



**HAL**  
open science

# Etude des émissions radio aurorales de Saturne, modélisation et aurores UV

Laurent Lamy

► **To cite this version:**

Laurent Lamy. Etude des émissions radio aurorales de Saturne, modélisation et aurores UV. Astrophysique [astro-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2008. Français. NNT: . tel-00328763v3

**HAL Id: tel-00328763**

**<https://theses.hal.science/tel-00328763v3>**

Submitted on 19 Sep 2009 (v3), last revised 20 Sep 2009 (v4)

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

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

présentée par

LAURENT LAMY

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE  
*Spécialité* : LA PHYSIQUE, DE LA PARTICULE AU SOLIDE

## ETUDE DES ÉMISSIONS RADIO AURORALES DE SATURNE, MODÉLISATION ET AURORES UV

Soutenue le 9 septembre 2008 à l'Observatoire de Meudon,  
devant le jury composé de :

Anne-marie Cazabat	Présidente du Jury
Alain Roux	Rapporteur
Nick Achilleos	Rapporteur
Christian Jacquy	Examineur
Helmut Rucker	Examineur
Donald Gurnett	Examineur invité
Renée Prangé	Directrice de thèse
Philippe Zarka	Directeur de thèse

## Résumé

Cette thèse porte sur l'étude du rayonnement radio auroral kilométrique de Saturne (SKR pour Saturn Kilometric Radiation) observé de façon quasi-continue par les antennes radio de la sonde Cassini depuis son entrée en orbite autour de Saturne en juillet 2004. Comme les rayonnements radio auroraux des autres planètes magnétisées, le SKR est généré sur des lignes de champ magnétique de haute latitude près des pôles magnétiques.

Tirant parti de plusieurs années d'observations, les propriétés macroscopiques du SKR (spectre, polarisation, conjugaison des sources de chaque hémisphère, mode d'émission) sont déduites par une analyse statistique. Elles montrent en particulier que les caractéristiques de l'émission dépendent fortement de la position de l'observateur. Ceci est une conséquence directe de l'anisotropie du SKR qui engendre de forts effets de visibilité, visibles dans les cartes d'intensité temps-fréquence (arcs, régions d'invisibilité de l'émission). La simulation de ces effets de visibilité apporte de nouvelles contraintes sur les propriétés microscopiques des sources (énergie et distribution des électrons auroraux).

Le SKR est connu pour être modulé à une période variable. Une analyse de la variation de cette période radio sur plusieurs années révèle des oscillations à court terme de l'ordre de 20-30 jours dont l'origine est attribuée à la variation de la vitesse caractéristique du vent solaire au niveau de Saturne. Une étude parallèle du rayonnement auroral kilométrique terrestre (AKR), observé lors du survol de la Terre par Cassini en août 1999, met en évidence la découverte d'une modulation diurne semblable à celle du SKR.

Enfin, la technique de goniopolarimétrie permet de faire de l'imagerie radio des sources du SKR. L'étude de leur distribution moyenne montre pour la première fois l'existence d'un ovale radio. La comparaison des images des sources du SKR avec celles des ovales auroraux (observés dans l'ultraviolet lointain par le télescope Hubble), ainsi que de leur puissance respective, montre une association étroite entre ces deux processus d'émission.

## Abstract

This thesis deals with the Saturn Kilometric Radiation (SKR) quasi-continuously observed by the radio antenna of the Cassini spacecraft since its orbit insertion in July 2004. Similar to auroral radio emissions of other magnetized planets, the SKR is emitted along high latitude magnetic field lines, close to the magnetic poles.

Thanks to many years of observations, I have performed a statistical study of the SKR to deduce its macroscopic average properties (spectrum, polarization, conjugacy between sources emitted in north/south hemispheres, mode of emission). These results display in particular that the characteristics of the emission strongly depend on the observer's location around the planet. This dependence arises directly from the intrinsic anisotropy of the SKR that leads to strong visibility effects, revealed in dynamic spectra (arc-shaped structures, zones not illuminated by the SKR sources). The simulation of such visibility effects brings new constraints on the microscopic properties of the radio sources (energy and type of distribution of auroral electrons).

The SKR is modulated at a period which is known to vary. An analysis on many years of the variation of this radio period reveals clear oscillations at a short term time scale around 20-30 days. The origin of these oscillations have been attributed to the similar oscillations of the solar wind speed at Saturn. A parallel study of the auroral kilometric radiation (AKR), observed when the spacecraft performed a flyby of the Earth in Aug. 1999, shows the detection of a diurnal modulation (similar to that of the SKR).

Finally, the goniopolarimetric analysis of the SKR allows us to perform radio imaging. The study of the distribution of the sources shows for the first time the existence of a radio oval. The comparison between images of the SKR sources and images of the auroral ovals (observed in the far ultraviolet domain by the Hubble Space Telescope), as well as the comparison between their power variations, shows a clear conjugacy, suggesting a close association of both auroral processes.

---

# Table des matières

---

<b>0</b>	<b>Abréviations et notations</b>	<b>7</b>
0.1	Abréviations . . . . .	8
0.2	Notations physiques . . . . .	9
<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>11</b>
1.1	Dessine moi une magnétosphère . . . . .	11
1.2	Physique aurorale et domaine spectral . . . . .	13
1.2.1	Les aurores observées dans l’ultraviolet . . . . .	14
1.2.2	Le rayonnement radio kilométrique auroral de Saturne . . . . .	16
1.2.3	Autres émissions aurorales . . . . .	19
1.3	Observations à distance . . . . .	19
1.3.1	Le télescope spatial Hubble . . . . .	19
1.3.2	Instrumentation radio de la sonde Cassini . . . . .	20
1.4	Problématique . . . . .	21
<b>2</b>	<b>Caractéristiques et propriétés moyennes du SKR</b>	<b>23</b>
2.1	Avant la physique . . . . .	24
2.1.1	Instrumentation radio : de Voyager à Cassini . . . . .	24
2.1.2	De l’instrumentation à la physique . . . . .	26
2.1.3	Réduction des données et choix des observables . . . . .	26
2.2	Phénoménologie générale des émissions kilométriques . . . . .	27
2.3	Etat de polarisation . . . . .	28
2.3.1	Mesures 2-antennes et polarisation circulaire . . . . .	28
2.3.2	Mesures 3-antennes et polarisation elliptique à haute latitude . . . . .	28
2.4	Anisotropie et effets de visibilité . . . . .	32
2.5	Spectres moyens et conjugaison des émissions nord/sud . . . . .	33
2.6	Variation temporelle des puissances nord/sud . . . . .	33
2.7	Spectre typique dépendant de la position de l’observateur . . . . .	34
2.7.1	Visibilité en fonction du temps local . . . . .	34
2.7.2	Visibilité en fonction de la latitude . . . . .	34

