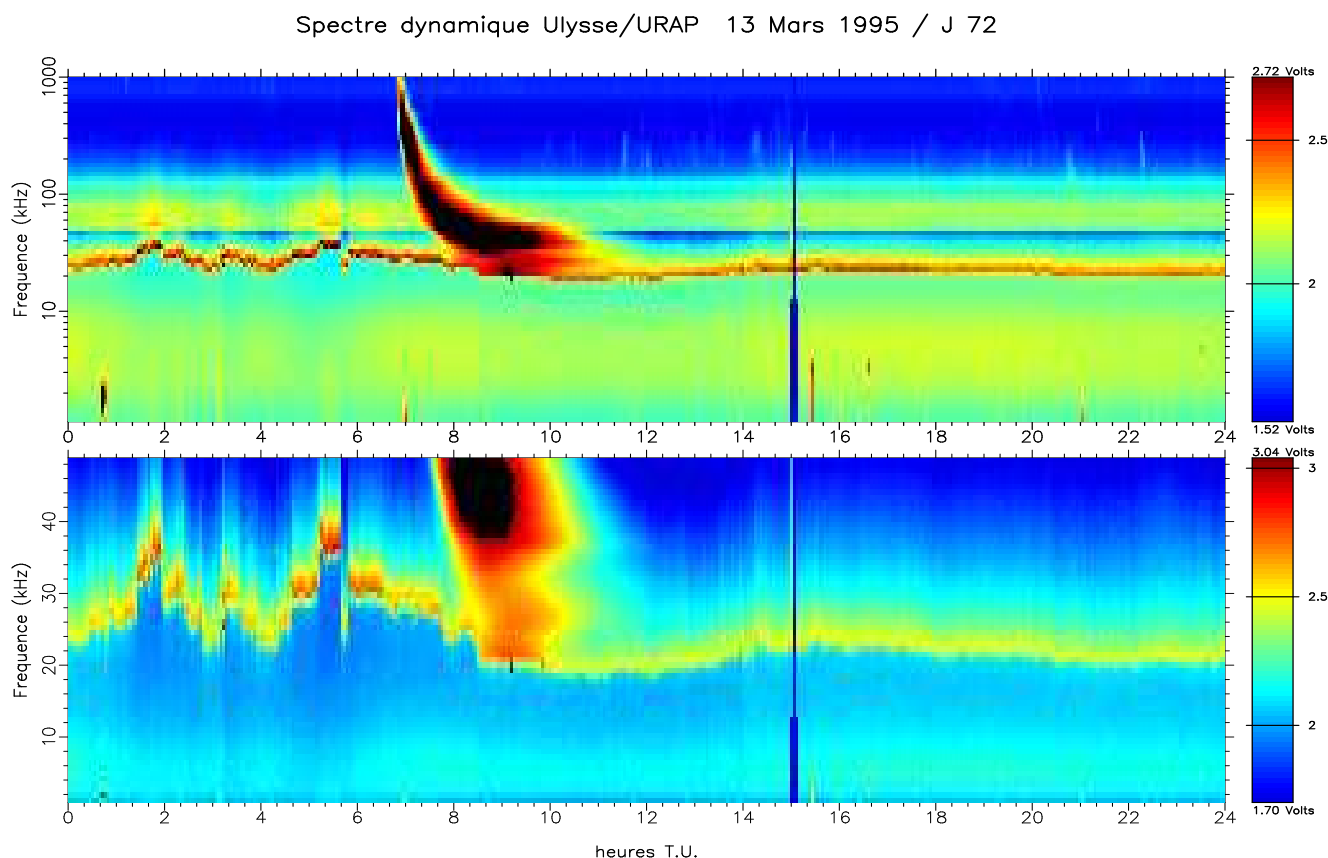


FIG. A.2 – Spectre dynamique de routine obtenu par Ulysse durant la journée du 13 mars 1995, dans le vent solaire

spectres d’Ulysse du bruit thermique des protons décalé Doppler (au dessous de la fréquence plasma) [voir les articles d’*Issautier et al.* référencés ci-dessous].

Petite bibliographie chronologique des principaux papiers relatifs à l’analyse du bruit quasi-thermique sur Ulysse dans le vent solaire :

*S. Hoang, N. Meyer-Vernet, J-L Bougeret, C.C. Harvey, C. Lacombe, A. Mangeney, M. Moncuquet, C. Perche, J-L Steinberg, R.J. MacDowall, R.G. Stone*, Solar wind thermal electrons in the Ecliptic plane between 1 and 4 AU: Preliminary results from the Ulysses Radio Receiver, *Geophys. Res. Lett.*, 19, 1295-1298, 1992.

*M. Maksimovic, S. Hoang, N. Meyer-Vernet, M. Moncuquet, J-L Bougeret, J.L. Phillips, P. Canu*, The solar wind electron parameters from quasi-thermal noise spectroscopy, and comparison with other measurements on Ulysses, *J. Geophys. Res.*, 100, 19881-19891, 1995.

*S. Hoang, N. Meyer-Vernet, K. Issautier, M. Maksimovic, M. Moncuquet*, Latitude dependence of Solar Wind plasma thermal noise: Ulysses radio observations, *Astron. Astrophys.*, 316, 430-434, 1996.

*K. Issautier, N. Meyer-Vernet, M. Moncuquet, S. Hoang*, A novel method to measure the solar wind speed, *Geophys. Res. Lett.*, 23, 1649-1652, 1996.

*K. Issautier, N. Meyer-Vernet, M. Moncuquet, S. Hoang*, Pole to pole solar wind density from Ulysses radio measurements, *Solar physics*, 172, 335-343, 1997.

*K. Issautier, N. Meyer-Vernet, M. Moncuquet, S. Hoang*, Solar wind radial and latitudinal structure : electron density and core temperature from Ulysses thermal noise spectroscopy, *J. Geophys. Res.* à paraître, 1997.

### A.3 Un passage de Wind dans la Plasmasphère

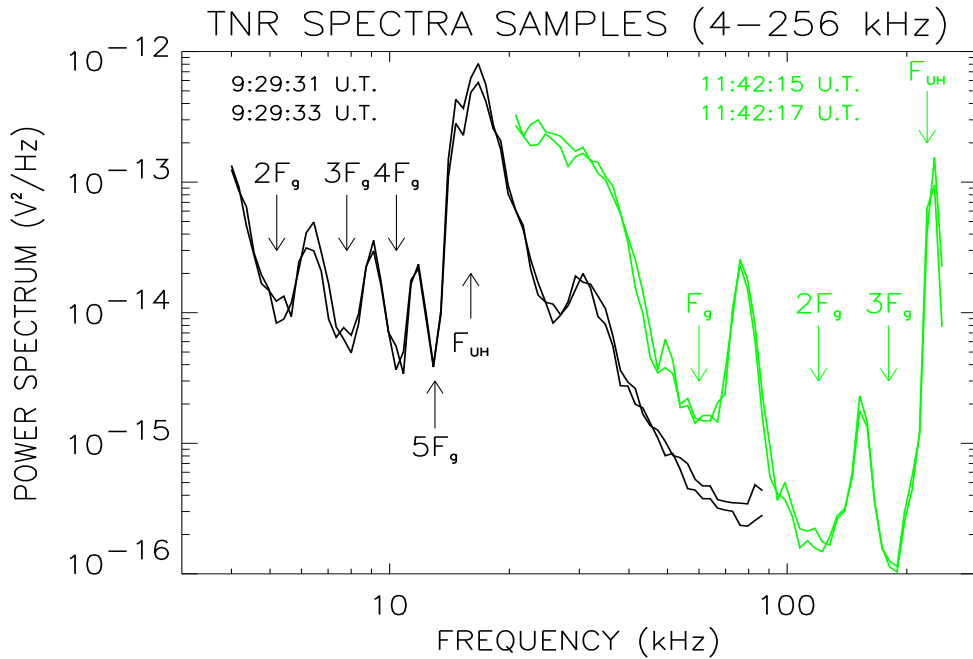


FIG. A.3 – Quelques spectres acquis sur Wind dans la Plasmasphère, montrant les minima aux harmoniques de la fréquence gyromagnétique et le pic de puissance à la fréquence hybride-haute

On a profité d'un passage de la sonde Wind dans la Plasmasphère de la Terre pour recueillir quelques spectres de bruit quasi-thermique en modes de Bernstein (voir le spectre dynamique III.3) et dont on montre quelques échantillons ci-dessus. On n'a pas pu, comme avec Ulysse dans le tore d'Io, exploiter la modulation de spin, ni la détection des  $f_Q$ , mais on a pu déterminer la magnitude du champ magnétique (cf. p.49), les densités électroniques totales par reconnaissance de la fréquence hybride-haute, et estimer la température des froids et des chauds par les minima des spectres et les maxima atteints entre les gyroharmoniques en utilisant :  
[voir Meyer-Vernet, Hoang & Moncuquet, 1993]

$$V_{min}^2 \approx \sqrt{2/\pi} k_b T_c / \epsilon_o L f_p \approx 3 \times 10^{-13} T_c / L f_p$$

$$V_{max}^2 \sim 0.2 V_{min}^2 \times (T_h / T_c) (f_p / f_g)$$

La figure ci-contre montre les résultats des densités et températures des froids acquis dans la Plasmasphère le 16 novembre 1994 (avec quelques indications des distances géocentriques sur l'axe des temps). Il existe trois périodes de Wind ainsi exploitables (ces deux figures proviennent d'une communication faite lors d'une réunion de printemps de l'AGU) et ce travail sera publié très prochainement.

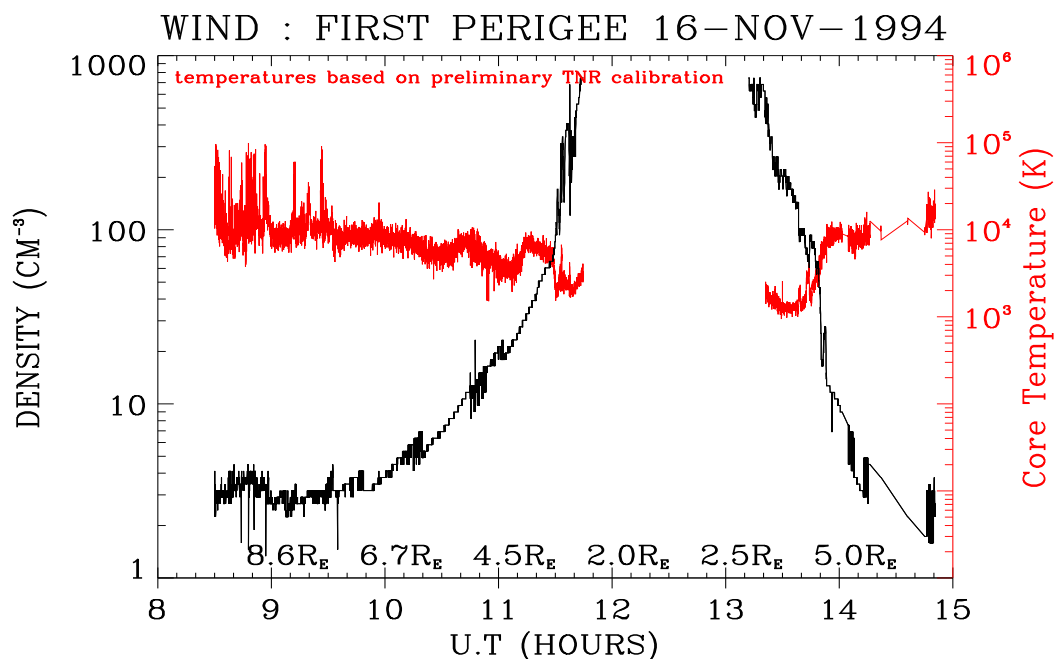


FIG. A.4 – Densité et température des électrons froids dans la Plasmasphère déduites par l'analyse du bruit quasi-thermique en modes de Bernstein.

Ces méthodes de spectroscopie du bruit thermique en milieu magnétisé devront être développées et améliorées, en particulier pour pouvoir les utiliser au mieux sur Cassini (voir page suivante) et sur deux futures missions près de la Terre :

1° IMAGE, qui est une sonde d'exploration et d'imagerie radar de la Magnétosphère de la Terre (magnétogaine et magnétopause par sondage radar, mesures in situ par bruit thermique) dotée d'un ensemble d'antennes susceptibles de mesurer le bruit aussi bien dans la cavité magnétosphérique que lors de passages fréquents de la sonde à travers la Plasmasphère (IMAGE devrait être lancée par la NASA en 2001).

2°  $\mu$ -ORAJES, qui est un projet de mission d'observation des émissions radio de Jupiter et Saturne, qui orbitera dans la Magnétosphère terrestre sur une orbite équatoriale (l'idée de base étant de se servir du *cutoff* à la fréquence plasma de la Plasmasphère pour arrêter le maximum d'émissions radio terrestres -comme AKR par exemple- polluantes) et dont les antennes mesureront bien sûr aussi le bruit thermique ambiant.

### A.4 Ce qu'on devrait observer avec Cassini

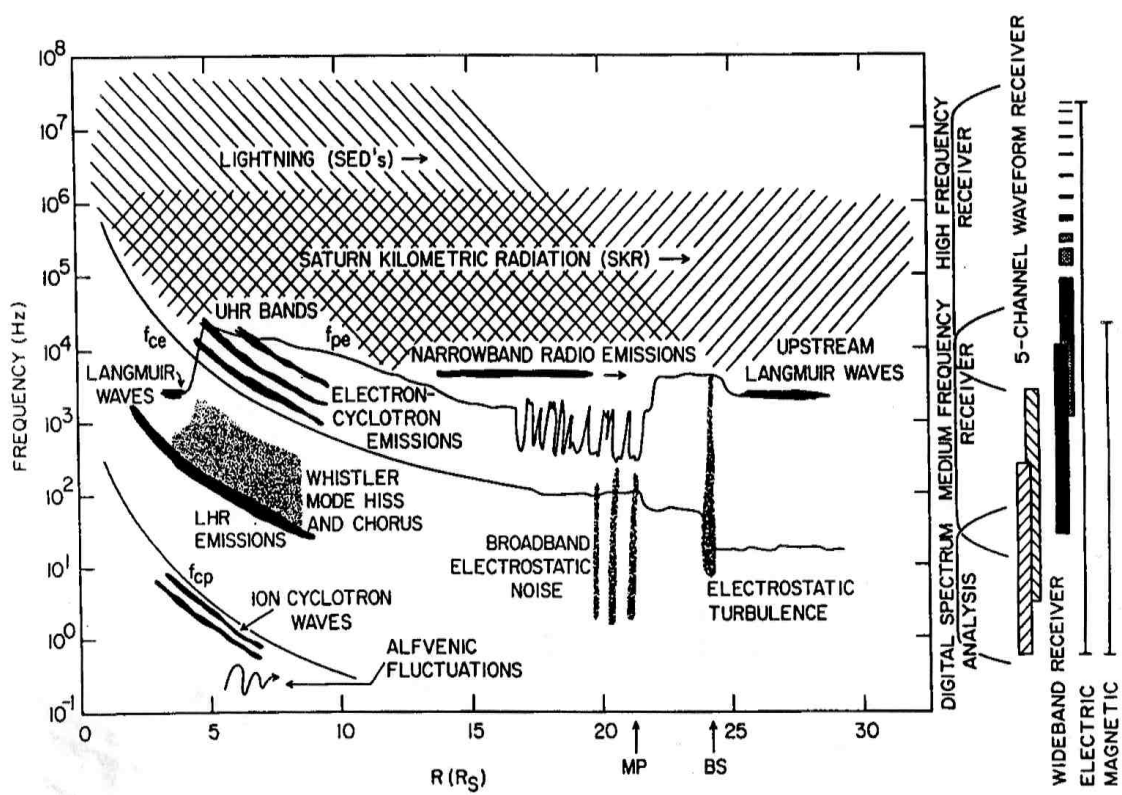


FIG. A.5 – Un spectre dynamique espéré.[d'après un document technique du Department of Physics & Astronomy, University of Iowa]

# Annexe B

## Sur le modèle

### **B.1 Publication :** *Temperature Inversion in the Io Plasma Torus*

[N. Meyer-Vernet, M. Moncuquet et S. Hoang, publié en 1995 dans *Icarus*, Vol. 116, pages 202-213]

# Temperature inversion in the Io plasma torus

NICOLE MEYER-VERNET, MICHEL MONCUQUET, AND SANG HOANG

*Département de Recherche Spatiale, CNRS URA 264, Observatoire de Paris, 92195 Meudon Cedex, France*

Received September 27, 1994; revised January 19, 1995

## Abstract

**We present *in situ* measurements of electron parameters as a function of latitude in the Io plasma torus, deduced from an extended analysis of the radio and plasma wave data acquired on board Ulysses. We find that the density and temperature are anticorrelated and obey an approximate polytrope law  $T_e \propto 1/\sqrt{n_e}$ . We interpret this result with a simple model based on velocity filtration by the potential which confines the particles to the equator. In the absence of local thermal equilibrium, suprathermal particles overcome more easily the potential; thus the temperature increases with latitude in anticorrelation with the density, which decreases less steeply than the Gaussian corresponding to equilibrium. This explains the observed polytrope relation, and the calculated densities fit quite well the measured density profile. These results illustrate in the Io torus a general behaviour of low-density inhomogeneous plasmas, anticipated by Scudder (1992, *Astrophys. J.* 398, 299-319).**

## 1 INTRODUCTION

In February 1992, the Ulysses spacecraft passed through the Io plasma torus. A preliminary estimate of electron density and temperature was obtained by Hoang *et al.* [1993] from the spectrum of the plasma quasi-thermal noise (Meyer-Vernet and Perche [1989]) measured by the radio and plasma wave experiment (Stone *et al.* [1992a]). This determination used both the upper-hybrid frequency peak, as in (Stone *et al.* [1992b]), and a novel technique based on the polarization of Bernstein waves (Meyer-Vernet *et al.* [1993]). A detailed analysis of the data has subsequently given the dispersion characteristics of these waves (Moncuquet *et al.* [1995]), yielding more precise and extended results. The present paper studies these *in situ* values of the electron density and temperature as a function of latitude in the torus.