2.8	Perspectives . . . . .	35
2.8.1	Utiliser le SKR comme indicateur de l'activité aurorale . . . . .	36
2.8.2	Contrepartie radio aurorale liée aux reconfigurations de la magnétosphère . . . . .	37
2.8.3	SKR et transfert de plasma . . . . .	37
2.9	L'apport de Cassini . . . . .	37
<b>3</b>	<b>Périodes radio et périodes de rotation planétaire</b>	<b>39</b>
3.1	La période de rotation interne de Saturne est inconnue . . . . .	40
3.2	Variation de la période radio à court terme . . . . .	40
3.3	Le vent solaire, fauteur de troubles . . . . .	43
3.3.1	Projection balistique des paramètres du vent solaire . . . . .	43
3.3.2	Etude spectrale . . . . .	44
3.4	Discussion . . . . .	46
3.5	Perspectives . . . . .	46
3.6	Modulation diurne du rayonnement kilométrique terrestre . . . . .	48
3.6.1	Modulation diurne du rayonnement kilométrique terrestre . . . . .	49
3.6.2	Analyse spectrale . . . . .	52
3.6.3	Interprétation de la modulation diurne du rayonnement kilométrique terrestre . . . . .	53
3.6.4	Perspectives . . . . .	54
3.7	L'apport de Cassini . . . . .	55
<b>4</b>	<b>Spectro-imagerie dans l'Ultraviolet lointain</b>	<b>57</b>
4.1	Imagerie : traitement des images et morphologie des aurores FUV . . . . .	57
4.1.1	Fond empirique et variabilité . . . . .	58
4.1.2	Localiser les émissions dans le plan d'observation . . . . .	62
4.1.3	Altitude des aurores . . . . .	64
4.1.4	Morphologie de l'ovale projeté et variabilité . . . . .	65
4.1.5	Ovale auroral moyen . . . . .	66
4.2	Etude spectrale et flux rayonné par les sources aurorales . . . . .	66
4.2.1	Spektromètre . . . . .	66
4.2.2	Description des données . . . . .	69
4.2.3	Absorption . . . . .	70
4.2.4	Puissance des aurores . . . . .	72
4.3	Perspectives . . . . .	74
4.4	L'apport du HST . . . . .	74
<b>5</b>	<b>Analyse comparée de la position des sources UV/Radio</b>	<b>77</b>
5.1	Goniopolarimétrie et localisation des sources radio . . . . .	79
5.1.1	Etude du périkron de l'orbite 29 . . . . .	79
5.1.2	Localisation apparente des sources dans le plan d'observation . . . . .	79
5.1.3	Localisation réelle des sources dans l'espace . . . . .	81
5.1.4	Projection polaire magnétique . . . . .	82
5.1.5	Diagramme d'émission . . . . .	82
5.2	Imagerie comparée des sources UV et radio . . . . .	84
5.2.1	Campagne d'observation commune HST-Cassini de janvier 2007 . . . . .	84
5.2.2	Etudes de cas . . . . .	85
5.2.3	Ovale radio statistique préliminaire . . . . .	88
5.3	Perspectives . . . . .	90
5.4	Les rendez vous d'Hubble et Cassini . . . . .	90

<b>6</b>	<b>Simulation des effets de visibilité du SKR</b>	<b>93</b>
6.1	Simuler les émissions radio planétaires . . . . .	93
6.1.1	Instabilité Maser Cyclotron . . . . .	94
6.1.2	Distributions électroniques instables . . . . .	95
6.1.3	Cas kronien et paramètres libres . . . . .	96
6.2	Arcs et arcs double dans le SKR . . . . .	96
6.3	Zone d'ombre équatoriale . . . . .	98
6.4	Extinctions de haute latitude . . . . .	100
6.4.1	Ovale "idéal" . . . . .	101
6.4.2	Ovale "réel" . . . . .	101
6.5	Discussion des paramètres de simulation . . . . .	104
6.5.1	Position des sources . . . . .	104
6.5.2	Diagramme d'émission . . . . .	105
6.6	Perspectives . . . . .	107
6.7	L'apport de Cassini et de SERPE . . . . .	108
<b>7</b>	<b>Conclusion</b>	<b>109</b>
	<b>Remerciements</b>	<b>113</b>
<b>A</b>	<b>Traitement automatisé à long terme des données radio RPWS-HFR</b>	<b>115</b>
A.1	Variabilité du niveau de fond . . . . .	115
A.2	Choix de la sélection d'antennes . . . . .	117
A.2.1	Fonctionnement 2-antennes . . . . .	117
A.2.2	Fonctionnement 3-antennes . . . . .	117
A.3	Sélection du SKR . . . . .	118
A.3.1	Sélection en polarisation . . . . .	118
A.3.2	Sélection par la localisation des sources . . . . .	119
A.4	Traitement des données et création des séries à long terme . . . . .	120
A.4.1	Intégration initiale . . . . .	121
A.4.2	Élimination des parasites . . . . .	122
A.4.3	Intégration finale . . . . .	122
A.4.4	Normalisation . . . . .	122
<b>B</b>	<b>Méthodes d'analyse harmonique d'un signal périodique de période variable</b>	<b>125</b>
B.1	Méthode de corrélation de pics séparés par N périodes . . . . .	125
B.2	Analyse spectrale de Lomb-Scargle . . . . .	127
B.2.1	Périodogramme classique . . . . .	127
B.2.2	Périodogramme normalisé de Lomb-Scargle . . . . .	129
B.2.3	Calcul de $P_{skr}$ à court terme . . . . .	130
<b>C</b>	<b>Projection des images HST</b>	<b>131</b>
C.1	Grille de coordonnées . . . . .	131
C.2	Projections . . . . .	134
<b>D</b>	<b>Étalonnage photométrique des images STIS</b>	<b>139</b>
D.1	Réétalonnage des longueurs d'onde . . . . .	139
D.2	Spectre rayonné et spectre émis . . . . .	140
D.2.1	Spectre auroral moyen . . . . .	140
D.2.2	Spectre théorique . . . . .	142