The Ulysses trajectory was basically north-to-south (crossing the Jovian magnetic equator at about  $8 R_J$  from Jupiter), in contrast to Voyager which explored the torus

near the equatorial plane. Hence the present results provide the first *in situ* measurement of the torus latitudinal structure; they are unique, since Ulysses particle analyzers were not operating near Jupiter. This may be an important key to understand this medium, of which no self-consistent theory yet exists, and whose energy balance is not fully understood (see for example Barbosa *et al.* [1983]; Smith and Strobel [1985]; Smith *et al.* [1988]; Strobel [1989]).

We first briefly recall the principle of the measurement and its significance when the plasma is not in equilibrium. We then show that, instead of being constant along magnetic field lines – as currently assumed in the torus models (Bagenal and Sullivan [1981]; Divine and Garrett [1983]; Bagenal [1994]) – the (bulk) temperature varies with latitude in anticorrelation with the density, following an approximate polytrope law with an exponent smaller than one.

We suggest a simple interpretation in terms of velocity filtration by the ambipolar electric field set up in the presence of plasma corotation, which tends to confine particles close to the centrifugal equator: since the more energetic electrons overcome more easily the confining potential, their proportion increases outside the equatorial region whereas the bulk density decreases; so that the density and temperature are anticorrelated. This mechanism only works if the velocity distribution is not Maxwellian. This basic property of a confining potential to act as a high-pass filter for particle energies – yielding anticorrelated density and temperature – was first noted by Scudder (1992a), who suggested that it should hold in many astrophysical contexts, and used it to explain temperature inversions in stellar coronae (Scudder 1992b). This allows us to build a simple model of the latitudinal density profile in the outer plasma torus, which we will compare with our observations.



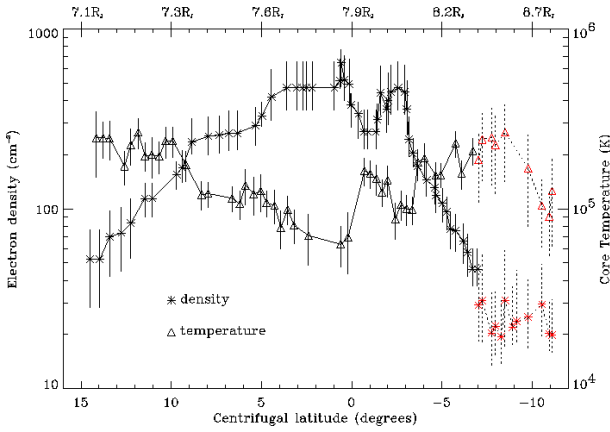


Figure 1: Electron density and temperature versus Jovian centrifugal latitude, measured in situ by the radio and plasma wave experiment aboard Ulysses. The corresponding Jovicentric distance in Jovian radii is indicated at the top (dotted error bars identify the data for which the measurements of  $n_e$  and  $T_e$  are not independent of each other).

## 2 ELECTRON MEASUREMENTS FROM BERNSTEIN WAVES

### 2.1 Electron density and temperature

Measurements of the dispersion characteristics of electrostatic waves reveal the properties of the ambient plasma electrons. In the Io torus, the Ulysses filamental dipole antennae were longer than electrostatic wavelengths; in this case, the antenna's directivity pattern is especially suitable to deduce the electrostatic wave vector modulus  $k$  from the observed polarization (Meyer-Vernet [1994]). This method has been extensively applied to the plasma quasi-thermal noise measured aboard Ulysses between the electron gyroharmonic frequencies, to deduce dispersion characteristics  $k(\omega)$  of Bernstein waves in the Io torus (Moncuquet *et al.* [1995]).

If the electrons are Maxwellian – with temperature  $T_e$ , the normalized dispersion relation  $\sqrt{T_e} \times k(\omega)$  is known theoretically (Bernstein [1958]), and depends only on the magnetic field  $B$  and the plasma frequency  $f_p$ . Using independent measurements of  $B$  from the inboard magnetometer (Balogh *et al.* [1992]) or from the wave spectral minima (Meyer-Vernet *et al.* [1993]), and of  $f_p$  (Hoang *et al.* [1993]), one can thus deduce the temperature  $T_e$  by fitting the theoretical dispersion curves to the experimental ones (Moncuquet *et al.* [1995]). Since  $T_e$  is the sole unknown parameter in the fitting, this determination can be fairly precise. If the electrons are not Maxwellian, this method gives an effective temperature which is defined in Section 2.2.

The temperature thus obtained is plotted in Fig.1 from +15 to  $-7^\circ$  Jovian centrifugal latitude (the latitude is referenced to the classical centrifugal surface reference, using an approximate tilted dipole magnetic field model). We have superimposed the density  $n_e = (f_p/9)^2$  (in S.I. units) determined by Hoang *et al.* [1993]. It is important to note that in this region, our measurements of  $T_e$  are based on a part of the dispersion relation which is nearly independent of  $f_p$  (because  $f_p$  is large enough); thus any correlation observed between  $n_e$  and  $T_e$  cannot be an artefact due to the measuring process.

For negative latitudes beyond  $-7^\circ$  in the torus, no independent measurement of  $f_p$  could be obtained. In that region, Moncuquet *et al.* [1995] deduced both  $n_e$  and  $T_e$ , by using the full dispersion characteristics. These measurements of  $n_e$  and  $T_e$  are thus not independent, and are less precise. They are plotted in Fig.1 with dotted error bars, and will not be used in analysing the relation between  $n_e$  and  $T_e$ .

### 2.2 Significance of the temperature

It is important to discuss the significance of the measured temperature, since the electron velocity distribution is not Maxwellian in the region explored. The electron analyzers aboard Voyager (Scudder *et al.* [1981], Sittler and Strobel [1987]) detected at this Jovicentric distance ( $R \approx 8R_J$ ) a suprathermal population 10–30 times hotter than the main (cold) population, and representing a few percent of the total density. The presence of such a population was confirmed by Ulysses data, since it allowed us to interpret quantitatively the suprathermal level of electrostatic fluctuations in Bernstein waves (Meyer-Vernet *et al.* [1993]). This minor hot population does not affect significantly the part of the dispersion relation used in our temperature measurements (Moncuquet *et al.* [1995]), so that, if the velocity distribution were a mere superposition of a cold and such a hot population – both being Maxwellian, the measured temperature plotted in Fig.1 would be approximately that of the main (cold) population.

However, the velocity distribution is expected to be more complex than a superposition of two Maxwellians. Firstly, the Voyager electron analyzer results clearly showed that the hot electrons were not Maxwellian distributed (Scudder *et al.* [1981]). Secondly, these analyzers had a low-energy threshold of 10 eV, and the spacecraft was negatively charged, thereby yielding a higher effective threshold (Scudder *et al.* [1981], Sittler and Strobel [1987]); since  $10 \text{ eV} \approx 1.2 \times 10^5 \text{ K}$  in temperature units, this implies that a significant part of the main (cold) population could not be detected, so that the precise shape of the distribution at low energies is unknown. Hence, although the cold electron distribution could be roughly

fitted to a Maxwellian, it is not certain that it was precisely Maxwellian. On the other hand, aboard Ulysses, the particle analyzers were unfortunately not operating in the torus, and the frequency range in which we measured the dispersion relation was not large enough to settle that question.

Hence, let us consider a more general case: a non-Maxwellian distribution made of a superposition of several Maxwellians of densities  $n_\alpha$  and temperatures  $T_\alpha$ . Since our Bernstein wave measurements were mostly made in the middle of the first gyroharmonic band, it can be shown (Moncuquet *et al.* [1995]) that they are not sensitive to the mean energy of the distribution, i.e., to the traditional temperature  $T = \sum n_\alpha T_\alpha / \sum n_\alpha$ . Instead, our measurements give an effective temperature  $T_{eff}$  defined by:

$$1/T_{eff} = \sum_{\alpha} (n_{\alpha}/T_{\alpha}) / \sum_{\alpha} n_{\alpha} \quad (1)$$

if the densities and temperatures of the individual populations have similar orders of magnitude, or if the hot population densities are much smaller than that of the coldest one. In this case, the temperature plotted here is thus  $T_{eff}$ . This effective temperature  $T_{eff}$  is defined from the mean *inverse* energy of the particles, and is thus mainly sensitive to the cold electrons; this is reminiscent of the classical Debye shielding, which depends on the same effective temperature, albeit for different reasons (Meyer-Vernet [1993]).

### 3 POLYTROPE RELATION

#### 3.1 Relation between density and temperature

Let us study the relation between  $n_e$  and  $T_e$ . We only consider the region from  $+15$  to  $-7^\circ$  centrifugal latitude, where the  $n_e$  and  $T_e$  measurements are independent and the uncertainties rather small. Fig. 2 shows the data plotted as temperature versus density in a log-log format, and the associated best-fit line. Since it would be inadequate to determine the slope from a classical linear least-squares fitting, because of the finite errors bars on both  $n_e$  and  $T_e$ , we used a standard (non-linear) approach taking into account the uncertainties on both variables (Press *et al.* [1992]); to calculate the  $\chi^2$  merit function, the square deviations between measurements and model are weighted by  $1/(\sigma_{T_e}^2 + (\gamma - 1)^2 \sigma_{n_e}^2)$ , where  $\sigma_{T_e}$  and  $\sigma_{n_e}$  are the measurement uncertainties and  $\gamma - 1$  the slope to be determined, in log-log coordinates. This yields the polytrope relation

$$T_e \propto n_e^{\gamma-1} \quad (2)$$

with  $\gamma = 0.48 \pm 0.06$  ( $3\sigma$ ).

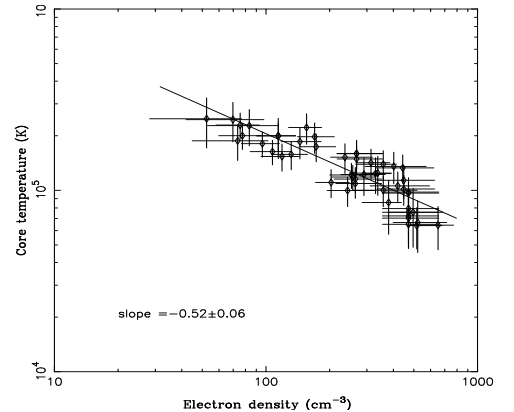


Figure 2: Electron parameters measured in situ aboard Ulysses, plotted as temperature versus density, and the associated best-fit line. The data span  $\sim 3R_J$  in latitudinal distance. (The longitude varies by  $\approx 90^\circ$ , centered near  $\lambda_{CML} \approx 310^\circ$ , and the Jovicentric distance only varies from 7.1 to 8.4  $R_J$ . We have used the data plotted with solid error bars in Fig. 1, which are independent measurements of  $n_e$  and  $T_e$ .)

The correlation coefficient between  $n_e$  and  $T_e$  is  $r = -0.87$ . Given the number of data points (46), the level of significance of that anticorrelation is very high.

#### 3.2 Discussion

Some anticorrelation between  $n_e$  and  $T_e$  can also be seen in some of the results of the particle analyzers aboard Voyager, although it has not been quantified (Scudder *et al.* [1981]; Sittler and Strobel [1987]). However, as we said, Voyager mainly explored the variations with Jovicentric distance near the equator, whereas Ulysses mainly explored the variation with latitude. Indeed, the region involved in Fig. 2 spans  $\sim 3R_J$  in full latitudinal extension but only  $\sim 1R_J$  in Jovicentric distance. Owing to that special trajectory and to the general predominance of the latitudinal gradient over the radial one, most of the variation observed here in  $n_e$  and  $T_e$  can be ascribed to the change in latitude. This is confirmed by the approximate latitudinal symmetry exhibited in Fig. 1 (whereas the small variation in Jovicentric distance should be responsible for most of the slight asymmetry observed; we will return to this point in Section 5.3.).

The presence of the Jovian magnetic field – with the corresponding very small particle gyroradii – makes the physics of the latitudinal and radial variations basically different, since they take place respectively along and across  $\mathbf{B}$ . With the largest density and smallest temperature measured here in the vicinity of equator (i.e.,  $n_e \approx 650 \text{ cm}^{-3}$  with  $T_e \approx 6.3 \times 10^4 \text{ K}$ ), the free path of thermal electrons for Coulomb collisions with like parti-

cles (Spitzer [1962]) is  $l_{pm} \approx 6 R_J$ . Since  $l_{pm} \propto T_e^2/n$ , the mean free path is larger away from the equator, and still larger for suprathermal electrons. Other free paths, such as those corresponding to Coulomb encounters with ions and/or with the hot electron population – or to collisional ionization or excitation, or recombination – are of the same order or larger, as are ion free paths (see Strobel [1989]). On the other hand, one sees in Fig.1 that  $T_e$  typically increases by a factor of two – whereas  $n_e$  decreases by a factor of four – over about  $7^\circ$  latitude, which corresponds to a distance of only  $\sim 1 R_J$  along field lines. This is much smaller than the free paths estimated above. Thus the time for a particle to move over a characteristic scale length along  $\mathbf{B}$  is short compared to other time scales. The reverse is true in the radial direction, since the time scales for diffusion perpendicular to  $\mathbf{B}$  are expected to be very large (see for example Siscoe and Summers [1981]).

The polytrope relation  $T_e \propto 1/\sqrt{n_e}$  found here over more than one decade in density is incompatible with the assumption of constant (bulk) temperature along field lines made in the torus models (see Divine and Garrett [1983], Bagenal and Sullivan [1981], Bagenal [1994]), since, as we said, our measured temperature is mostly sensitive to the bulk cold electron population. It would also be difficult to explain our results by longitudinal asymmetries (Desch *et al.* [1994]), since such an explanation would require an *ad-hoc* four-fold temperature variation over  $\sim 45^\circ$  longitude, being, by chance, adequately symmetrical.

Our results are also incompatible with an adiabatic ( $\gamma = 5/3$ ), or CGL (Chew *et al.* [1956]) double-adiabatic behaviour. In particular, with an anisotropic distribution, our measurement gives the temperature  $T_{e\perp}$  perpendicular to  $\mathbf{B}$  (Meyer-Vernet *et al.* [1993]), and the results are then incompatible with the CGL relation  $T_{e\perp} \propto B$ , since  $B$  varies by less than 15 % over  $10^\circ$  latitude. This is not surprising since with free paths so large as compared to the scale height, the traditional fluid closure approximations are not expected to be applicable; the existence of important parallel electric fields strongly violates the CGL ordering scheme further; (anyway, one would not expect to find an adiabatic or double-adiabatic behaviour along field lines, since they are perpendicular to the mean bulk velocity, so that the fluid energy equation has no component parallel to  $\mathbf{B}$ .)