D.2.3	Spectre rayonné par l'atmosphère . . . . .	142
D.2.4	Spectre émis par la source . . . . .	142
D.3	Taux de comptage moyen en coups.pix <sup>-1</sup> .s <sup>-1</sup> simulé pour l'ovale UV . . . . .	144
D.4	Emission rayonnée en kR . . . . .	145
D.4.1	Emittance moyenne de l'émission aurorale en kR . . . . .	145
D.4.2	Taux de comptage C <sub>kR</sub> en coups.s <sup>-1</sup> .pix <sup>-1</sup> .kR <sup>-1</sup> . . . . .	145
D.5	Puissance rayonnée en W . . . . .	146
D.5.1	Taux de comptage C <sub>W ray</sub> en W.pix <sup>-1</sup> par coups.s <sup>-1</sup> . . . . .	146
D.5.2	Puissance de l'aurore vue sur une image . . . . .	147
D.6	Puissance émise en W . . . . .	147
<b>E</b>	<b>Comment construire une image radio ?</b>	<b>149</b>
E.1	Localisation des sources . . . . .	149
E.1.1	Localisation 2D . . . . .	149
E.1.2	Localisation 3D . . . . .	149
E.2	Cartes d'intensité . . . . .	151
E.2.1	Champ de vue de Cassini . . . . .	151
E.2.2	Projection polaire magnétique . . . . .	152
<b>F</b>	<b>SERPE / ExPRES</b>	<b>153</b>
F.1	Paramètres de simulation . . . . .	153
F.1.1	Positions des sources . . . . .	153
F.1.2	Paramètres d'émission . . . . .	154
F.1.3	Position de l'observateur . . . . .	154
F.2	Fonctionnement de SERPE . . . . .	154
F.3	Simulation d'arcs et étude paramétrique . . . . .	156
<b>G</b>	<b>Articles publiés ou soumis à publication au cours de cette thèse</b>	<b>159</b>
G.1	Saturn Kilometric Radiation : average and statistical properties . . . . .	159
G.2	Modulation of Saturn's radio clock by solar wind speed . . . . .	169
G.3	Diurnal modulation of AKR discovered by Cassini/RPWS . . . . .	172
G.4	Daily variations of Auroral Kilometric Radiation observed by STEREO . . . . .	175
G.5	Relationship between solar wind corotating interaction region compressions and the phasing and intensity of Saturn kilometric radiation bursts . . . . .	178
G.6	The response of Jupiter's and Saturn's auroral activity to the solar wind . . . . .	185
G.7	Goniopolarimetric study of the Rev 29 perikrone using theCassini/RPWS/HFR radio receiver . . . . .	196
G.8	Modeling of Saturn Kilometric Radiation arcs and equatorial shadow zone . . . . .	207
	<b>Bibliographie</b>	<b>213</b>





# CHAPITRE 0

---

## Abréviations et notations

---

### 0.1 Abréviations

ACS	Advanced Camera for Surveys (caméra HST)
AKR	Auroral Kilometric Radiation (aussi appelé TKR pour Terrestrial Kilometric Radiation)
AOC	Appellation d'origine contrôlée
CAPS	Cassini Plasma Spectrometer (spectromètre plasma embarqué sur Cassini)
CIR	Corotating Interaction Region (région d'interaction en corotation)
CME	Coronal Mass Ejection (éjection de masse coronale)
CQFD	Ce qu'Il Fallait Découvrir
EUV	Extreme Ultraviolet (UV extrême)
FOC	Faint Object Camera (caméra HST)
F115, F125, F140	Filtres ACS à bande large, moyenne et étroite respectivement
FUV	Far Ultraviolet (UV lointain)
FPLs	Forces Précaires Libres
IMC	Instabilité Maser Cyclotron
IR	Infrarouge
HFR	High Frequency Receiver (récepteur haute fréquence de l'expérience RPWS)
HST	Hubble Space Telescope (Télescope spatial Hubble)
LH	Left-handed polarized (polarisation main gauche)
L-O	Mode d'émission ordinaire oblique
MAG	Magnetometer (magnétomètre embarqué sur Cassini)
MAMA	Filtre STIS à bande large
QTZ	Filtre STIS à bande étroite
RH	Right-handed polarized (polarisation main droite)
RPWS	Radio and Plasma Wave Science (expérience radio embarquée sur Cassini)
R-X	Mode d'émission extraordinaire oblique
SERPE	Simulateur d'Emissions Radio Planétaires et Exoplanétaires
SKR	Saturn Kilometric Radiation (rayonnement kilométrique kronien)
SNR	Signal to Noise Ratio (rapport signal sur bruit)
SRF2	Filtre STIS à bande moyenne
STIS	Space Telescope Imaging Spectrograph (spectro-imageur HST)
UV	Ultraviolet
UVIS	Ultraviolet Imaging Spectrograph (spectro-imageur UV)
VIMS	Visual and Infrared Mapping Spectrometer (spectro-imageur IR)
WFPC2	Wide Field Planetary Camera 2 (caméra HST)

## 0.2 Notations physiques

$\alpha$	Angle d'attaque ou position angle
$\beta$	Latitude sub-terrestre
$\Delta\theta$	Epaisseur angulaire du cône d'émission
$\gamma$	Angle de phase
$\lambda$	Longueur d'onde ou latitude
$\mu$	Moment magnétique
$\omega$	Pulsation
$\phi$	Azimuth du vecteur d'onde
$\Phi$	Longitude solaire
$\sigma$	Ecart type ou section efficace d'absorption
$\theta$	Colatitude du vecteur d'onde ou angle d'ouverture
$\Omega$	Vecteur rotation ou angle solide
<b>B</b>	Champ magnétique
<b>C</b>	Coefficient de corrélation ou taux de comptage moyen
<b>d</b>	Distance
<b>e</b>	Applatissement ou charge électronique
<b>E</b>	Energie ou Emission
<b>E</b>	Champ électrique
<b>f</b>	Fréquence
$f_{ce}$	Fréquence cyclotron électronique
$f_{pe}$	Fréquence plasma électronique
<b>I</b>	Intensité
<b>k</b>	Vecteur d'onde
<b>m</b>	Masse
<b>n</b>	Densité
<b>P</b>	Période, puissance ou pression
<b>r</b>	Distance de la sonde à la planète
$R_{sat} = 70268 \text{ km}$	Rayon équatorial de Saturne
$R_{ter} = 6378 \text{ km}$	Rayon équatorial de la Terre
<b>S</b>	Vecteur de poynting
<b>TL</b>	Temps local (repère fixe par rapport au soleil)
<b>Q,U</b>	Taux de polarisation linéaire (paramètres de Stokes)
$UA = 149598000 \text{ km}$	Unité astronomique
<b>v</b>	Vitesse
<b>V</b>	Taux de polarisation circulaire (paramètre de Stokes)

*Ceci n'est pas une page vide (R. Magritte)*

# CHAPITRE 1

---

## Introduction

---

**L**E spectaculaire phénomène des aurores est connu sur Terre depuis l'antiquité [Pline l'ancien, 641]. Il est plus généralement caractéristique des planètes magnétisées, où les aurores apparaissent dans des régions proches des pôles magnétiques. On parle ainsi d'aurores polaires (boréales dans l'hémisphère nord, australes dans l'hémisphère sud). Les aurores terrestres et joviennes (pour Jupiter), d'aspect général similaire mais dont les caractéristiques détaillées et l'origine sont très différentes, ont jusqu'ici été les plus étudiées. Mais l'arrivée en 2004 de la mission Cassini à Saturne a offert l'occasion d'étudier un nouvel exemple de ce phénomène sur une planète qui, loin d'être un simple trait d'union entre la Terre et Jupiter, révèle un type d'émissions aurorales tout à fait distinct.

### 1.1 Dessine moi une magnétosphère

Comme la Terre et Jupiter, Saturne possède un champ magnétique (voir le tableau 1.1) qui forme un obstacle dans le vent solaire, flot continu principalement composé d'électrons et de protons expulsés par le Soleil à des vitesses comprises entre  $300 \text{ km.s}^{-1}$  et  $800 \text{ km.s}^{-1}$ . Cette interaction se traduit sous la forme d'une cavité magnétique dans laquelle domine le champ magnétique planétaire : c'est la magnétosphère. Elle est séparée du milieu interplanétaire par la magnétopause, région limite définie par l'équilibre entre la pression magnétique du champ interne et la pression dynamique du vent solaire. Si les propriétés de la magnétosphère dépendent de l'intensité du champ magnétique planétaire (voir tableau 1.1), sa forme est directement modelée par le vent solaire qui la compresse côté jour (on parle de "nez" de la magnétosphère) et l'étire côté nuit (par opposition "queue" de la magnétosphère). Comme le vent solaire est supersonique, une onde de choc se forme en amont de la magnétosphère. On nomme magnétogaine la région située entre ce choc d'étrave et la magnétopause.

Différentes sources de plasma alimentent en permanence la magnétosphère. Dans l'hypothèse de la magnétohydrodynamique (MHD) idéale, dans laquelle le plasma est considéré comme "gelé" dans le champ magnétique, la magnétosphère est un volume étanche aux particules chargées du vent solaire, isolée de ce dernier par la magnétopause. En réalité, le plasma transporté par le vent solaire peut pénétrer dans la magnétosphère à la faveur de reconnections magnétiques entre les champs magnétiques planétaire et interplanétaire (selon l'orientation de ce dernier) au nez (et à la barbe) ou le long des flancs de la magnétopause. Environ 1% du flux de particules incident

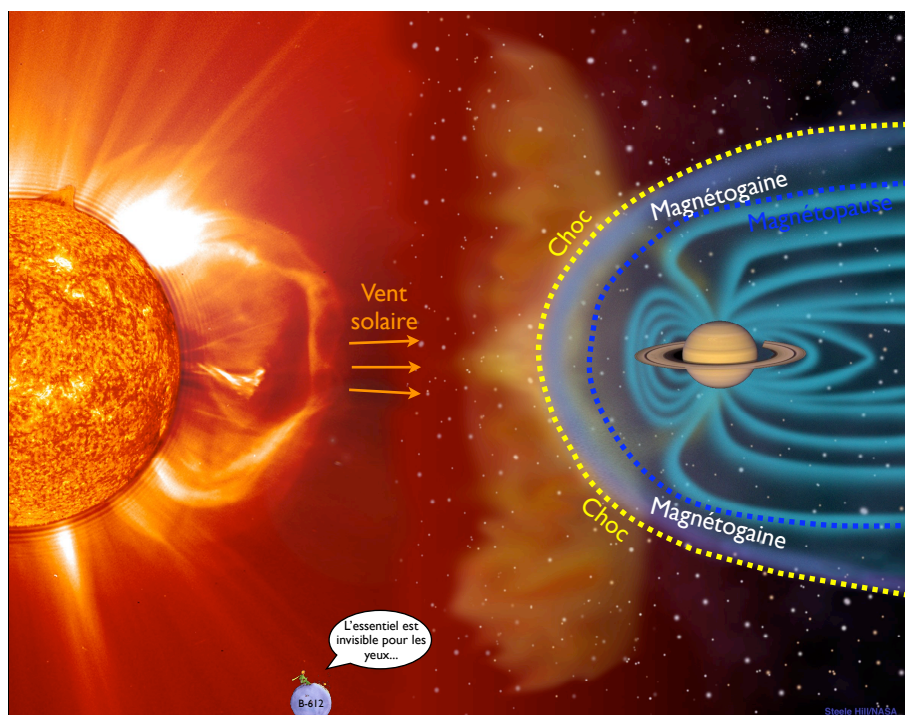


FIGURE 1.1 – Magnétosphère de Saturne.

pénètre dans la magnétosphère, ce qui correspond à l'injection de  $\sim 10^{26}$  ions. $s^{-1}$  (sous forme d'hydrogène et d'hélium ionisé). D'autres sources de plasma interne existent. Comme les autres planètes, la haute atmosphère de Saturne est ionisée par le rayonnement ultraviolet et X solaire pour former l'ionosphère. Les particules chargées (essentiellement des protons et des électrons) suffisamment "chaudes" peuvent échapper à l'attraction gravitationnelle planétaire le long des lignes de champ magnétique pour venir alimenter la magnétosphère. Les anneaux ainsi que les satellites Titan et Encelade constituent également des sources de plasma interne. La contribution d'Encelade (par cryovolcanisme) et de l'anneau E se traduit par l'injection de molécules d'eau à raison de  $\sim 10^{27-28}$   $H_2O.s^{-1}$  qui s'ionisent par photodissociation et collisions inélastiques avec les particules énergétiques de la magnétosphère. Enfin l'ionosphère de Titan alimente la magnétosphère à raison de  $\sim 10^{26}$  ions. $s^{-1}$  (sous forme d'hydrogène et d'azote ionisé). On peut noter que pour Saturne, le rapport neutres/ions atteint la valeur  $\sim 100$  alors qu'il n'est que de  $\sim 0.003$  pour Jupiter (les chiffres précédents sont tirés de [Zarka, 2003]).

Le mouvement des particules chargées à l'intérieur de la magnétosphère est guidé le long du champ magnétique. Suivant la force de Lorentz qui s'exerce sur eux, les électrons et les ions suivent un mouvement de gyration le long des lignes de champ. Soit  $\alpha$  l'angle d'attaque, c'est-à-dire l'angle que fait localement le vecteur vitesse de la particule  $\mathbf{v}$  avec le champ magnétique  $\mathbf{B}_{sat}$ . A cause de la conservation du premier invariant adiabatique (ou moment magnétique)  $\mu = mv_{\perp}^2/2B = \text{constante}$ , on obtient la relation  $\sin^2\alpha/B = \text{constante}$ . Ceci se traduit par un mouvement de rebond des particules chargées au lieu de la ligne de champ où  $\alpha = 90^\circ$ , dénommé point miroir. La particule rebrousse alors chemin jusqu'au point miroir situé à l'autre extrémité de la ligne de champ (voir précisions dans [Kivelson et Russel, 1965]). Si on considère une population de particules de distribution initiale maxwellienne dans le plan des vitesses  $(v_{\parallel}, v_{\perp})$ , les particules qui possèdent un point miroir situé dans l'atmosphère de la planète sont perdues par collision avec le milieu dense. La distribution de particules résultante (anisotrope) prend alors le nom de distribution de type "cône de perte".