With these large free paths, one should use a microscopic plasma description, i.e., take explicitly the velocity distribution into account. In this case, it is well known that with an isotropic Maxwellian, the temperature should be constant along field lines (see Section 4.3), which is incompatible with our results. Adding a hot Maxwellian tail to the distribution (Sittler and Strobel [1987], Bagenal [1994]) cannot explain our results either, since our measurement scheme is roughly insensitive to the hot compo-

nent; (we will return to this point in Section 4.5). Now, what would happen with an anisotropic Maxwellian, i.e., the so-called bi-Maxwellian? The problem has been formulated in detail by Chiu and Schulz (1978), and applied in particular to Jupiter by Huang and Birmingham (1992) without considering the problem of accessibility in phase space. Under that assumption, which is relevant in the latitude range considered here, the sense of anisotropy expected in the torus ( $T_\perp \gtrsim T_\parallel$ ) should produce a *decrease* of  $T_\perp$  with latitude (Huang and Birmingham [1992]). To yield a temperature increase, the sense of anisotropy should be opposite; moreover, the relative increase should then be necessarily smaller than that of  $B$ , i.e., rather small, whatever the anisotropy factor.

Hence, a microscopic plasma description cannot explain our results if the (bulk) velocity distribution is a Maxwellian or a bi-Maxwellian.

This is not surprising with the above parameters since the collisions are not expected to be sufficient to drive the distributions to local Maxwellians (or bi-Maxwellians) in the presence of the latitudinal gradient. Even if the free paths of thermal particles were not so large, the presence of the suprathermal particles – which have free access to still larger distances since the free paths increase as the fourth power of the velocity – should preclude the achievement of local thermal equilibrium. The basic importance of such a non-local behaviour in space plasmas was first noted by Scudder and Olbert (1979) in the context of the solar wind.

## 4 VELOCITY FILTRATION IN THE IO TORUS

### 4.1 Position of the problem

In the outer torus, the main external force acting on the charged particles along the magnetic field is produced by the centrifugal force due to plasma corotation. As is well known, since the electrons are much lighter than ions, they feel a much smaller centrifugal force and an ambipolar electric field must exist to preserve local charge quasi-neutrality. This field confines the electrons in the same region as ions, i.e. near the point along any given magnetic field line where the  $\mathbf{B}$ -aligned component of the centrifugal force vanishes (Gledhill [1967]); this defines the so-called centrifugal equator (which is slightly shifted from the magnetic equator since the planet's magnetic and spin axis do not exactly coincide).

In a first approximation, the particles are thus confined near the equator by forces deriving from potentials: the electrostatic force for electrons, the electrostatic force plus the centrifugal one for ions. Since the main source of these particles is also near equator, the situation has

some similarity with the problem considered by Scudder (1992a, 1992b) to interpret temperature inversions in stellar coronae: basically, since the more energetic particles overcome more easily the confining potential, their proportion is larger outside the potential well, so that the mean kinetic energy of particles increases with latitude as the density falls. This does not happen with a Maxwellian distribution because, in this case, the attractive potential filtrates all particles of the distribution in the same way (it produces a translation in  $v^2$  which just multiplies  $e^{-v^2/v_e^2}$  by a constant factor).

To illustrate this velocity filtration effect, we consider a very simplified model. Since the particle free paths are much larger than the characteristic scale lengths (see Section 3.2), we treat the latitudinal variation over a few scale lengths as a collisionless problem. In the latitude range considered here and with a roughly dipolar magnetic field, the field-aligned component of the centrifugal force on ions of mass  $m_i$  may be approximated by

$$F_c \approx -3m_i\Omega_J^2 z \quad (3)$$

$z \ll R$  being the distance along magnetic field lines (counted from the centrifugal equator), which is roughly proportional to the centrifugal latitude, and  $\Omega_J$  being the planet's spin angular frequency (see for example Siscoe (1977)). We neglect the field-aligned component of the gravitational force, which is smaller by a factor of  $2M_J G / (3\Omega_J^2 R^3) \approx 0.015$  at the Jovicentric distance  $R \approx 8R_J$ ,  $M_J$  being the Jovian mass and  $G$  the gravitational constant. In the latitude range and with the parameters considered here, the magnetic field variations are very small over the latitudinal characteristic length of about  $1 R_J$ , hence we will also neglect them, i.e., we neglect the magnetic mirror force.

Since, as we said, the centrifugal force on electrons is much smaller than the corresponding force  $F_c$  on ions, the charge neutrality condition requires that the electrons be subjected to an electric field confining them near  $z = 0$ , as are the ions. The corresponding electric potential may thus be taken as  $\Phi(z) < 0$ , with  $\Phi(0) = 0$  and  $d|\Phi|/dz > 0$  for  $z \ll R$ .

#### 4.2 Velocity distribution and generalized temperatures

Let  $f_0(v)$  be the electron velocity distribution at  $z = 0$ , which we assume for simplicity to be isotropic. This approximation is reasonable since the bulk of the electrons has been inferred to be roughly isotropic in this region: an observation made during a Voyager roll maneuver was found to be compatible with  $T_\perp/T_\parallel \sim 1.2$  at  $10^\circ$  latitude for the bulk population (Sittler and Strobel [1987]); such a small anisotropy is expected to have negligible consequences on our results.

From Liouville's theorem, the velocity distribution is constant along particle trajectories, so that the distribution at distance  $z$  is  $f(z, v) = f_0(v_0)$  with, from conservation of energy

$$m_e v^2/2 - e\Phi(z) = m_e v_0^2/2$$

We consider only latitudes such that  $z \ll R$ , where the potential is attractive and monotonic (with  $B$  nearly constant), so that the isotropy of the velocity distribution is preserved and the trajectories at  $z$  connect to  $z = 0$  (the problem of accessibility in phase space should be considered for higher latitudes, where the potential is not monotonic). We thus have

$$f(z, v) = f_0 \left[ \sqrt{v^2 + V^2(z)} \right] \quad (4)$$

with  $V^2(z) = 2e|\Phi(z)|/m_e$

The moment of order  $q$  of the velocity distribution at distance  $z$  along  $\mathbf{B}$  is

$$\begin{aligned} M_q(z) &= \int d^3v \ v^q \ f(z, v) \\ &= 4\pi \int_0^\infty dv \ v^{2+q} \ f_0 \left[ \sqrt{v^2 + V^2(z)} \right] \end{aligned} \quad (5)$$

The density  $n_e$  is the moment of order  $q = 0$ , i.e.,  $n_e = M_0$ . In general,  $f_0$  is a decreasing function of the velocity; as a consequence, since  $V^2 \propto |\Phi|$  increases monotonically with  $z$ ,  $f_0 \left[ \sqrt{v^2 + V^2} \right]$  decreases with  $z$ . Hence, all the moments  $M_q$  decrease with  $z$ ; this is true in particular of the density.

In the absence of local thermal equilibrium, the concept of "temperature" is not straightforward, and different types of measurements can give different results. So we define generalized temperatures  $T_q$  as

$$\frac{k_B T_q}{m_e} = \left[ \frac{M_q}{M_0 C_q} \right]^{2/q} \quad (\text{for } -3 < q \neq 0) \quad (6)$$

$$\text{with } C_q = |1 \times 3 \cdots (q+1)| \quad (q \text{ even}) \quad (7)$$

$$C_q = 2^{1+q/2} [(q+1)/2]! / \sqrt{\pi} \quad (q \text{ odd}) \quad (8)$$

This normalization has been chosen in such a way that all  $T_q$ 's are equal to  $T_M$  if the distribution is a Maxwellian of temperature  $T_M$ , i.e.

$$f(v) \propto \exp(-m_e v^2 / 2k_B T_M) \quad (9)$$

On the other hand, for a non-Maxwellian distribution, the temperatures  $T_q$  are different. In the non-Maxwellian case, the "temperature" is traditionally defined as the mean random energy times  $2/3k_B$ , which is just our generalized temperature of order  $q = 2$ , i.e.,  $T_2 = m_e M_2 / 3k_B M_0$ . This traditional definition is adequate when the physics and/or the measuring device are sensitive to the mean random energy of the particles. However, many "temperature" measuring techniques are sensitive instead to different moments of the distribution, i.e.,

to other  $T_q$ . For example, a measurement of the Debye length would give the effective temperature  $T_{-2}$ , since  $L_D = (\epsilon_0 k_B T_{-2} / n_e e^2)^{1/2}$ ; on the other hand, a measurement of the random flux would give  $T_1$ , since the mean random velocity is  $\langle v \rangle = (8k_B T_1 / \pi m_e)^{1/2}$ .

### 4.3 Generic anticorrelation between density and generalized temperatures

Let us first consider the classical case where  $f_0$  is a Maxwellian of temperature  $T_M$ . One sees from (4) that the distribution remains Maxwellian for  $z \neq 0$ , with the same temperature, and, from (6), that all the moments  $M_q$  vary with  $z$  as  $e^{-e|\Phi|/k_B T_M}$ . This would justify the widely-used assumption of constant temperatures along magnetic field lines, if the particle velocity distributions were actually Maxwellian; of course, in this case, the density and temperature are not anticorrelated.

If the distribution  $f_0$  is now a linear combination of Maxwellians, so that there is no more thermal equilibrium, the temperatures  $T_q$  are no longer equal to each other, nor independent of  $z$  (although the temperature of each Maxwellian is independent of  $z$ ). The  $T_q$  generally increase with  $q$ , since higher-order moments favor components of higher temperatures. In particular, the effective temperature given by Eq.(1) is then  $T_{eff} = T_{-2} = m_e M_0 / k_B M_{-2}$ . In the Appendix, we show analytically that with such a distribution and a monotonic potential which attracts particles to  $z = 0$ , all the generalized temperatures  $T_q$  increase with  $z$ . Hence, since the density decreases with  $z$ , all the temperatures  $T_q$  vary in anticorrelation with  $n_e$ . An important consequence is that *if a polytrope law  $T_q \propto n_e^{\gamma-1}$  does exist, its index is necessarily smaller than one* (or just equal to one in the limiting case of a Maxwellian distribution.)

This generalizes to the temperatures  $T_q$  the anticorrelation between density and temperature first shown by Scudder (1992a) in a general context, for the traditional temperature, using graphical arguments; this is a generic property of non-thermal distributions.

### 4.4 Kappa distribution

Instead of a superposition of a several Maxwellians, let us consider the simpler non-thermal distribution:

$$f_0(v) \propto \left[ 1 + \frac{v^2}{\kappa v_e^2} \right]^{-\kappa-1} \quad (10)$$

This generalized Lorentzian function is very convenient to model observed velocity distributions (Vasyliunas [1968]), since it is quasi-Maxwellian at low and thermal energies, while its non-thermal tail decreases as a power-

law at high energies, as generally observed in space plasmas; this is in line with the fact that particles of higher energy have larger free paths, and are thus less likely to achieve partial equilibrium. A generating process for such distributions has been suggested recently (Collier [1993]). For typical space plasmas,  $\kappa$  generally lies in the range 2–6.

This ‘‘Kappa’’ distribution tends to a Maxwellian for  $\kappa \rightarrow \infty$  since

$$\lim_{\kappa \rightarrow \infty} \left[ 1 + \frac{v^2}{\kappa v_e^2} \right]^{-\kappa-1} = \exp(-v^2/v_e^2) \quad (11)$$

In this limit, all the temperatures  $T_q \rightarrow T_M = m_e v_e^2 / 2k_B$ . For finite  $\kappa$ , however, the temperatures  $T_q$  are different and increase with  $q$ . In particular the traditional temperature is

$$T \equiv T_2 = \frac{m_e v_e^2}{2k_B} \frac{\kappa}{\kappa - 3/2} \quad (12)$$

and the effective temperature  $T_{-2}$  is

$$T_{eff} \equiv T_{-2} = \frac{m_e v_e^2}{2k_B} \frac{\kappa}{\kappa - 1/2} \quad (13)$$

The larger  $\kappa$ , the closer the distribution is to a Maxwellian, and the closer the  $T_q$ 's are to  $T_M$ .

Substituting (10) into (4), one sees that the distribution at distance  $z$  is still a Kappa function having the same  $\kappa$ . In addition, as a consequence of the form (10), we have

$$f_0 \left[ \sqrt{v^2 + V^2} \right] = \frac{1}{(1 + V^2/\kappa v_e^2)^{\kappa+1}} \times f_0 \left[ \frac{v}{\sqrt{1 + V^2/\kappa v_e^2}} \right]$$

Substituting this relationship into the integral (6) and changing variables to recover  $f_0(v)$  in the integrand, we get

$$M_q(z) = M_q(0) \times [1 + V^2(z)/\kappa v_e^2]^{(q+1)/2 - \kappa} \quad (14)$$

(with  $-3 < q < 2\kappa - 2$ , in order that the integrals converge). Since the density is the moment of order  $q = 0$ , this yields

$$\frac{n_e(z)}{n_e(0)} = \left[ 1 + \frac{V^2(z)}{\kappa v_e^2} \right]^{1/2 - \kappa}, \quad (15)$$

$$V^2(z) = 2e |\Phi(z)| / m_e$$

$$\frac{M_q(z)}{M_q(0)} = \left[ \frac{n_e(z)}{n_e(0)} \right]^\alpha \quad (16)$$

$$\text{with } \alpha = 1 - \frac{q/2}{\kappa - 1/2}$$

Thus  $M_q/n_e \propto n_e^{-(q/2)/(\kappa-1/2)}$ , and, since  $T_q \propto (M_q/n_e)^{2/q}$ , we deduce

$$T_q \propto n_e^{\gamma-1} \quad (17)$$

$$\text{with } \gamma = 1 - \frac{1}{\kappa - 1/2} \quad (18)$$

The  $T_q$ 's and  $n_e$  thus follow a polytrope law, which is independent of  $q$ . This generalizes the result of Scudder (1992a) to all the temperatures  $T_q$ , and in particular to the temperature  $T_{eff}$  given by our measurement.

Hence with a Kappa distribution, the density and temperature obey a polytrope law, not only when the temperature is defined from the mean particle energy, but also when it is based on other moments of the distribution, a situation encountered with some measuring techniques.

#### 4.5 Relation between Kappa and the polytrope exponent

This simple model can thus explain the polytrope law of index  $\gamma \approx 0.48$  found in Section 3, if the electron velocity distribution can be approximated by a Kappa function of the form (10) with

$$\kappa = \frac{1}{2} + \frac{1}{1-\gamma} \approx 2.4 \pm 0.2 \quad (19)$$

This function is shown in Fig.3 and compared to its Maxwellian limit given in (11). Both distributions are rather similar for  $v^2 \lesssim \kappa v_e^2$ , i.e. at energies of the order or smaller than  $2 - 3k_B T_M$ , whereas the Kappa function exhibits a supra-thermal tail at higher energies. Note that Eqs.(12)-(13) yield  $T_{eff}/T = (\kappa - 3/2) / (\kappa - 1/2) \approx 0.5$  with this value of  $\kappa$ . Since measured velocity distributions are often represented as the superposition of a cold and a hot Maxwellian, we compare in Fig.4 the above Kappa function with a sum of two Maxwellians having parameters of the order of those inferred from Voyager analysers in the range of Jovicentric distances explored here (Sittler and Strobel [1987], Bagenal [1994]).

In practice, the electron velocity distribution is not *a priori* expected to fit exactly such a Kappa function. Then, one will not find an exact polytrope law, but the density and temperature will still be anticorrelated along field lines, and mimic an approximate polytrope with  $\gamma < 1$ . For example, the distribution made of a sum of two Maxwellians also results in a temperature increase with latitude; this can be easily understood: while the temperature of each Maxwellian does not change with  $z$ , the proportion of the hot component increases because it is less confined by the potential. However, with such a cold-plus-hot distribution having parameters of the order of those inferred from Voyager analysers (Fig.4), the temperature increase is rather small: Eq.(1) shows that a four-fold decrease in cold density (for example) produces an increase in  $T_{eff}$  by only 5% (instead of the factor of two observed here and explained by the Kappa distribution of Fig.4). Note also that the magnetic force, which should modify the above result since it does not derive from a conservative potential, is not expected to destroy the anticorrelation between density and temperature so long as

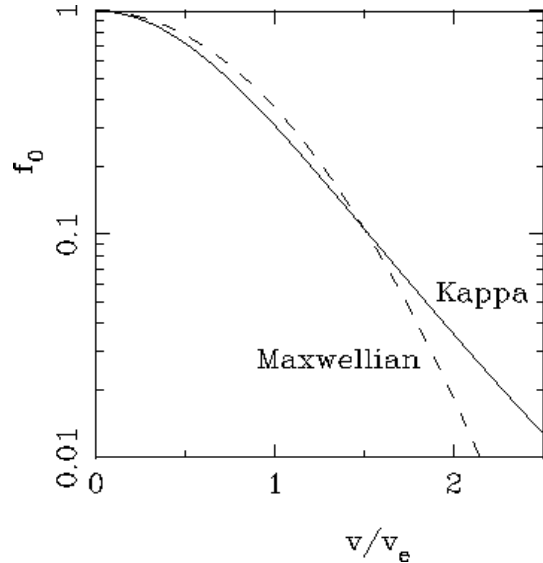


Figure 3: Kappa distribution defined in Eq.(10) with  $\kappa$  given in (19), compared to its Maxwellian limit (11).

the magnetic field variation is small over a characteristic scale length.

## 5 PLASMA DENSITY PROFILE

### 5.1 Density profile with a Kappa velocity distribution

To calculate explicitly the density profile of Eq.(15), we must first calculate the electric potential  $\Phi(z)$ . As usual, one has to calculate the ion density profiles, and then to impose charge quasi-neutrality. In the frame of the microscopic formulation considered above, this requires the knowledge of the ion velocity distributions at  $z = 0$ .

Unfortunately, the ion velocity distributions in the torus were not measured aboard Ulysses. They could not be unambiguously determined from Voyager measurements either, because, among other problems, the spectra of individual ion species could not be resolved. Nevertheless, the data indicated that the velocity distributions were not Maxwellian in the corotating frame (Bagenal and Sullivan [1981]; Bagenal [1989]). Likewise, theoretical models imply highly non-thermal distributions (Richardson and Siscoe [1983]; Smith and Strobel [1985]). In the spirit of the simple illustrative model considered here, we will assume that there is only one ion species of mass  $m_i$  and charge  $Ze$ , and model its non-Maxwellian distribution by a Kappa function having the same  $\kappa$  as the electrons. This is certainly oversimplified, and in particular the values of  $\kappa$  need not be equal for ions and electrons. However, our aim is not to build a detailed em-

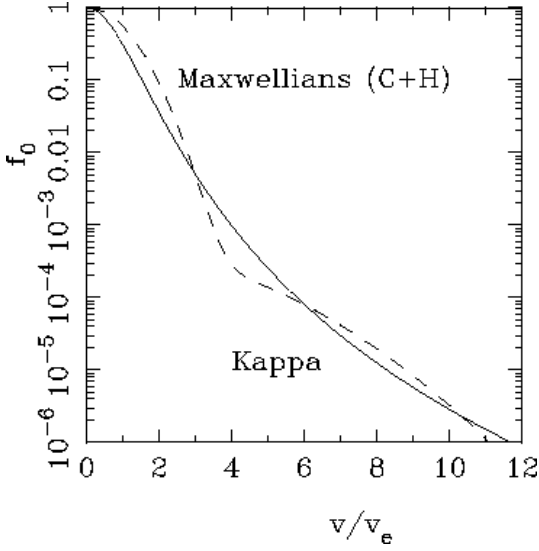


Figure 4: Kappa distribution defined in Eq.(10) with  $\kappa$  given in (19), compared to a distribution made of the sum of two Maxwellians ( $C, H$ ) of densities and temperatures such that  $n_H/n_C = 0.02$ ,  $T_H/T_C = 12$  (for this comparison, the cold temperature has been arbitrarily chosen equal to  $T_C = m_e v_e^2 / 1.2k_B$ ).

pirical model (which would have a large number of unknown parameters since the distributions of individual ion species are poorly known), but rather to explore the consequences of non-Maxwellian distributions. In this context, the Kappa distribution is the simplest choice retaining the basic shape of the measured velocity distributions, which are not too far from Maxwellians at low energies but have power-law supra-thermal tails.

So we take for the ion distribution

$$f_0(v) \propto \left[ 1 + \frac{v^2}{\kappa v_i^2} \right]^{-\kappa-1} \quad (20)$$

The centrifugal force (3) derives from the potential

$$\Phi_c(z) \approx 3m_i \Omega_j^2 z^2 / 2 \quad (21)$$

(for  $z \ll R$ ). The ions are thus subjected to the total potential ( $\Phi_c + Ze\Phi$ ). As can be verified *a posteriori*, this potential attracts them monotonically (as  $\Phi$  does for the electrons), so that their density profile is given by replacing in the expression (15) of the electron profile “ $e|\Phi|/m_e$ ” by “ $(\Phi_c + Ze\Phi)/m_i$ ”, and  $v_e$  by  $v_i$ . Since charge neutrality requires that  $Zn_i(z) = n_e(z)$ , the electron and ion densities should be proportional to each other, which requires

$$\begin{aligned} \frac{-e\Phi(z)}{m_e v_e^2} &= \frac{\Phi_c(z) + Ze\Phi(z)}{m_i v_i^2} \\ \Rightarrow e\Phi(z) &= \frac{-\Phi_c(z)}{Z + m_i v_i^2 / m_e v_e^2} \end{aligned} \quad (22)$$

Substituting into (15) with the expression (21) of  $\Phi_c$ , one obtains finally

$$\frac{n_i(z)}{n_i(0)} = \frac{n_e(z)}{n_e(0)} = \left[ 1 + \frac{z^2}{(\kappa - 3/2) H^2} \right]^{1/2-\kappa} \quad (23)$$

$$H^2 = \frac{\kappa}{\kappa - 3/2} \frac{Z m_e v_e^2 + m_i v_i^2}{3 m_i \Omega_{spin}^2} \quad (24)$$

which is a slightly modified Kappa function. Not unexpectedly, the latitudinal density profile reflects the behaviour of the velocity distributions. Note that  $H$  can be expressed as a function of the particle mean random energies at  $z = 0$ , i.e., of the classical temperatures (12) at  $z = 0$ , which we denote by  $T_e(0)$  and  $T_i(0)$  for respectively the electrons and the ions; this gives

$$H^2 = \frac{2k_B [ZT_e(0) + T_i(0)]}{3m_i \Omega_{spin}^2} \quad (25)$$

## 5.2 Density profile in a fluid approximation

It is important to note that it is not necessary to assume that the velocity distributions are Kappa functions in order to derive such a density profile. One may adopt instead the usual fluid description and solve the corresponding equations along  $\mathbf{B}$ , assuming isotropic pressures and a polytrope law of index  $\gamma < 1$ . These equations read

$$\frac{dp_e}{dz} = -n_e e E \quad (26)$$

$$\frac{dp_i}{dz} = n_i (ZeE + F_c) \quad (27)$$

where  $E = -d\Phi/dz$  is the  $\mathbf{B}$ -aligned electric field. Here, the electron and ion (isotropic) pressures are  $p_{e,i} = n_{e,i} k_B T_{e,i}$ , and we consider the simplest case where electrons and ions obey the same polytrope law  $T_{e,i} \propto n_{e,i}^{\gamma-1}$ . Then  $T_e/T_i = T_e(0)/T_i(0)$ , so that

$$\begin{aligned} \frac{dp_e}{dz} &= \gamma k_B T_e \frac{dn_e}{dz} \\ &= \frac{dp_i}{dz} \times ZT_e(0)/T_i(0) \end{aligned} \quad (28)$$

One gets

$$eE = \frac{-F_c}{Z + T_i(0)/T_e(0)}$$

Substituting in Eq.(26) and using (28) with  $T_e = T_e(0) [n_e/n_e(0)]^{\gamma-1}$ , one finds

$$\gamma \left[ \frac{n_e(z)}{n_e(0)} \right]^{\gamma-1} \frac{dn_e}{dz} = \frac{n F_c}{k_B [ZT_e(0) + T_i(0)]}$$

Inserting the expression (3) of  $F_c$  and integrating, one obtains

$$\frac{n_e(z)}{n_e(0)} = \left[ 1 + \frac{z^2}{\gamma H^2 / (1-\gamma)} \right]^{1/(\gamma-1)} \quad (29)$$

with  $H$  given in (25). This is equivalent to Eq.(23) if  $\gamma$  and  $\kappa$  are related by (18).

Hence a profile of the form (23) can be deduced either from Liouville's theorem – assuming Kappa distribution functions (10) at  $z = 0$ , or from fluid equations – assuming isotropic polytrope laws of index  $\gamma < 1$ , for both electrons and ions. Note that polytropes with exponent  $\gamma > 1$  would give negative densities farther than some finite distance  $z$ , which is unphysical. This is not surprising since, as we have seen, physical velocity distributions generally produce anticorrelated density and temperature along  $z$ , which is not compatible with polytropic exponents  $\gamma > 1$ .

Finally, we note that the classical Gaussian density profile corresponding to statistical equilibrium can be recovered as a particular case of the above derivations, either microscopic (Liouville) – by assuming a Maxwellian velocity distribution at  $z = 0$ , or fluid – by taking the limit  $\gamma \rightarrow 1$  in the polytrope law. Indeed, Maxwellians of temperatures  $T_{e,i}(0) = m_{e,i}v_{e,i}^2/2k_B$  are the limits for  $\kappa \rightarrow \infty$  of the Kappa functions (10) and (20), for the electrons and ions, respectively. So that the density profile is obtained by taking the same limit  $\kappa \rightarrow \infty$  in Eq.(23), i.e., referring to (11)

$$\frac{n_e(z)}{n_e(0)} = \exp(-z^2/H^2) \quad (30)$$

with the scale height given in (25). This is just the result of the traditional isothermal torus models in the particular case of one isotropic ion species (Bagenal and Sullivan [1981]). Similarly, in the fluid description, this Gaussian profile can be recovered by taking the limit  $\gamma \rightarrow 1$  in Eq.(29).

### 5.3 Comparison with the measured density profile

Let us now compare the measured density profile to the theoretical profile (23), where  $\kappa$  is deduced from the polytrope exponent found in Section 3.

Since the Ulysses trajectory was not exactly normal to equator, we first correct the variation with Jovicentric distance. This is done by normalizing the measured density to the equatorial density at the same Jovicentric distance, deduced from Voyager measurements (Sittler and Strobel [1987]) by Bagenal (1994) (Fig.5 of that paper, without current sheet). This assumes that the variation of density with Jovicentric distance was similar for Ulysses and Voyager (apart for a constant multiplicative factor  $A$ ) in the small range of distances considered here. Such a procedure may be questionable owing to the differences in epoch and longitude of the spacecraft trajectories; it seems, however, reasonable since it allows to correct completely the small observed latitudinal asymmetry. In order to match our Ulysses results at equator, the densities of the

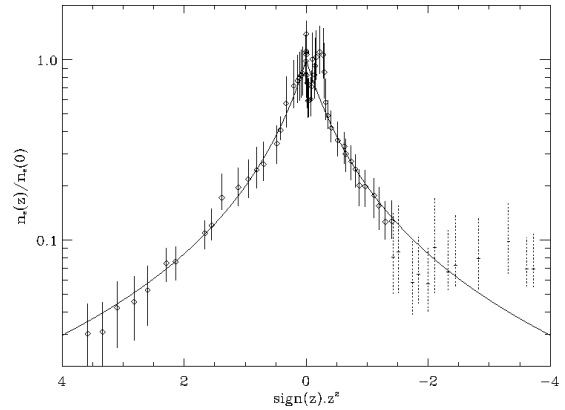


Figure 5: Theoretical density profile across the Io torus given in Eq.(23) with  $\kappa$  given in (19) – as deduced from the observed polytrope law – and  $H \approx 0.91R_J$ , superimposed to the normalized measured density profile (corrected for the variation with Jovicentric distance). The horizontal axis is  $\text{sign}(z) \times z^2$ ,  $z$  being the latitudinal distance in Jovian radii. Dotted error bars identify the data for which  $n_e$  and  $T_e$  are measured independently. The sigma of the fit is 0.04.

Voyager model must be multiplied by the factor  $A \approx 1.9$ , as in Hoang et al. (1993) (i.e., the torus was denser at the time and longitude of the Ulysses traversal, compared to what Voyager measured.)

Our observed profile corrected in this way is plotted in Fig.5. We have superimposed the Kappa-like profile (23), with  $\kappa$  given in (19), and the scale height

$$H = 0.91 R_J$$

The distance  $z$  (in Jovian radii) is counted from the plane of symmetry of the torus as determined from our measurements, which is tilted by  $\alpha \approx 8.3^\circ (\pm 1.6^\circ)$  to the magnetic equator; this value is roughly equal to the nominal  $\approx 7^\circ$  tilt of the centrifugal equator, within the precision of the magnetic field model used. All three parameters ( $H$ ,  $A$ ,  $\alpha$ ) are deduced from a chi-square fit involving the data points with solid error bars in Fig.5. The fit is quite good; the mean-square relative error between the measurements and the model is 0.04.

Substituting in Eq.(25) the Kappa scale height  $H = 0.91 R_J$  found above, with the Jovian parameters  $R_J \approx 7.14 \times 10^7$  m and  $\Omega_{spin} \approx 1.76 \times 10^{-4}$  rad/s, one finds

$$ZT_e(0) + T_i(0) \approx 3 \times 10^4 m_i/m_p$$

( $m_p$  being the proton mass). Assuming an effective ion mass of  $m_i \approx 20 m_p$  at  $R \approx 8R_J$  (Bagenal [1994]), this gives  $ZT_e(0) + T_i(0) \approx 6 \times 10^5$  K, which is close to the result found by Hoang et al. (1993). It may be noted that in the same range of radial distance, the Voyager measurements imply  $ZT_e \approx 30$  eV and  $T_i \approx 100$  eV (Bagenal [1994]). This gives  $ZT_e(0) + T_i(0) \approx 1.5 \times 10^6$



K, which is about 2.5 times larger than our Ulysses determination. Such a difference (if it is not due to the simplifications of our model) is not surprising since (i) with a non-Maxwellian (core) distribution, the Voyager ion (core) temperature, which is determined by assuming the ion (core) distribution to be Maxwellian, is not necessarily equal to the temperature defined from the mean random energy of these particles, (ii) the spacecraft explored different longitude sectors, and (iii) the variability of the torus is known to be significant (see Strobel [1989]): for example, the 1981 observations by Morgan (1985) also imply an ion temperature twice smaller than that derived from the Voyager analyzers. One may also note that the radio occultation experiment aboard Ulysses measured a line-of-sight electron content in the torus which similarly suggested an ion temperature twice smaller than the value inferred from Voyager measurements (Bird *et al.* [1993]).

We have not included in the fitting the measurements acquired at negative latitudes beyond  $-7^\circ$  (dotted bars in Fig.5) because in that region the measurements of  $n_e$  and  $T_e$  are not independent. One may note, however, that these points also match the theoretical Kappa-like profile within the error bars, except for the three southern most points, which do not either follow the polytrope law. Noting that the Jovicentric distance of these points is nearly  $9 R_J$ , this might suggest a different origin or behaviour of the plasma beyond this distance, where the torus merges into the magnetodisc, and where the influence of the satellite Europa – which orbits Jupiter at  $9.4 R_J$  – may be significant (Intriligator and Miller [1982]).

It would be interesting to extend the comparison farther from the equator. This is, however, difficult, since Ulysses explored high latitudes in very different longitude sectors and at very different Jovicentric distances. For an order of magnitude comparison, we note that Ulysses passed at  $z \approx 3R_J$  at the radial distance  $R \approx 6R_J$ , where the Voyager analyzers found an ion temperature  $T_i(0)$  roughly 0.6 times smaller than at  $R \approx 8R_J$ . This yields a scale height roughly  $\sqrt{0.6}$  times smaller than the value above, i.e.  $H \approx 0.7R_J$ . With this parameter, the profile (23) yields  $n_e(3R_J)/n_e(0) \approx 3 \times 10^{-3}$ . Taking  $n_e(0) \approx 2 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$  as determined by Voyager at that radial distance, we obtain  $n_e(3R_J) \approx 6 \text{ cm}^{-3}$ , which is comparable to the values measured aboard Ulysses at this location (Desch *et al.* [1994]).