Caractéristiques	Mercure	Terre	Jupiter	Saturne	Uranus	Neptune
Distance au Soleil (UA)	0.4	1	5.2	9.5	19	30
Rayon $R_p$ (km)	2439	6378	71492	60268	25559	24764
Moment dipolaire ( $G \cdot km^3$ )	$5.5 \times 10^7$	$7.9 \times 10^{10}$	$1.6 \times 10^{15}$	$4.7 \times 10^{13}$	$3.8 \times 10^{12}$	$2.2 \times 10^{12}$
Champ équatorial $B_e$ (G)	0.003	0.31	4.3	0.21	0.23	0.14
Inclinaison [ $\mathbf{B}, \Omega$ ]	+14°	+11.7°	-9.6°	0°	-58.6°	-46.9°
Période radio (h)	?	?	9.925	10.66	17.24	16.11
Période de rotation (h)	1407	24	idem	?	idem	idem
Rayon magnétopause ( $R_p$ )	1.5	10	60	20	18	23

TABLE 1.1 – Caractéristiques des planètes magnétisées [Zarka, 2003].

La circulation du plasma à grande échelle dans la magnétosphère peut se comprendre à la lueur de la compétition entre deux mécanismes distincts : le régime de convection lié à l'influence du vent solaire et le régime de corotation lié à l'entraînement du plasma par la planète (voir [Zarka, 2003] pour plus détails). Pour la convection, Dungey [1961] ont proposé que la reconnection magnétique (permettant aux particules du vent solaire de pénétrer dans la magnétosphère) initie un cycle qui organise la circulation des particules magnétosphériques selon deux tendances : le plasma est entraîné dans la direction jour-nuit (antisolaire) à haute latitude au dessus des pôles et dans la direction nuit-jour (solaire) aux basses latitudes. La corotation caractérise directement l'entraînement du plasma magnétosphérique en corotation avec la planète et dépend donc de la vitesse de rotation planétaire. La compétition des régimes de corotation et convection se manifeste par la coexistence des champs électriques induits de corotation ( $\mathbf{E}_{corot} = -\Omega_{saturne} \times (\mathbf{r} \times \mathbf{B}_{sat})$ , radial) et de convection ( $\mathbf{E}_{conv} = -\mathbf{v}_{vent\ solaire} \times \mathbf{B}_{sat}$ , dans la direction aube-crêpuscule). La circulation du plasma est dominé par la corotation dans la magnétosphère interne (où les équipotentielles électriques sont fermées et où le plasma est entraîné en super-corotation ou sous-corotation avec la planète) alors qu'elle est sous l'influence de la convection au delà.

Dans le cas de la Terre, la magnétosphère interne correspond à la plasmasphère (rotation lente). Pour Jupiter et Saturne (rotation rapide), elle s'applatit sous la forme d'un disque du fait d'une diffusion radiale vers l'extérieur sous l'effet de la force centrifuge et prend alors le nom de disque (ou feuillet) de plasma. Comme le plasma doit rester gelé dans le champ magnétique et que celui-ci tourne à la vitesse de la planète, un transfert de moment cinétique de l'ionosphère vers le feuillet de plasma a lieu pour forcer sa corotation. Ceci se traduit par la mise en place d'un système de courants alignés avec les lignes de champ magnétique.

Les caractéristiques de la magnétosphère de Saturne (cf tableau 1.1) peuvent être résumées de la façon suivante : comme Jupiter, Saturne tourne rapidement sur elle même et possède une magnétosphère de grande dimension ; mais comme la Terre, le champ magnétique équatorial kronien est faible et la magnétosphère très sensible au vent solaire.

## 1.2 Physique aurorale et domaine spectral

Historiquement, une aurore a été définie comme l'émission de photons résultant de la collision de particules chargées énergétiques (électrons et ions, de  $\sim 100$  eV à  $\sim 10$  MeV) guidées le long des lignes de champ magnétique de haute latitude avec le milieu dense neutre constitué par la haute atmosphère planétaire. Cette dernière joue ainsi le rôle d'un écran qui révèle en temps réel les faisceaux de particules qui précipitent vers la planète. Comme les processus d'accélération sont moins efficaces pour les ions, plus lourds, leur contribution aurorale est généralement négligeable par rapport à celle des électrons. Les émissions collisionnelles sont observées dans les domaines de longueur d'onde visible et ultraviolet lointain (noté FUV pour Far Ultraviolet), selon la composition de l'atmosphère. Par exemple, sur Terre, les principales espèces atmosphériques à 100 km d'altitude sont l'oxygène et l'azote dont les raies de transition électronique correspondent aux couleurs rouges, vertes et bleues, tandis que l'hydrogène atomique domine au delà de 100 km d'altitude et émet une couleur rouge caractéristique de la transition

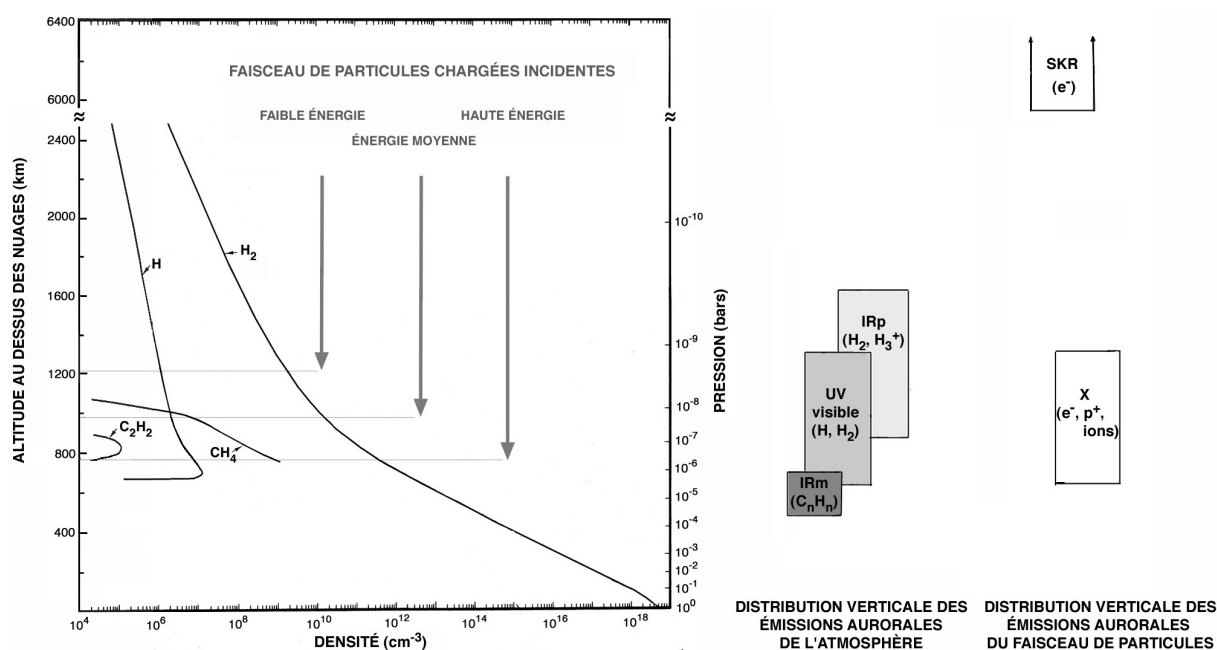


FIGURE 1.2 – Distribution verticale des principaux composants de l'atmosphère, profondeur de pénétration des particules énergétiques (électrons et protons) de haute latitude et lieu des émissions aurorales associées (figure tirée de [Prangé, 2005]).