## 6 SUMMARY AND FINAL REMARKS

Our main results are:

1. The electron density and the effective temperature in the outer Io torus are anticorrelated, following an approximate polytrope law of exponent  $\gamma \approx 0.5$ . They were measured *in situ* aboard Ulysses, along a tra-

jectory which crossed the equator basically north-to-south around  $8R_J$  from Jupiter.

2. This can be explained by the filtration of velocities (Scudder [1992a]) by the potential which confines the particles to the equator, and thus behaves as a high-pass velocity filter for non-Maxwellian distributions. The polytrope exponent  $\gamma \approx 0.5$  is obtained with an electron velocity distribution which can be approximated by a Kappa function with  $\kappa \approx 2.4$ , approaching a Maxwellian at low and thermal energies and joining to a power-law ( $f(v) \propto v^{-7}$ ) at high energies.
3. Our measurements cannot be explained by the usual quasi-thermal model where the electron distribution is made of a Maxwellian plus a Maxwellian tail (isotropic or not). Due to their larger free paths, the ions are even less thermalized than the electrons; this suggests that velocity filtration is as least as effective for the ions, so that they should not be described as fluid species with constant temperatures.
4. Assuming a single isotropic ion species, we have deduced a simple theoretical density profile, whose variation with latitude is Kappa-like instead of the classical (isothermal) Gaussian. This calculated profile fits quite well our measured densities. This profile arises as a direct consequence of Kappa velocity distributions (which have suprathermal tails), just as the Gaussian profile derives from the Maxwellian assumption; it can also be derived from the fluid equations closed with the observed polytrope law, just as the Gaussian can be derived from the fluid equations with a constant temperature. Farther than a scale-height, the Kappa-like profile decreases much more slowly than the Gaussian, since the supra-thermal tail is less equatorially confined. Contrary to the traditional density profiles based on Maxwellian distribution functions for all particle species, the Kappa-like density decrease along field lines is power-law farther than a scale-height.

The present model is admittedly very crude, since it assumes a single ion species, neglects particle anisotropies and magnetic field variations, considers very simple distribution functions, and ignores temporal and longitudinal variations. It is aimed at explaining the basic trends of our observations, and illustrating in the Io torus the physics implied by the absence of local thermal equilibrium: the temperature(s) increase(s) with latitude, and the density profile is very sensitive to the shape of the particle velocity distributions. It is important to note that our main result (the polytrope relation between  $n_e$  and  $T_e$  and its interpretation) only depends on the electron velocity distribution; it is of course unaffected by the number of ion species, their distributions, and the anisotropies (in the

latitude range considered). This leads us to suggest that the traditional assumption of constant temperatures along field lines is expected to be inadequate in the outer torus, and should be relaxed in future detailed models.

We have focused here on the smooth variations of the parameters. In the close vicinity of the magnetic equator, we also observed variations over a scale smaller than a few degrees in latitude and/or longitude (Fig.1), which seem to follow a similar polytropic law. But we have not tried to interpret them, because the instrument temporal resolution (128 s) makes it difficult to resolve the large gradients involved.

## APPENDIX

Consider a distribution made of a sum of Maxwellians of temperatures  $T_\alpha$  and densities  $n_{\alpha 0}$ , at  $z = 0$ . Eq.(4) shows that the distribution at distance  $z$  is a sum of Maxwellians of temperatures  $T_\alpha$  and densities

$$n_\alpha = n_{\alpha 0} e^{-e|\Phi(z)|/k_B T_\alpha}$$

The temperature of each individual Maxwellian (which, as seen in Sect.4, is independent of  $q$  and  $z$ ) is related to its moment  $M_{q\alpha}$  by Eq.(6), i.e.

$$\frac{k_B T_\alpha}{m_e} = \left[ \frac{M_{q\alpha}}{M_{0\alpha} C_q} \right]^{2/q}$$

where, by definition,  $M_{0\alpha} = n_\alpha$ . The temperature  $T_q$  of the whole distribution at distance  $z$  is obtained by substituting in (6) its moment  $M_q = \sum M_{q\alpha}$  with the above expressions of  $M_{q\alpha}$ . This gives

$$T_q = \left[ \frac{\sum_\alpha n_\alpha T_\alpha^{q/2}}{\sum_\alpha n_\alpha} \right]^{2/q}$$

To find the sense of variation of  $T_q$ , we have to calculate the sign of the derivative  $dT_q/dz$ :

$$\begin{aligned} \text{sgn}(dT_q/dz) = & \text{sgn} \left[ \left( \sum_\alpha n'_\alpha T_\alpha^{q/2} \right) \left( \sum_\alpha n_\alpha \right) \right. \\ & \left. - \left( \sum_\alpha n_\alpha T_\alpha^{q/2} \right) \left( \sum_\alpha n'_\alpha \right) \right] \end{aligned}$$

where

$$n'_\alpha = dn_\alpha/dz = -d|\Phi|/dz \times n_\alpha e/k_B T_\alpha$$

Thus

$$\begin{aligned} \text{sgn}(dT_q/dz) = & \text{sgn}(d|\Phi|/dz) \\ & \times \text{sgn} \left[ \left( \sum_\alpha n_\alpha T_\alpha^{q/2} \right) \left( \sum_\alpha n_\alpha / T_\alpha \right) \right. \end{aligned}$$

$$\left. - \left( \sum_\alpha n_\alpha T_\alpha^{q/2-1} \right) \left( \sum_\alpha n_\alpha \right) \right] \quad (31)$$

The bracket can be rearranged by dropping the terms that cancel out in the summations, and symmetrizing over the dummy indices. This gives:

$$\begin{aligned} \sum_{\alpha \neq \beta} \sum n_\alpha n_\beta T_\alpha^{q/2} (T_\alpha - T_\beta) / (T_\alpha T_\beta) = \\ \sum_{\alpha > \beta} \sum n_\alpha n_\beta \left( T_\alpha^{q/2} - T_\beta^{q/2} \right) (T_\alpha - T_\beta) / (T_\alpha T_\beta) \end{aligned}$$

which is a sum of positive terms, so that the bracket in Eq.(31) is positive. Hence, with a monotonic attractive potential ( $d|\Phi|/dz > 0$ ), the temperatures  $T_q$  all increase with  $z$ . This holds for a velocity distribution which can be modelled by a sum of *several* Maxwellians (a *single* Maxwellian giving  $dT_q/dz = 0$ ).

## ACKNOWLEDGEMENTS

The Ulysses URAP experiment, whose Principal Investigator is R.G. Stone, is a joint project of NASA/GSFC, Observatoire de Paris, CRPE and University of Minnesota. The French contribution was mainly financed by the CNES. We are very grateful to the team at the Département de Recherche Spatiale (Observatoire de Paris), who designed, built and tested the radio astronomy receivers, whose great performances allowed us to obtain these results. We thank our colleagues at GSFC for the successful operation of the experiment during the flyby and their help in the data reduction. We thank D. F. Strobel for his critical reading of an earlier version of this paper and useful suggestions, the referees for their helpful comments, and J. L. Steinberg for his suggestions which made this paper easier to understand.

## References

- BAGENAL, F. 1989. Torus-Magnetosphere coupling. In *Time variable phenomena in the Jovian system* (M. J. S. Belton, R. A. West, and J. Rahe, Eds.), pp. 196-210. NASA SP-494.
- BAGENAL, F. 1994. Empirical model of the Io plasma torus: I Voyager measurements, *J. Geophys. Res.* **99**, 11043-11062.
- BAGENAL, F. and J. D. SULLIVAN 1981. Direct plasma measurements in the Io torus and inner magnetosphere of Jupiter. *J. Geophys. Res.* **86**, 8447-8466.
- BALOGH, A. et al. 1992. Magnetic field observations during the Ulysses fly-by of Jupiter. *Science* **257**, 1515-1518.
- BARBOSA, D.D., F. V. CORONITI, and A. EVIATAR 1983. Coulomb thermal properties and stability of the Io plasma torus. *Astrophys. J.* **274**, 429-442.
- BERNSTEIN, I. B. 1958. Waves in a plasma in a magnetic field. *Phys. Rev.* **109**, 10-21.

- BIRD, M. K., S. W. ASMAR, P. EIDENHOFER, O. FUNKE, M. PATZOLD, and H. VOLLAND 1993. The structure of Jupiter's Io plasma torus inferred from Ulysses radio occultation observations. *Planet. Space Sci.* **41**, 999-1010.
- CHEW, G. F., M. L. GOLDBERGER, and F. E. LOW 1956. The Boltzmann equation and the one-fluid hydrodynamic equations in the absence of particle collisions, *Proc. Roy. Soc. London*, **236A**, 112-118.
- CHIU, Y. T. and M. SCHULZ 1978. Self-consistent particle and parallel electrostatic field distributions in the magnetospheric-ionospheric auroral region, *J. Geophys. Res.* **83**, 629-642.
- COLLIER, M. R. 1993. On generating Kappa-like distribution functions using velocity space Lévy flights. *Geophys. Res. Lett.* **20**, 1531-1534.
- DESCH, M. D., W. M. FARRELL, and M. L. KAISER 1994. Assymetries in the Io plasma torus. *J. Geophys. Res.* **99**, 17,205-17,210.
- DIVINE N. and H. B. GARRETT 1983. Charged particle distributions in Jupiter's magnetosphere. *J. Geophys. Res.* **88**, 6889-6903.
- GLEDHILL, J.A. 1967. Magnetosphere of Jupiter. *Nature* **214**, 155-156.
- HOANG, S., N. MEYER-VERNET, M. MONCUQUET, A. LECACHEUX, and B. M. PEDERSEN 1993. Electron density and temperature in the Io plasma torus from Ulysses thermal noise measurements. *Planet. Space Sci.* **41**, 1011-1020.
- HUANG, T. S. and T. J. BIRMINGHAM 1992. The polarization electric field and its effect in an anisotropic rotating plasma. *J. Geophys. Res.* **97**, 1511-1519.
- INTRILIGATOR, D. S. and W. D. MILLER 1982. First evidence for a Europa plasma torus. *J. Geophys. Res.* **87**, 8081-8090.
- MEYER-VERNET, N. 1993. Aspects of Debye shielding. *Am. J. Phys.* **61**, 249-257.
- MEYER-VERNET, N., and C. PERCHE 1989. Tool kit for antennae and thermal noise near the plasma frequency. *J. Geophys. Res.*, **94**, 2405-2415.
- MEYER-VERNET, N. 1994. On the thermal noise "temperature" in an anisotropic plasma. *Geophys. Res. Lett.* **21**, 397-400.
- MEYER-VERNET, N., S. HOANG, and M. MONCUQUET 1993. Bernstein waves in the Io plasma torus: a novel kind of electron temperature sensor. *J. Geophys. Res.* **98**, 21163-21176.
- MONCUQUET, M., N. MEYER-VERNET, and S. HOANG 1995. Dispersion of electrostatic waves in the Io plasma torus and derived electron temperature. *J. Geophys. Res.* In press.
- MORGAN, J. S. 1985. Models of the Io torus. *Icarus* **63**, 243-265.
- PRESS, W. H., S. A. TEUKOLSKY, W. T. VETTERLING, B. P. FLANNERY 1992. *Numerical Recipes*, 2nd edition, pp. 660-664. Cambridge University Press.
- RICHARDSON, J. D. and G. L. SISCOE 1983. The non-Maxwellian energy distribution of ions in the warm Io torus. *J. Geophys. Res.* **88**, 8097-8102.
- SCUDDER, J. D. 1992a. On the causes of temperature change in inhomogeneous low-density astrophysical plasmas. *Astrophys. J.* **398**, 299-318.
- SCUDDER, J. D. 1992b. Why all stars should possess circumstellar temperature inversions. *Astrophys. J.* **398**, 319-349.
- SCUDDER, J. D. and S. OLBERT 1979. A theory of local and global processes which affect solar wind electrons 1. The origin of typical 1 AU velocity distribution functions - steady state theory. *J. Geophys. Res.* **84**, 2755-2772.
- SCUDDER, J. D., E. C. SITTler JR, and H. S. BRIDGE 1981. A survey of the plasma electron environment of Jupiter: a view from Voyager. *J. Geophys. Res.* **86**, 8157-8179.
- SISCOE, G. L. 1977. On the equatorial confinement and velocity space distribution of satellite ions in Jupiter's magnetosphere. *J. Geophys. Res.* **82**, 1641-1645.
- SISCOE, G. L. and D. SUMMERS. Centrifugally driven diffusion of iogenic plasma. *J. Geophys. Res.* **86**, 8471-8479.
- SITTler, E. C. JR. and D. F. STROBEL 1987. Io plasma torus electrons: Voyager 1. *J. Geophys. Res.* **92**, 5741-5762.
- SMITH, R. A. and D. F. STROBEL 1985. Energy partitioning in the Io plasma torus. *J. Geophys. Res.* **90**, 9469-9493.
- SMITH, R. A., F. BAGENAL, A. F. CHENG, and D. F. STROBEL 1988. On the energy crisis in the Io plasma torus. *Geophys. Res. Lett.* **15**, 545-548.
- SPITZER, L. JR. 1962. *Physics of Fully Ionized Gases*, Interscience.
- STONE, R. G. et al. 1992a. The Unified Radio and Plasma Wave Investigation. *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **92**, 291-316.
- STONE, R. G. et al. 1992b. Ulysses Radio and Plasma Wave Observations in the Jupiter Environment. *Science* **257**, 1524-1531.
- STROBEL, D. F. 1989. Energetics, luminosity, and spectroscopy of Io's torus. In *Time variable phenomena in the Jovian system* (M. J. S. Belton, R. A. West, and J. Rahe, Eds.), pp. 183-195. NASA SP-494.
- VASYLIUNAS, V.M. 1968. A survey of low-energy electrons in the evening sector of the magnetosphere with Ogo 1 and Ogo 3. *J. Geophys. Res.* **73**, 2839-2885.



## B.2 La méthode numérique

Techniquement, la réalisation d'un modèle 2-D d'un plasma contenant  $N$  espèces de particules repose, comme on l'a vu chapitre V, sur la résolution, en chaque point  $P$  de la magnétosphère<sup>1</sup> où l'on veut connaître la densité, d'un système non-linéaire de  $N+1$  équations à  $N+1$  inconnues (les équations de densité de type V.4 et l'équation de neutralité locale du plasma, avec un potentiel électrique ambipolaire inconnu).

Ce système peut être mis, via l'équation de neutralité, sous la forme d'une équation implicite à une seule inconnue (le potentiel électrique ambipolaire  $\phi_E$  au point  $P$ ) suivante :

$$\sum_{\alpha}^N n_{\alpha}(s, \Phi_{\alpha}(s, \phi_E)) Z_{\alpha} = 0 \quad (\text{B.1})$$

où  $\Phi_{\alpha}$  est l'énergie potentielle au point  $P$ , formée par l'addition des énergies potentielles centrifuge, gravitationnelle et électrostatique :

$$\Phi_{\alpha}(s, \phi_E) = \frac{m_{\alpha} \Omega_J^2}{2} (x_{\max}^2 - x^2) + m_{\alpha} G M_J \left( \frac{1}{r} - \frac{1}{r_0} \right) + Z_{\alpha} e \phi_E \quad (\text{B.2})$$

où  $\Omega_J$  est la vitesse de rotation propre de Jupiter,  $x$  la distance du point  $P$  à l'axe de rotation et  $r$  la distance de  $P$  au centre de Jupiter ( $x_{\max}$  et  $r_0$  étant respectivement la distance à l'axe de rotation et au centre de Jupiter du pied (à l'équateur centrifuge) de la ligne de force du champ magnétique passant par  $P$  -voir figure I.1).  $G$  est la constante gravitationnelle et  $M_J$  la masse de Jupiter (N.B : le potentiel gravitationnel est très petit par rapport aux deux autres).

Pour résoudre l'équation implicite en  $\phi_E$ , on utilise simplement une méthode de Newton, i.e. : on pose  $F^{(0)} = \sum_{\alpha}^N n_{\alpha}(\phi_E^{(0)}) Z_{\alpha}$  et on obtient le potentiel électrique par itération de :  $\phi_E^{(n+1)} = \phi_E^{(n)} + F^{(n)} / (\partial F^{(n)} / \partial \phi_E^{(n)})$ . Pour une distribution bi-maxwellienne, la convergence est très rapide ( $\partial F / \partial \phi_E$  est linéaire); pour une bi-kappa on va parfois jusqu'à  $n = 25$ . Un ordre de grandeur du potentiel électrique ambipolaire, avec une distribution bi-kappa telle que celle utilisée au chapitre VI, est  $\phi_E \approx -100V$  à  $7 R_J$  et à  $10^{\circ}$  de latitude centrifuge.

Notons enfin que la vitesse  $\kappa$ -thermique  $\Theta_{\parallel}$  nécessaire (cf. Éq.V.4) en entrée du code pour extrapoler les densités et températures de Voyager à l'équateur centrifuge est obtenue à partir des densités et températures perpendiculaires du cœur et du halo  $n_c, T_c, n_h, T_h$  (les seules disponibles sur Voyager 1) en utilisant l'équation IV.9, soit :

$$\frac{m \Theta_{\perp}^2}{2k_B} \frac{\kappa}{\kappa - 3/2} = \frac{n_c T_c + n_h T_h}{n_c + n_h} \quad (\text{B.3})$$

et, rappelons le,  $A_0 = \Theta_{\perp}^2 / \Theta_{\parallel}^2$ .

---

1. supposé accessible dans l'espace de phase du mouvement des particules du plasma, et repéré par son abscisse curviligne  $s$  à partir de l'équateur centrifuge et le long de la ligne de champ à laquelle appartient  $P$ .

## **B.3 Quelques exemples de modèles**

### **B.3.1 kappa isotrope**

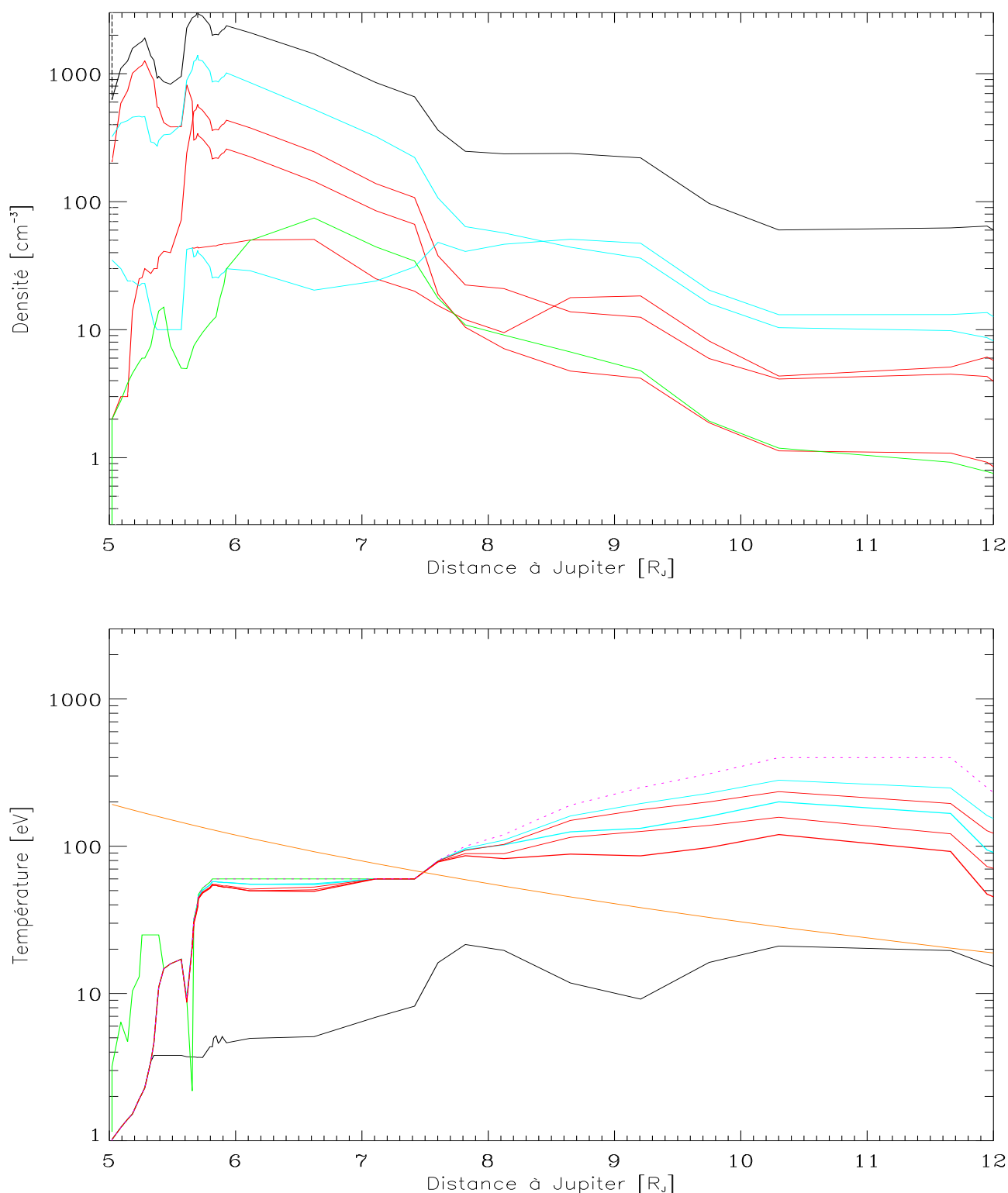


FIG. B.1 – Les densités et les températures rapportées à l'équateur centrifuge à partir de celles de références de Voyager 1 (figure VI.1), en utilisant une fonction **kappa isotrope** pour modéliser les distributions d'énergies des particules ( $\kappa = 2, A_0 = 1$  pour tous les ions,  $\kappa = 2.4, A_0 = 1.2$  pour les électrons, ceci quelle que soit la distance radiale). Les conventions sont identiques à celles de la figure VI.2.

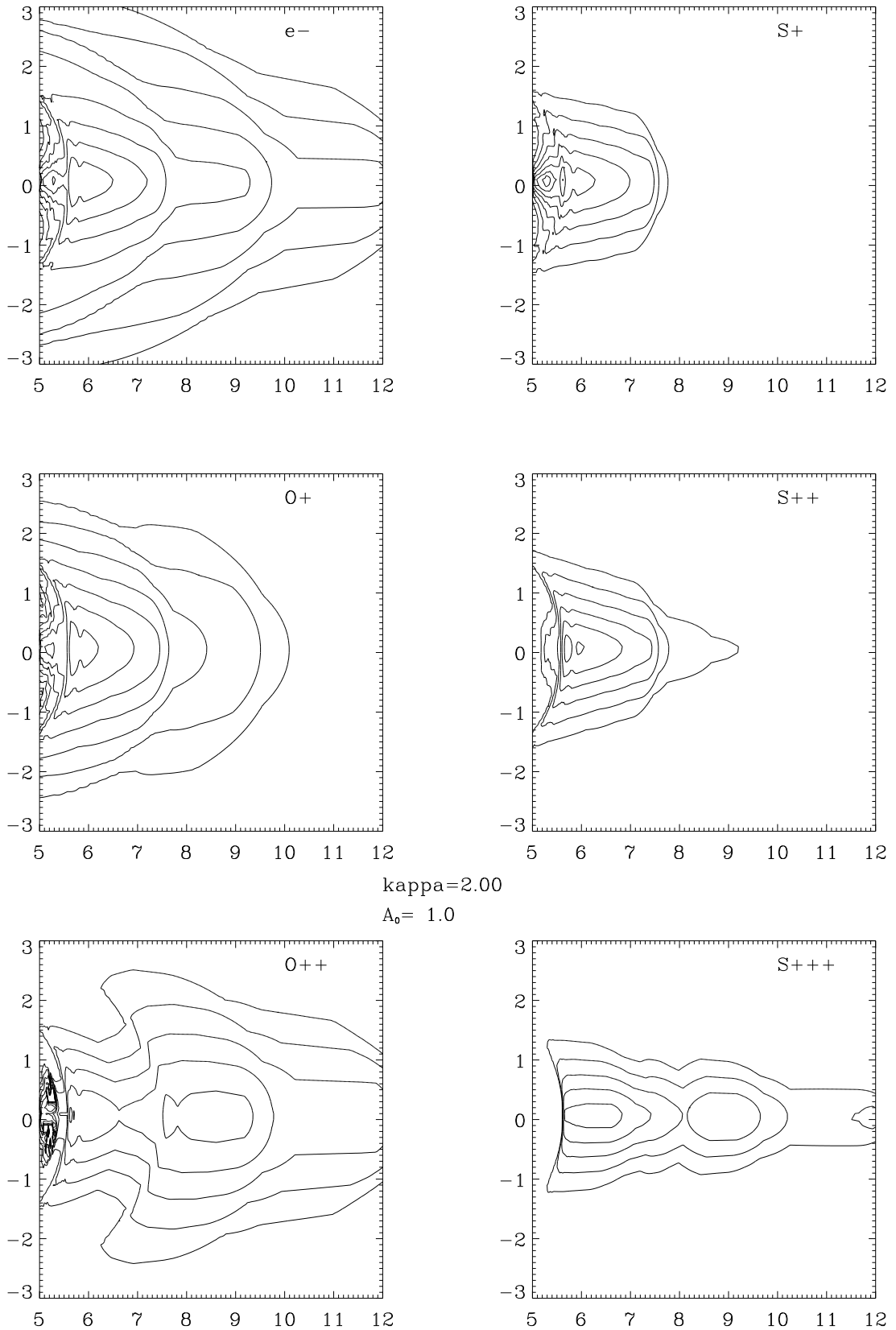


FIG. B.2 – Profils de densité autour de l'équateur centrifuge (confinement) des principales espèces de particules détectées dans tore de plasma d'Io, pour une distribution **kappa** [ $\kappa_i = 2$ ] isotrope (niveaux des isocontours comme sur la figure VI.3).



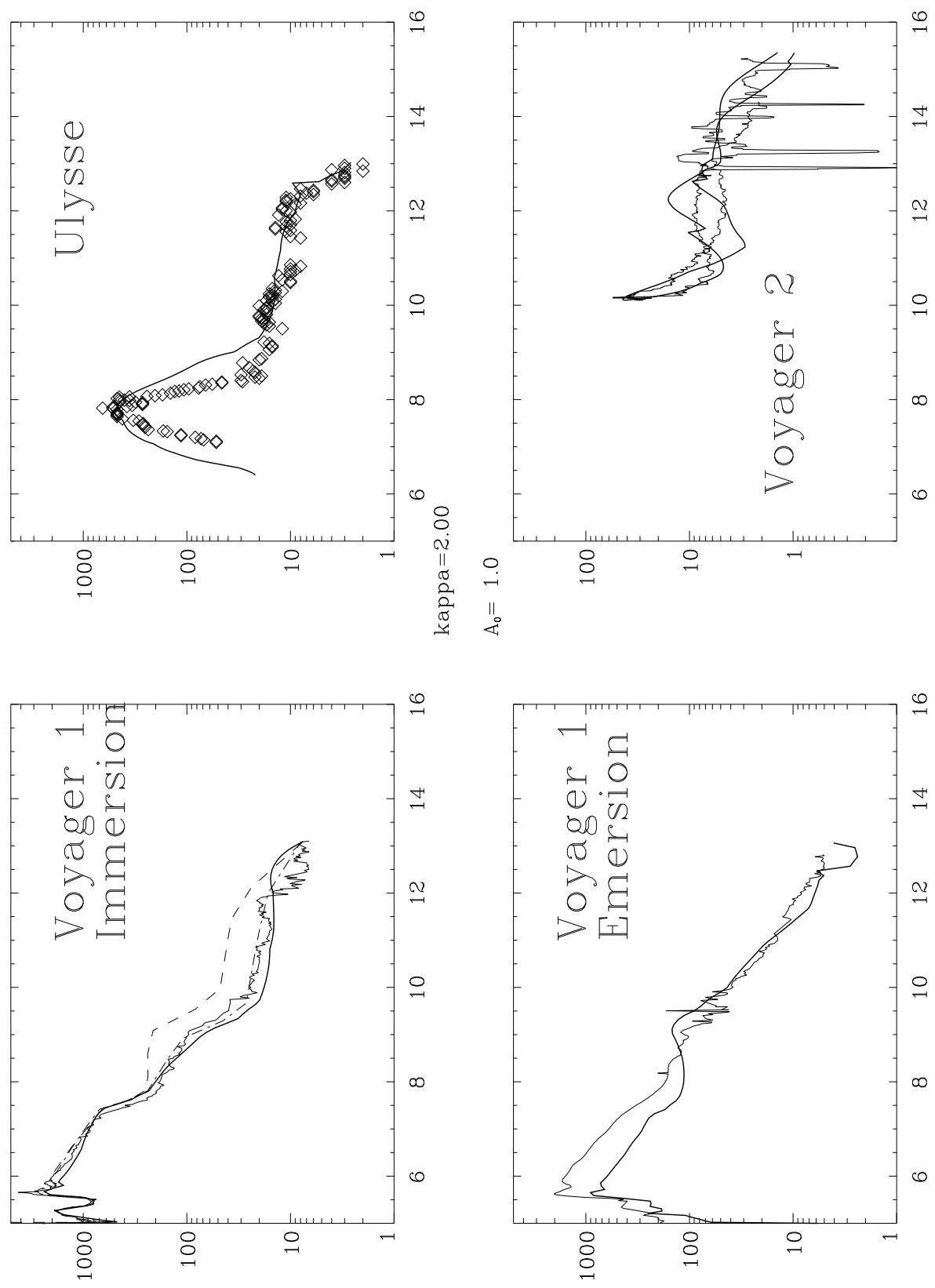


FIG. B.3 – Confrontation du modèle aux mesures de densité électronique de Voyager 1 à l'émer-sion, de Voyager2 et d'Ulysses, avec une distribution kappa isotrope  $\kappa_i = 2$ .

**B.3.2 bi-maxwellien anisotrope**

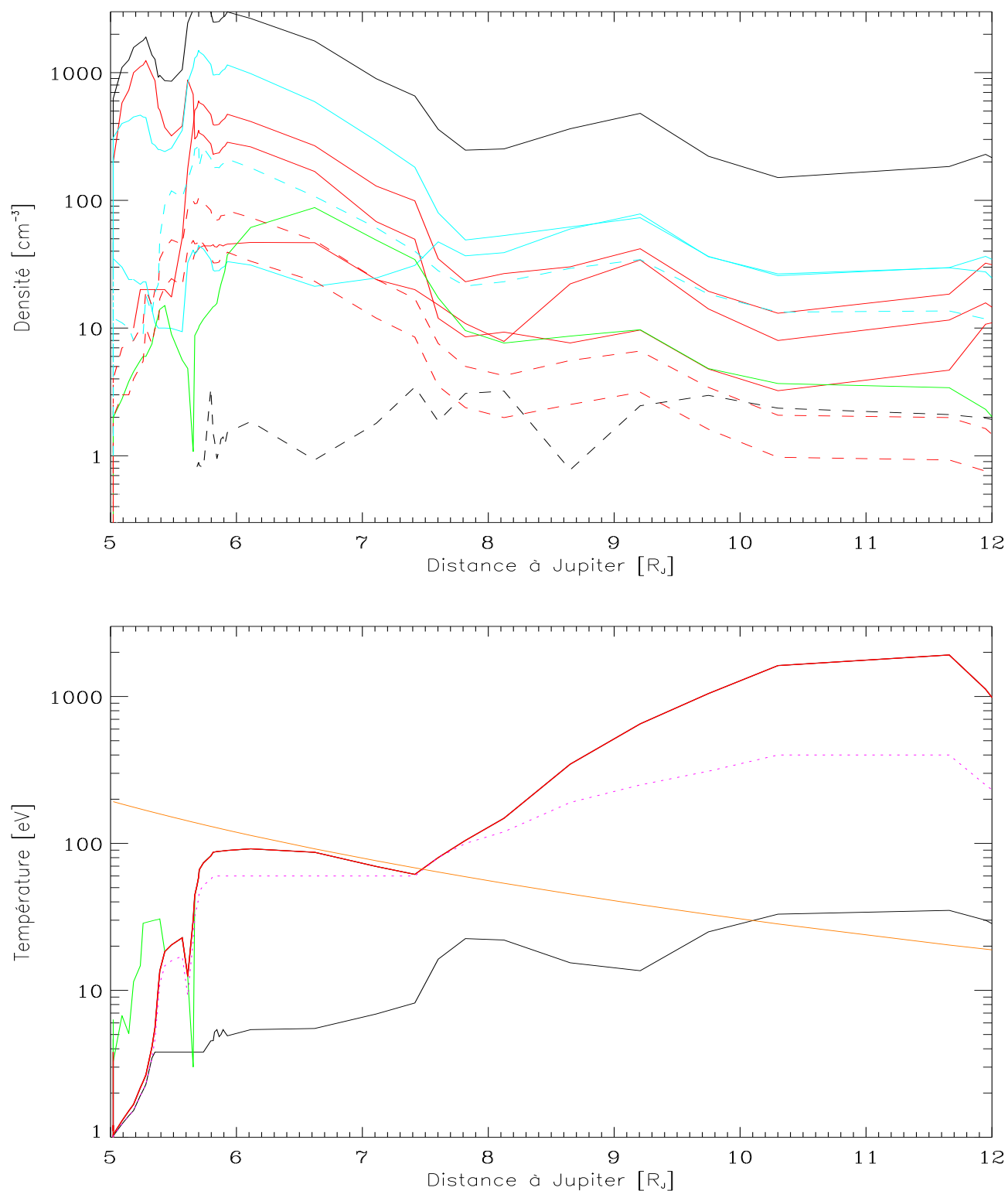


FIG. B.4 – Les densités et les températures rapportées à l'équateur centrifuge à partir de celles de références de Voyager 1 (figure VI.1), en utilisant des fonctions **bi-maxwelliennes** pour modéliser les distributions d'énergies des particules ( $A_0 = 10$  pour toutes les particules, ceci quelle que soit la distance radiale). Les conventions sont identiques à celles de la figure VI.1.