H $_{\alpha}$  (Balmer  $\alpha$ ). Sur les géantes gazeuses, l'atmosphère est essentiellement dominée par l'hydrogène atomique et moléculaire dont les raies émettent dans l'UV lointain.

Les émissions aurorales peuvent également se manifester à l'endroit des précipitations sous la forme de transitions rotationnelles ou vibrationnelles dues au chauffage de l'atmosphère par les particules incidentes. Cette contrepartie est observée en infrarouge (noté IR). Un rayonnement X dû à des échanges de charge ionique ou à du rayonnement de freinage peut également être associé aux aurores.

La découverte de sources radio dans les régions aurorales (situées le long des lignes de champ magnétique, de quelques milliers de km à quelques rayons planétaires d'altitude, soit bien au-dessus de l'atmosphère), excitées par des électrons moyennement énergétiques (de  $\sim 1$  keV à  $\sim 10$  keV) circulant sur les lignes de champ de haute latitude, a, par la suite, étendu le domaine d'appellation d'origine contrôlée "émission aurorale".

Les émissions aurorales recouvrent donc toute une gamme de longueurs d'onde, et par extension de mécanismes physiques d'émission, qui dépendent de l'énergie des électrons incidents. Un bilan énergétique approximatif sur la dissipation de l'énergie de la population d'électrons qui précipite attribue 10-15% de l'émission aux domaines visible-UV,  $\sim 15\%$  à l'IR,  $\sim 1\%$  à la radio, et une quantité négligeable au rayonnement X, le reste étant dissipé par chauffage de l'atmosphère.

### 1.2.1 Les aurores observées dans l'ultraviolet

Comme les autres planètes géantes, l'atmosphère de Saturne est majoritairement constituée d'hydrogène atomique H et d'hydrogène moléculaire H<sub>2</sub>. Les collisions avec ces espèces sont provoquées soit directement par les électrons primaires (typiquement  $\sim 1$ -10 keV) soit par des particules secondaires formées par ionisation (production d'électrons) et échange de charge ( $\sim 20$ -100 eV). Les transitions électroniques excitées correspondent aux bandes de Lyman et de Werner pour H<sub>2</sub> appartenant à la gamme  $\sim [800, 1700 \text{ \AA}]$  ainsi qu'à la raie Lyman  $\alpha$  (Ly $_{\alpha}$ ) de H à 1216  $\text{\AA}$  [Rego et al., 1999].

Les aurores de Saturne ont ainsi été découvertes en 1980 par les observations successives du photomètre du satellite Pioneer 11 [Judge et al., 1980], du spectromètre d'IUE [Clarke et al., 1981] et confirmées par le spectromètre (UVS) embarqué sur la sonde Voyager qui survola Saturne en 1981 [Broadfoot et al., 1981]. Le télescope spatial Hubble (HST) fournit depuis 1994 des images et des spectres des aurores kroniennes dans l'UV lointain ( $\sim$  [1100,1700 Å]).

### Ovales terrestre et jovien

Sur Terre, le lieu des émissions UV est assimilé à la limite entre les lignes de champ magnétique ouvertes (sur le milieu interplanétaire) et fermées dans la magnétosphère, qui correspond à la frontière de la calotte polaire. La morphologie caractéristique des aurores prend la forme d'un ovale de haute latitude fixe en temps local (le temps local [TL] est une coordonnée de longitude fixe par rapport à la direction Planète-Soleil qui se compte en heures de 0 h à 24 h, midi correspondant au TL du méridien sub-solaire) et intense du côté nuit lorsqu'il est actif. Ceci indique que l'ovale est contrôlé par le vent solaire plutôt que par la corotation interne à la magnétosphère. Le vent solaire affecte directement la variation de l'activité géomagnétique et aurorale. En effet, un sous-orage se déclenche lorsque le champ magnétique interplanétaire est orienté au sud, ce qui fournit des conditions géométriques favorables à une reconnection avec le champ magnétique planétaire au nez de la magnétopause, orienté au nord. Une seconde reconnection magnétique dans la queue de la magnétosphère se traduit alors sur l'ovale auroral par une augmentation de son intensité (en particulier côté minuit) et une décroissance de sa latitude typique (due à une redipolarisation des lignes de champ). La puissance émise par les aurores UV terrestres est typiquement de  $10^{8-9}$  W.

A contrario, les ovales joviens sont situés à plus basse latitude, connectés à la magnétosphère moyenne, où la dynamique du plasma est gouvernée par la corotation avec la planète. En particulier la position de l'ovale principal, dont la forme caractéristique en "haricot" (du fait de l'anomalie magnétique) est fixe en longitude, correspond approximativement au lieu de la rupture de corotation dans le plasma entraîné à l'équateur. Lorsque l'intensité des courants alignés requis pour entretenir la corotation du feuillet de plasma dépasse un seuil critique, des électrons sont accélérés vers Jupiter (à des énergies  $\geq 1$  keV) par la différence de potentiel créée le long des lignes de champ. L'ovale tourne avec le dipôle magnétique, son intensité est peu influencée par le vent solaire. Enfin, des émissions liées à ses satellites (sources internes d'électrons accélérés) sont intenses contribuant à une puissance aurorale UV totale d'environ  $10^{11-12}$  W.

### Ovales kroniens

A cause de ses caractéristiques magnétiques, Saturne est souvent présenté en première approximation comme un cas intermédiaire entre la Terre et Jupiter. Prangé et al. [2004] ont montré dans une étude comparative un trait commun à ces trois magnétosphères : leurs sources aurorales "s'allument" toutes (bien qu'à des degrés divers) au passage d'un choc interplanétaire.

Côté similitude avec la Terre, Saturne possède des ovales dont la morphologie est variable dans la gamme de latitude [70°,80°]. Leur structure est globalement fixe en temps local, c'est-à-dire organisée selon l'axe Soleil-Saturne (contrairement à Jupiter où l'ovale est en rotation) [Gérard et al., 1995; Trauger et al., 1998; Gérard et al., 2004; Cowley et al., 2004a]. L'ovale calme typique est fin et suit une latitude quasi-constante de  $\sim -72^\circ$  au sud (ovale quasi-circulaire) suggérant que, comme sur Terre, l'ovale kronien est situé à la frontière de la calotte polaire [Badman et al., 2006]. Son activité est très variable et fortement influencée par le vent solaire, et notamment la variation de sa pression dynamique [Clarke et al., 2005; Grodent et al., 2005; Kurth et al., 2005].