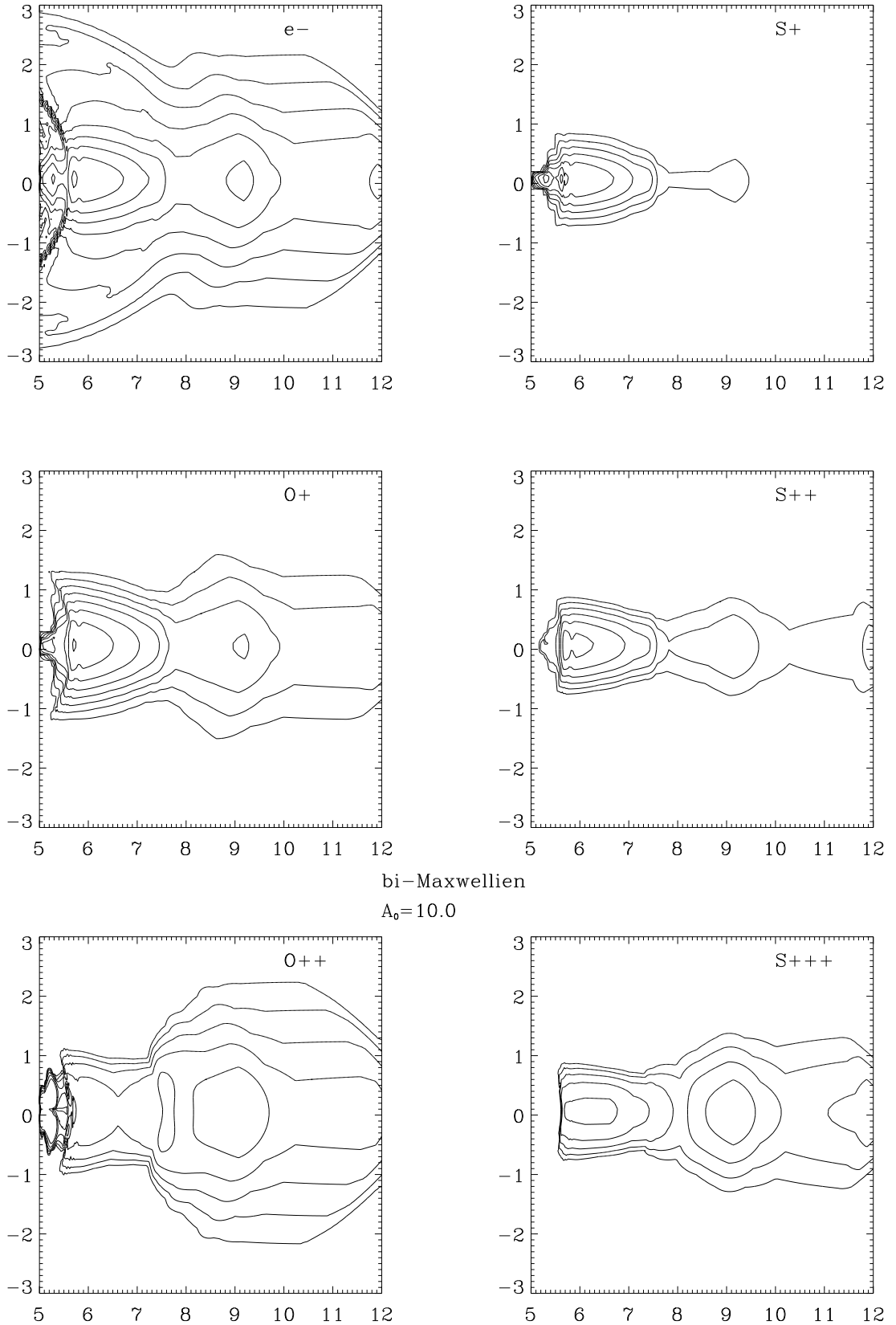


FIG. B.5 – Profils de densité autour de l'équateur centrifuge (confinement) des principales espèces de particules détectées dans tore de plasma d'Io, pour une distribution **bi-maxwellienne anisotrope** [ $A_{0i} = 10$ ] (niveaux des isocontours comme sur la figure VI.3).

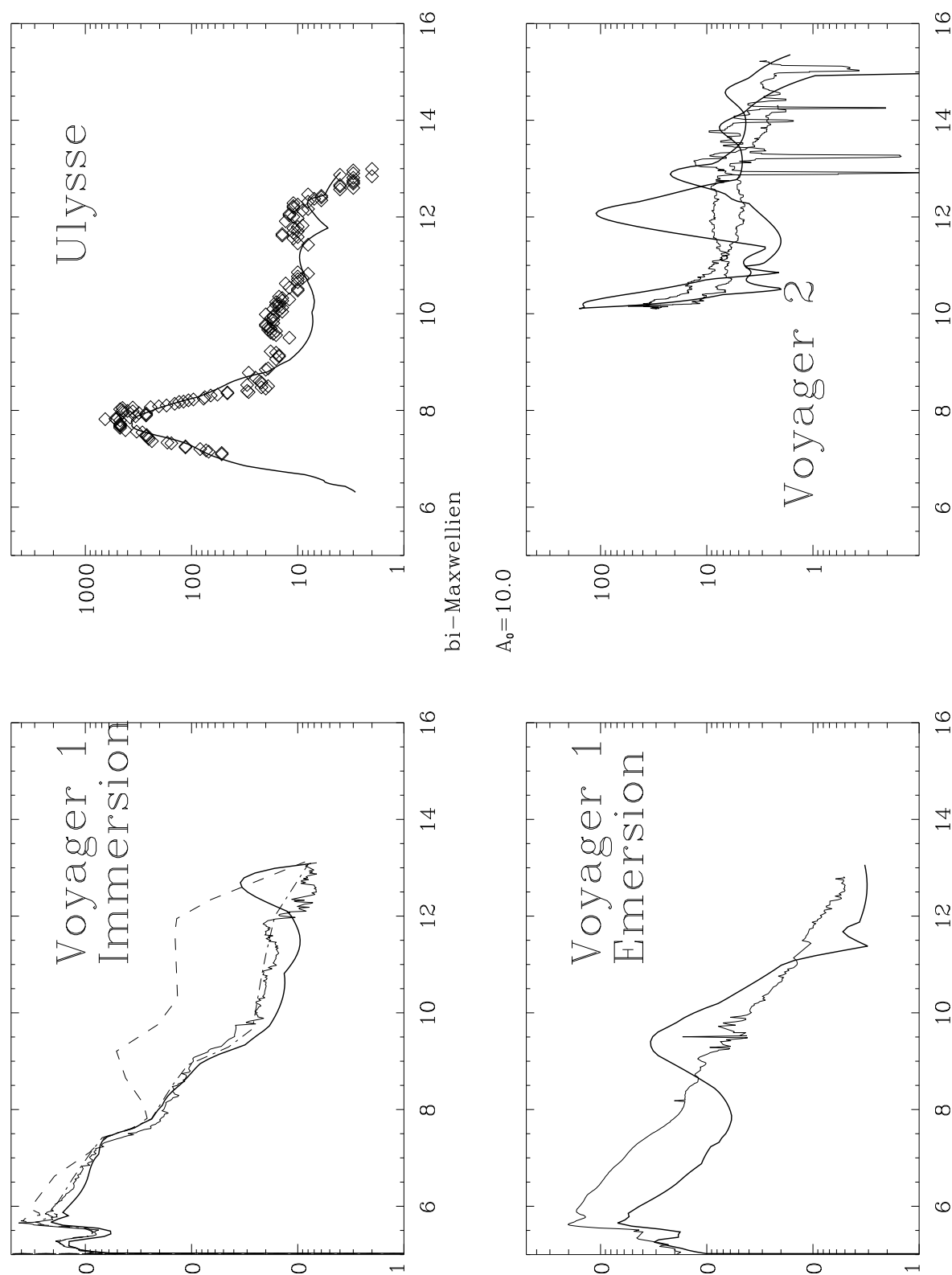


FIG. B.6 – Confrontation du modèle aux mesures de densité électronique de Voyager 1 à l'émer-  
sion, de Voyager2 et d'Ulysses, avec une distribution bi-maxwellienne  $A_{0i} = A_{0e} = 10$ .



## **Annexe C**

### **Autres publications**





## **Ulysses Radio and Plasma Wave Observations in the Jupiter Environment**

**R. G. Stone; B. M. Pedersen; C. C. Harvey; P. Canu; N. Cornilleau-Wehrin; M. D. Desch; C. de Villedary; J. Fainberg; W. M. Farrell; K. Goetz; R. A. Hess; S. Hoang; M. L. Kaiser; P. J. Kellogg; A. Lecacheux; N. Lin; R. J. MacDowall; R. Manning; C. A. Meetre; N. Meyer-Vernet; M. Moncuquet; V. Osherovich; M. J. Reiner; A. Tekle; J. Thiessen; P. Zarka**

The Unified Radio and Plasma Wave (URAP) experiment has produced new observations of the Jupiter environment, owing to the unique capabilities of the instrument and the traversal of high Jovian latitudes. Broad-band continuum radio emission from Jupiter and in situ plasma waves have proved valuable in delineating the magnetospheric boundaries. Simultaneous measurements of electric and magnetic wave fields have yielded new evidence of whistler-mode radiation within the magnetosphere. Observations of auroral-like hiss provided evidence of a Jovian cusp. The source direction and polarization capabilities of URAP have demonstrated that the outer region of the Io plasma torus supported at least five separate radio sources that reoccurred during successive rotations with a measurable corotation lag. Thermal noise measurements of the Io torus densities yielded values in the densest portion that are similar to models suggested on the basis of Voyager observations of 13 years ago. The URAP measurements also suggest complex beaming and polarization characteristics of Jovian radio components. In addition, a new class of kilometer-wavelength striated Jovian bursts has been observed.

**SCIENCE 11 September 1992, Volume 257, pp.1524-1531**



## **Electron density and temperature in the Io plasma torus from *Ulysses* thermal noise measurements**

**Sang Hoang,<sup>1</sup> Nicole Meyer-Vernet,<sup>1</sup> Michel Moncuquet,<sup>1</sup> Alain Lecacheux<sup>2</sup> and Bent M. Pedersen<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>Observatoire de Paris-Meudon, DESPA, URA 264 CNRS, 92195 Meudon, France

<sup>2</sup>Observatoire de Paris-Meudon, ARPEGES, ERS 076 CNRS, 92195 Meudon, France

**Abstract.** During the *Ulysses* flyby of Jupiter, the spacecraft crossed the outer part of the Io plasma torus along a basically North-to-South trajectory at a Jovicentric distance of about  $8 R_J$ . The quasi-thermal noise measured by the Unified Radio and Plasma Wave (URAP) experiment is used to deduce the electron density and temperature along the trajectory. The density is deduced from the upper hybrid frequency line and the temperature from the spin modulation of Bernstein waves. These results are used to build a simplified Gaussian model of the torus. The density profile is roughly symmetric with respect to the centrifugal equator, with a scale height of about  $0.9 R_J$ . The density at equator crossing is twice as large as that expected from the Divine-Garrett *Voyager*-based model at the same radial distance. The density scale height is lower than that found by *Voyager 1*; it is consistent with an ion temperature of about  $5 \times 10^5$  K, assuming an effective mass of about 20 proton masses. The fitting of the pressure distribution, symmetric with respect to the centrifugal equator, yields a cold electron temperature of about  $1.4 \times 10^5$  K at the equator, which is of the same order of magnitude as found by *Voyager 1*.

*Planet. Space Sci.*, Vol. 41, No. 11/12, pp. 1011-1020, 1993



## Bernstein Waves in the Io Plasma Torus: A Novel Kind of Electron Temperature Sensor

NICOLE MEYER-VERNET, SANG HOANG AND MICHEL MONCUQUET

*Département de Recherche Spatiale, Centre National de la Recherche Scientifique, Observatoire de Paris, France*

During Ulysses passage through the Io plasma torus, along a basically north-to-south trajectory crossing the magnetic equator at  $R$  approximately  $7.8 R_J$  from Jupiter, the United Radio and Plasma Wave experiment observed weakly banded emissions with well-defined minima at gyro-harmonics. These noise bands are interpreted as stable electrostatic fluctuations in Bernstein modes. The finite size of the antenna is shown to produce an apparent polarization depending on the wavelength, so that measuring the spin modulation as a function of frequency yields the gyro-radius and thus the local cold electron temperature. This determination is not affected by a very small concentration of suprathermal electrons, is independent of any gain calibration, and does not require an independent magnetic field measurement. We find that the temperature increases with latitude, from approximately  $1.3 \times 10^5$  K near the magnetic (or centrifugal) equator, to approximately twice this value at  $\pm 10^\circ$  latitude (i.e., a distance of approximately  $1.3 R_J$  from the magnetic equatorial plane). As a by-product, we also deduce the magnetic field strength with a few percent error.