Côté similitude avec Jupiter, Saturne est en rotation rapide et possède une magnétosphère de grande taille. Les constantes de temps liées à la convection solaire et aux sous-orages (et par extension à l'activité aurorale) sont beaucoup plus longues que sur Terre. Par exemple, l'ordre de grandeur typique pour qu'une ligne de champ reconnectée traverse la calotte polaire est de quelques dizaines de minutes sur Terre contre quelques dizaines d'heures sur Saturne [Cowley et al., 2004a]. Les satellites Titan et Encelade, qui constituent des sources de plasma internes, peuvent potentiellement alimenter les processus auroraux. Cependant à l'exception d'un possible contrôle



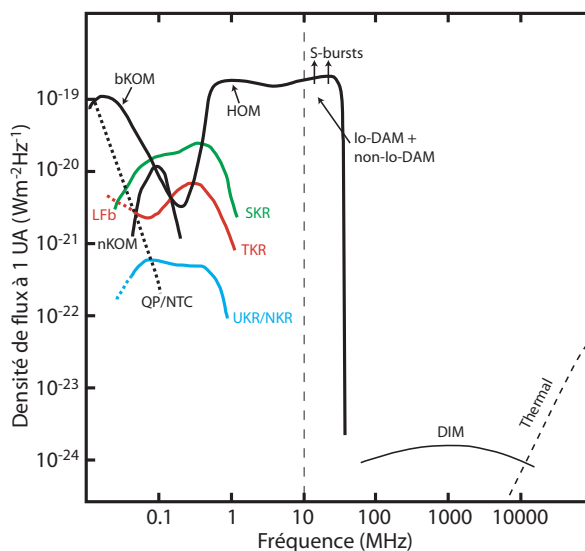


FIGURE 1.3 – Spectres des émissions radio aurorales planétaires (figure reprise de [Zarka, 1998]). L'intensité correspond à l'émission moyenne normalisée à 1 UA. Les courbes noires, vertes, rouge et bleue indiquent respectivement le spectre des émissions liées à Jupiter, Saturne, la Terre et Uranus/Neptune. La fréquence 10 MHz indique la coupure ionosphérique terrestre en deçà de laquelle les émissions radio ne sont plus observables depuis le sol.

du SKR par Titan, aucune émission claire associée aux satellites, n'a été identifiée en radio [Menietti et al., 2008] comme en UV [Wannawichian et al., 2008] à ce jour.

Les émissions aurorales de Saturne possèdent également des caractéristiques tout à fait propres. L'ovale fixe en temps local est systématiquement plus intense du côté matin de la magnétosphère (révélant une asymétrie matin-soir dans le processus d'émission). Des parties de l'ovale peuvent cependant être entraînées en sous-corotation avec la planète à des vitesses de 30% à 75% de la vitesse de rotation planétaire [Clarke et al., 2005; Grodent et al., 2005]. Ceci illustre l'influence de la corotation sur la dynamique du plasma interne. En réponse à une forte augmentation de la pression dynamique du vent solaire, l'ovale s'intensifie sur une zone remplissant tout le côté matin de la calotte (voir pour exemple la figure 4.4). De plus, l'ovale excité voit sa latitude moyenne augmenter (le rayon de l'ovale est anti-corrélé avec la puissance de l'aurore), contrairement à l'ovale terrestre dans des conditions semblables. L'émittance des sources aurorales est comprise dans la gamme [1-100 kR] pour une puissance rayonnée totale de l'ordre de  $10^9-10^{10}$  W. L'énergie correspondante des électrons accélérés à l'origine des émissions UV a été évaluée dans la fourchette [1-20 keV] [Cowley et al., 2004b]. Enfin, l'ovale kronien prend souvent une forme caractéristique de spirale. Cette situation inédite a été interprétée par Cowley et al. [2004a] comme la combinaison d'une expansion de la calotte polaire (liée à la différence entre le taux de reconnection magnétique au nez et dans la queue de la magnétosphère) et de la corotation du plasma chaud responsable des précipitations aurorales.

On peut donc considérer que Saturne n'est pas une simple combinaison des cas terrestre et jovien et se caractérise au contraire par une magnétosphère et des émissions aurorales tout à fait spécifiques.

## 1.2.2 Le rayonnement radio kilométrique auroral de Saturne

Le rayonnement kilométrique kronien (appelé ci-après SKR pour Saturn Kilometric Radiation) constitue l'émission radio non-thermique la plus intense émise par Saturne et présente de fortes similitudes avec les émissions joviennes aurorales (composées de différentes composantes observées aux longueurs d'onde kilométrique, hec-

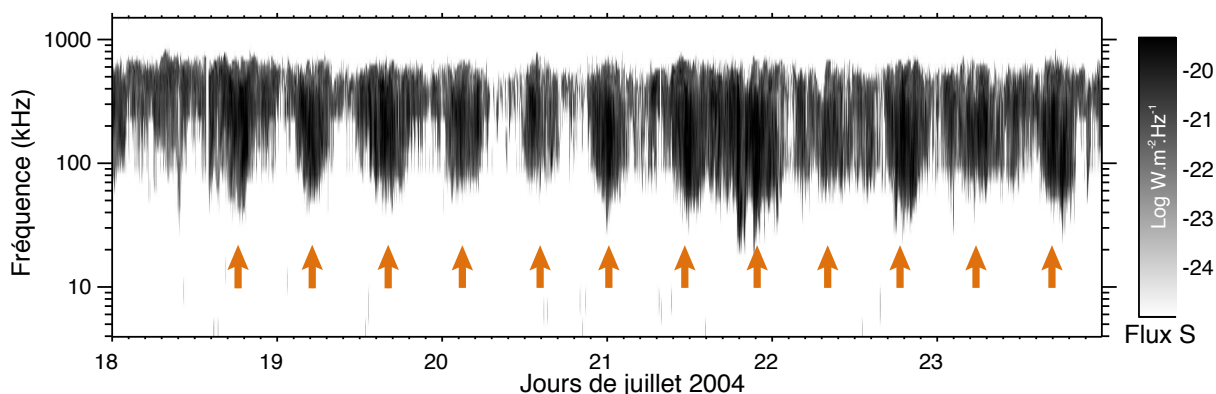


FIGURE 1.4 – Spectre dynamique typique du SKR observé par l'expérience RPWS-HFR sur Cassini. L'émission s'étend de 20 kHz à 800 kHz et présente des bouffées régulières (flèches oranges) tous les  $\sim 10.75$  h.

tométrique et décimétrique) ainsi que le rayonnement kilométrique terrestre (AKR pour Auroral ou TKR pour Terrestrial Kilometric Radiation). L'état des connaissances sur le SKR avant la mission Cassini est résumé ci-dessous sur la base des observations fournies par les sondes Voyager et, dans une moindre mesure, par la sonde Ulysse.