## Table des figures

- I.1 L'équateur centrifuge est ici tracé dans un plan méridien contenant l'axe du moment magnétique  $\vec{M}$  d'un dipôle centré, incliné d'un angle  $\alpha$  sur l'axe de rotation planétaire de vecteur  $\vec{\Omega}$ . L'équateur centrifuge est défini comme lieu des points les plus éloignés de l'axe de rotation sur chaque ligne de champ. L'angle  $\psi$  formé par l'équateur magnétique et l'équateur centrifuge atteint son maximum dans ce plan  $(\vec{\Omega}, \vec{M})$  et vaut  $\sim \alpha/3$  pour un angle  $\alpha$  petit [Hill *et al.*, 1974] (pour Jupiter,  $\psi \sim 3.2^\circ$ ). Un point P de la magnétosphère sera aisément repéré vis-à-vis du champ magnétique par le « rayon magnétique équatorial (ou dipolaire) » L de la ligne de champ auquel il appartient, et vis-à-vis d'un plasma en corotation (tore) par sa latitude centrifuge (angle à l'équateur centrifuge local). . . . . 11
- I.2 Trajectoires, projetées dans un plan méridien du tore, des quatre sondes qui ont traversé le tore ou sa proche banlieue : Voyager 1 (vert), Voyager 2 (jaune), Ulysse (rouge) et Galileo (bleu). Les temps (en heures TU) indiqués par des points sont relatif à la traversée d'Ulysse (8 février 1992). Les isocontours sont ceux des densités électroniques calculées avec le modèle de Bagenal [1994] (isotrope, modèle de champ  $O_6$ , sans lame de courant) . . . . . 13
- I.3 Spectre dynamique de routine obtenu par Ulysse durant la journée du 8 février 1992 15
- I.4 Le spectre dynamique radio dont l'analyse détaillée a permis d'obtenir en particulier la densité et/ou la température électronique du tore de 7 à 13  $R_J$  . . . . . 16
- I.5 Minima et maxima (de la gyrofréquence à 48 kHz) des spectres URAP acquis lors de la traversée du tore. Les courbes basse et haute montre le bruit de fond de l'instrument (à la fréquence de chaque minimum) et le niveau de saturation, respectivement. Nous avons indiqué pour comparaison les bruits de fond instrumentaux de PRA sur Voyager 1, et de PWS sur Galileo. La ligne verticale pointillée indique l'équateur magnétique. . . . . 18
- I.6 Fréquences des minima absolus (cercles) et des maxima absolus (points) du spectre dynamique I.4. On a tracé la fréquence gyromagnétique et quelques-unes de ses harmoniques. . . . . 19
- [Moncuquet, Meyer-Vernet & Hoang [1995] **Figure 1**] Absolute minima and maxima (from the gyrofrequency to 48.5 kHz) for each of the 77 power spectra acquired by Ulysses during its Io torus crossing on February 8, 1992 (of which two examples are shown in Figure II.1). . . . . 24

[ <i>Moncuquet, Meyer-Vernet &amp; Hoang [1995] Figure 2</i> ] Two typical samples of spectra recorded on Ulysses (1559:20 UT and 1628:08 UT on February 8, 1992) in the first gyroharmonic band and the beginning of the second one. . . . .	26
[ <i>Moncuquet, Meyer-Vernet &amp; Hoang [1995] Figure 3</i> ] Antenna response to perpendicular waves plotted as a function of $k_{\perp}L$ and of the angle $\theta$ between the antenna and the magnetic field (in radians). . . . .	27
[ <i>Moncuquet, Meyer-Vernet &amp; Hoang [1995] Figure 4</i> ] Eight samples of experimental dispersion curves. The points with error bars are deduced from the observed spectra (two of them are shown in Figure II.1) and the solid line is the best fitted solution of Bernstein's waves dispersion equation with the corresponding electron temperature indicated on the right top of each panel. . . . .	28
[ <i>Moncuquet, Meyer-Vernet &amp; Hoang [1995] Figure 5</i> ] Temperature (triangles) and density (crosses) of electrons on the Ulysses trajectory crossing the outer part of Io torus. . . . .	29
[ <i>Moncuquet, Meyer-Vernet &amp; Hoang [1995] Figure 6</i> ] (top) Part of the spectrum observed at 1714 UT above the second gyroharmonic frequency. (bottom) The points with error bars are deduced from the spectrum and the solid lines are the best fitted solution of Bernstein's waves dispersion equation with two free parameters $T$ and $\omega_p$ . . . . .	29
[ <i>Moncuquet, Meyer-Vernet &amp; Hoang [1995] Figure 7</i> ] Dispersion characteristics of Bernstein waves for two Maxwellian populations of electrons. . . . .	30
[ <i>Moncuquet, Meyer-Vernet &amp; Hoang [1995] Figure 8</i> ] Ratio of the solution of the dispersion equation $k\rho_c$ , with a population made of two Maxwellians ( $c$ and $h$ ), to the solution $k\rho$ , with a single Maxwellian, for two values of $n_h/n_c$ and $T_h/T_c$ and $\omega_p/\Omega = 5$ . . . . .	30
[ <i>Moncuquet, Meyer-Vernet &amp; Hoang [1995] Figure 9</i> ] Comparison of the temperature $T_{mes}$ deduced from Bernstein's dispersion relation (near the middle of the first gyroharmonic band, for $\omega_p/\Omega = 5$ ) to the effective temperature $T_{eff}$ (equation (6)), with $\alpha = c, h$ ) for a distribution made of two Maxwellian populations. . . . .	31
[ <i>Moncuquet, Meyer-Vernet &amp; Hoang [1995] Figure A1</i> ] (top) Antenna response to Bernstein waves with Doppler effect and (bottom) the difference with the antenna response without Doppler effect shown in Figure II.1 as a function of $kL$ and the angle $\theta$ between the antenna and the magnetic field (in radians). . . . .	32
[ <i>Moncuquet, Meyer-Vernet &amp; Hoang [1995] Figure B1</i> ] Dispersion characteristics of Bernstein waves. . . . .	33
[ <i>Moncuquet et al. [1997] Figure 1</i> ] Example of Bernstein waves forbidden bands (grey strips). . . . .	40
[ <i>Moncuquet et al. [1997] Figure 2a</i> ] Two power spectra at 1912 and 1931 UT showing abrupt drops together with the corresponding dispersion curves and the derived $f_{pc}/f_g$ . . . . .	41



[ <i>Moncuquet et al. [1997] Figure 2b</i> ] Two power spectra at 1944 and 2008 UT, showing the abrupt drops (top) and the dispersion curves (bottom) with the forbidden bands (grey strips), plotted as in Figure II.2 with the same notations. . . . .	42
[ <i>Moncuquet et al. [1997] Figure 3</i> ] Examples of dispersion curves for four halo velocity distributions: $n_h/n_c = 0.01$ or $0.25$ and $T_h/T_c = 10$ or $50$ ; $n_c$ is constant. . . . .	43
[ <i>Moncuquet et al. [1997] Figure 4</i> ] Comparison between the radio and the sounder data. . . . .	44
[ <i>Moncuquet et al. [1997] Figure 5</i> ] Core electron density deduced from Bernstein wave forbidden bands along Ulysses trajectory in the outskirts of the Io plasma torus. . . . .	44
III.1 Fréquences mesurées aux minima des spectres (points) avec en trait continu la gyrofréquence et ses harmoniques déduites de ces minima. La gyrofréquence donnée par le magnétomètre à bord (moyennée sur 64s) en indiquée à titre de comparaison (courbe hachurée). . . . .	50
III.2 Bilan des mesures d'Ulysse. Figure haute: rappel du spectre dynamique mesuré par URAP sur Ulysse dans le tore de plasma d'Io et au delà (voir pour plus de détails figure I.4). On a superposé la fréquence plasma $f_p$ lorsqu'elle est détectable, et les premières fréquences de résonance des modes de Bernstein $f_Q$ . Figure basse: Les principaux paramètres physiques déduits de la spectroscopie du bruit quasi-thermique: densité et température électronique, magnitude du champ en fonction du temps, de la distance jovicentrique et de la latitude magnétique (en haut). (à paraître dans <i>Meyer-Vernet et al. [1997]</i> ) . . . . .	51
III.3 Spectre dynamique obtenu par le satellite Wind durant la journée du 16 novembre 1994: 1 <sup>er</sup> périgée, traversée de la Plasmasphère de la Terre. . . . .	55
IV.1 Densité et température des électrons dans la partie externe du tore d'Io (le tore « chaud »), en fonction de la latitude centrifuge. [adapté de <i>Meyer-Vernet, Moncuquet and Hoang, 1995</i> ] . . . . .	59
IV.2 Température/densité électroniques mesurées in situ sur Ulysse, avec la meilleure droite de régression linéaire sur une échelle log-log (et tenant compte des barres d'erreurs dans les deux directions [ <i>Numerical Recipes, 1992</i> ]). Les données couvrent environ $3.5R_J$ autour de l'équateur centrifuge. (La longitude varie d'environ $90^\circ$ autour de $310^\circ$ ouest (CML) et la distance à Jupiter varie peu, de $7.1$ à $8.4 R_J$ ).[extrait de <i>Meyer-Vernet, Moncuquet and Hoang, 1995</i> ] . . . . .	61
IV.3 Un modèle simplifié de densité électronique limité au domaine exploré utilement par Ulysse dans le tore de plasma d'Io et calculé à partir d'une $\kappa$ -distribution isotrope ( $\kappa = 2.4$ ) pour toutes les particules. Le profil en altitude $s$ est une fonction Lorentzienne en $s$ d'échelle de hauteur $H \approx 0.9R_J$ . Le gradient de densité électronique utilisé à l'équateur centrifuge est celui de Voyager 1 (mais la densité absolue est multipliée par 1.9 pour s'ajuster à celle mesurée par Ulysse).(Figure extraite de <i>Moncuquet [1995]</i> ) . . . . .	70

- V.1 Toutes les densités électroniques obtenues avec Ulysse comparées à quelques profils théoriques. Les deux courbes en trait fin qui encadrent la courbe en tirets sont les profils de densité calculés à partir du modèle de *Bagenal* [1994] avec un champ  $O_6$  sans lame de plasma et une distribution isotrope (courbe du haut) ou avec un champ  $O_6$ , une lame de plasma et une anisotropie du halo égale à 5 (courbe du bas). La courbe en tirets est intermédiaire entre ces cas ( $O_6$  + lame de plasma et isotrope) [NB: la différence entre utiliser le modèle de champ magnétique  $O_4$  ou  $O_6$  pour calculer ces profils est complètement négligeable à ces distances]. La courbe en trait gras, limitée au domaine de validité de la loi polytrophe (à  $L \simeq 8R_J$ ) est le profil déduit de l'ébauche de modèle « d'allure kappa » [*Meyer-Vernet, Moncuquet and Hoang, 1995*] qui est montré en 2-D sur la figure IV.3. . . . . 72
- V.2 Profils de température le long de la trajectoire de Voyager 1, calculés en utilisant l'ébauche de modèle « kappa » (non isotherme avec la latitude) présenté section IV.3 (et dans l'annexe B.1) pour 3 valeurs du kappa. On a supposé la température à l'équateur centrifuge constante après  $\sim 7.5R_J$  (60 eV pour les ions et 6 eV pour les électrons) et la variation de température ainsi calculée ne dépend que de la variation de latitude de Voyager 1. Les profils en noir sont une sélection des mesures de Voyager 1 (inbound) et constituent la base de référence du modèle de *Bagenal* [1994]. (**Figure extraite de *Moncuquet [1995]***) . . . . . 73
- V.3 Densité de plasma (normalisée à l'équateur centrifuge) en fonction de la latitude magnétique (modèle dipolaire du champ jovien), pour deux valeurs du kappa (1.6 et 2.4) de la distribution d'énergie d'un ion « moyen » du tore ( $m_i = 20m_p, Z_i = +1$ ), comparé au profil obtenu avec une distribution maxwellienne ( $\kappa_i \mapsto \infty$ ). Les profils obtenus avec une distribution isotrope sont en traits fins, les profils obtenus avec une anisotropie de température ( $T_{\perp}/T_{\parallel} = 2$ ) sont en gras. Le kappa des électrons est fixé à 2.4 [*Meyer-Vernet, Moncuquet and Hoang, 1995*] et l'anisotropie à 1.2 [*Sittler and Strobel, 1987*] . . . . . 77
- VI.1 Les densités et les températures de référence (mesurées par Voyager 1) utilisées en entrée du code, pour les principales espèces d'ions. Ce sont celles du modèle de *Bagenal* [1994]. Les paramètres relatifs aux espèces froides (cœurs) sont en traits continus, ceux relatifs aux espèces chaudes (halos) en tirets. Les densités et températures des électrons sont en noir, les densités des ions S (+,+,++) en rouge et celles des ions O (+,++) en bleu; la densité des protons est indiquée en vert (figure du haut). Les températures de toutes les espèces d'ions sont identiques (sauf pour les protons entre 5 et  $6R_J$ ) et indiquées en magenta sur la figure du bas. 81
- VI.2 Les densités et les températures rapportées à l'équateur centrifuge à partir de celles de références montrées figure VI.1, en utilisant des fonctions bi-kappa pour modéliser les distributions d'énergies des particules ( $\kappa \equiv 2, A_0 \equiv 3$  pour **tous** les ions,  $\kappa_e = 2.4, A_{0e} = 1.2$  pour les électrons). Les conventions sont identiques à celles de la figure VI.1, sauf qu'il n'y a plus d'espèces chaude ou froide mais des densités totales (en haut) et des températures perpendiculaires effectives (en bas) - (grosso modo comparables aux températures des froids des distributions cœur+halo). On a superposé (pointillés) la température des ions froids de la figure VI.1 et, en trait continu orangé, une variation adiabatique des températures en  $L^{-8/3}$ . . . . . 83

VI.3	Profils de densité autour de l'équateur centrifuge (confinement) des principales espèces de particules détectées dans tore de plasma d'Io. ( $\kappa_i = 2, A_{0i} = 3, \kappa_e = 2.4, A_{0e} = 1.2$ ). Les niveaux des isocontours sont tous en régression géométrique de raison 1/2. Ils décroissent à partir de $1600\text{cm}^{-3}$ pour les électrons, $\text{O}^+$ , $\text{S}^+$ et $\text{S}^{++}$ , à partir de $80\text{cm}^{-3}$ pour $\text{O}^{++}$ et $\text{S}^{+++}$ . . . . .	87
VI.4	Confrontation du modèle aux mesures de densité électronique de Voyager 1 à l'émersion, de Voyager2 et d'Ulysse, avec $\kappa_i = 2, A_{0i} = 3, \kappa_e = 2.4, A_{0e} = 1.2$ (on a aussi représenté la mesure de Voyager 1 à l'immersion qui sert de référence pour la variation radiale). . . . .	89
A.1	Distance jovicentrique, latitude centrifuge (en degrés), rayon du dipôle à l'équateur magnétique (L) et longitude ouest (ou CML, en degrés) des quatre visiteurs du tore. . . . .	105
A.2	Spectre dynamique de routine obtenu par Ulysse durant la journée du 13 mars 1995, dans le vent solaire . . . . .	107
A.3	Quelques spectres acquis sur Wind dans la Plasmasphère, montrant les minima aux harmoniques de la fréquence gyromagnétique et le pic de puissance à la fréquence hybride-haute . . . . .	108
A.4	Densité et température des électrons froids dans la Plasmasphère déduites par l'analyse du bruit quasi-thermique en modes de Bernstein. . . . .	109
A.5	Un spectre dynamique espéré.[d'après un document technique du <i>Department of Physics &amp; Astronomy, University of Iowa</i> ] . . . . .	110
B.1	Les densités et les températures rapportées à l'équateur centrifuge à partir de celles de références de Voyager 1 (figure VI.1), en utilisant une fonction <b>kappa isotrope</b> pour modéliser les distributions d'énergies des particules ( $\kappa = 2, A_0 = 1$ pour tous les ions, $\kappa = 2.4, A_0 = 1.2$ pour les électrons, ceci quelle que soit la distance radiale). Les conventions sont identiques à celles de la figure VI.2. . . . .	127
B.2	Profils de densité autour de l'équateur centrifuge (confinement) des principales espèces de particules détectées dans tore de plasma d'Io, pour une distribution <b>kappa</b> [ $\kappa_i = 2$ ] <b>isotrope</b> (niveaux des isocontours comme sur la figure VI.3). . . . .	128
B.3	Confrontation du modèle aux mesures de densité électronique de Voyager 1 à l'émersion, de Voyager2 et d'Ulysse, avec une distribution kappa isotrope $\kappa_i = 2$ . . . . .	129
B.4	Les densités et les températures rapportées à l'équateur centrifuge à partir de celles de références de Voyager 1 (figure VI.1), en utilisant des fonctions <b>bi-maxwelliennes</b> pour modéliser les distributions d'énergies des particules ( $A_0 = 10$ pour toutes les particules, ceci quelle que soit la distance radiale). Les conventions sont identiques à celles de la figure VI.1. . . . .	131
B.5	Profils de densité autour de l'équateur centrifuge (confinement) des principales espèces de particules détectées dans tore de plasma d'Io, pour une distribution <b>bi-maxwellienne anisotrope</b> [ $A_{0i} = 10$ ] (niveaux des isocontours comme sur la figure VI.3). . . . .	132

B.6	Confrontation du modèle aux mesures de densité électronique de Voyager 1 à l'émergence, de Voyager2 et d'Ulysse, avec une distribution bi-maxwellienne $A_{0i} = A_{0e} = 10$ . . . . .	133
-----	---	-----