### Spectre d'émission

Le SKR a été découvert près d'un an avant le survol de Saturne par la première sonde Voyager en 1980 [Kaiser et al., 1980]. Son épithète "kilométrique" renvoie à sa gamme de longueurs d'onde typique, c'est-à-dire à son spectre compris entre  $\sim 3$  kHz et  $\sim 1.2$  MHz avec un pic d'émission entre 100 kHz et 400 kHz ( $\lambda = 1$  km équivaut à  $f = 300$  kHz). Le spectre du SKR ainsi que celui des autres émissions radio aurorales planétaires sont représentés sur figure 1.3. La représentation de l'émission dans le traditionnel plan temps-fréquence (auss appelé spectre dynamique), manière utile de visualiser l'émission, montre une émission à large bande, incluant des structures en forme d'arcs [Boischoit et al., 1981], et dont l'extension spectrale (*i.e.* les limites haute et basse fréquences) varie avec le temps. Un exemple de spectre dynamique du SKR est donné sur la figure 1.4.

### Puissance du SKR et vent solaire

L'extension du spectre est à mettre en rapport avec la puissance intrinsèque du SKR, de l'ordre de  $\sim 10^9$  W [Zarka, 1998], dont la variation est fortement corrélée à celle de la pression dynamique du vent solaire [Desch, 1982; Desch et Rucker, 1983]. Ce lien a été mis en évidence de façon spectaculaire par l'extinction du SKR lors de brefs passages de Saturne dans la queue de la magnétosphère jovienne [Desch, 1983].

### Polarisation

Le rayonnement kilométrique kronien est fortement polarisé circulairement et l'instrument radio PRA (Planetary Radio Astronomy experiment) embarqué sur chacune des sondes Voyager a mis en évidence l'existence de deux composantes de polarisation circulaire opposée : l'émission polarisée main droite (par la suite RH pour right-handed, qui correspond à un mouvement de rotation du champ électrique  $\mathbf{E}$  par rapport à la direction du vecteur d'onde  $\mathbf{k}$  dans le même sens que le mouvement de gyration des électrons autour de  $\mathbf{B}$ ) originaire de l'hémisphère nord et l'émission polarisée main gauche (par la suite LH pour left-handed, pour une rotation de  $\mathbf{E}$  par rapport à  $\mathbf{k}$  dans le sens inverse à celle des électrons autour de  $\mathbf{B}$ ) originaire de l'hémisphère sud. Cette caractéristique suggère

une émission sur le mode extraordinaire (noté X) [Kaiser et al., 1980, 1984; Warwick et al., 1982]. Des émissions sur le mode ordinaire (noté O), moins intenses, détectées dans l'AKR terrestre [Benson, 1984] pourraient également être présentes dans le SKR.

### Position des sources radio

Les analyses des observations de Voyager ont montré que les sources du SKR n'étaient pas en corotation avec la planète (contrairement au cas jovien) mais étaient plutôt émises dans une gamme réduite de temps local (comme pour le cas terrestre) située du côté matin de la magnétosphère sur des lignes de champ de haute latitude comprise entre  $60^\circ$  et  $80^\circ$  [Warwick et al., 1981; Lecacheux et Genova, 1983; Galopeau et al., 1995].

### Mécanisme d'émission

De la même façon que les émissions radio aurorales des autres planètes magnétisées, il est aujourd'hui admis que le SKR est émis par des électrons accélérés dans les régions aurorales via l'Instabilité Maser Cyclotron (IMC) [Wu et Lee, 1979; Wu, 1985]. Galopeau et al. [1989] ont montré en utilisant l'IMC pour une émission saturée par piégeage dans un milieu inhomogène qu'il était possible de modéliser un spectre théorique maximum du SKR.

Quand le plasma est suffisamment peu dense dans les régions source ( $f_{pe} \ll f_{ce}$ , où  $f_{ce}$  est la gyrofréquence électronique local et  $f_{pe}$  la fréquence plasmal électronique locale), des ondes sont produites par l'IMC sur le mode extraordinaire (noté X) au voisinage de la fréquence de coupure  $f_X = (f_{pe}^2 + (f_{ce}/2)^2)^{1/2} + f_{ce}/2$  (en négligeant la gyrofréquence ionique) qui se simplifie en  $f_X \sim f_{ce}$ .

L'IMC prédit que les ondes sont émises préférentiellement sur le mode X dans des directions quasi-perpendiculaires (ou encore "obliques", on parle alors de mode R-X) à la direction locale du champ magnétique à la source. Le diagramme d'émission prend ainsi la forme d'un fin feuillet conique dont l'axe est aligné sur le champ magnétique local. Cette propriété implique de fortes variations de la visibilité de l'émission qui dépend de la position de l'observateur.

Les ondes R-X sont polarisées purement RH par rapport à la direction du champ magnétique local. Cependant, comme la direction du champ est différente pour les deux hémisphères magnétiques, le sens de polarisation des émissions de chaque hémisphère est opposé.

### Période radio

Le SKR présente enfin la particularité d'être modulé à une période dite "période radio" estimée à  $10\text{ h }39\text{ min }24\text{ s} \pm 7\text{ s}$  à partir d'une analyse de Fourier sur 267 jours ( $\sim 600$  périodes) d'observations de Voyager [Desch et Kaiser, 1981]. Cette valeur a été adoptée depuis par l'Union Astronomique Internationale comme période de rotation de Saturne. Cette modulation se traduit dans les spectres dynamiques du SKR par les bouffées régulières indiquées par les flèches sur la figure 1.4. Contrairement aux autres géantes gazeuses pour lesquelles le champ magnétique local (et donc les émissions radio associées) est modulé à cause de l'inclinaison du dipôle magnétique par rapport à l'axe de rotation planétaire, le dipôle de Saturne semble parfaitement aligné avec son axe de rotation (voir le modèle de champ le plus récent de Davis et Smith [1990]). Galopeau et al. [1991] ont proposé l'existence d'une anomalie magnétique à la surface de la planète, non encore détectée, pour expliquer cette modulation. De plus, des observations du SKR menées avec la sonde Ulysse ont montré que la période du SKR n'était pas constante et pouvait varier d'environ 1% sur des échelles de temps supérieures à l'année Galopeau et Lecacheux [2000]. Ceconi et Zarka [2005b] ont récemment proposé que la variation de la vitesse du vent solaire pouvait contrôler la position des sources en temps local du fait de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz (voir [Galopeau et al., 1995]), et ainsi modifier la période radio.

### 1.2.3 Autres émissions aurorales

L'injection d'électrons énergétiques dans la haute atmosphère peut donner lieu à d'autres phénomènes d'émission observables dans les domaines IR et X.

Les émissions aurorales IR sont observées dans les mêmes régions d'émission que les aurores UV. Elles proviennent de l'ionisation et du chauffage des espèces atmosphériques. La molécule  $H_2$  et surtout l'ion  $H_3^+$  (résultant de l'ionisation de  $H_2$  par les électrons incidents) sont observés dans les transitions de rotation-vibration des molécules dans l'infrarouge proche [ $2,4 \mu m$ ], bien connues sur Jupiter. Certaines émissions d'hydrocarbures (de type  $C_nH_m$ ) ont également été observées dans l'infrarouge moyen [ $7,20 \mu m$ ] [Prangé, 2005]. La température de surface de Jupiter est de  $\sim 1000$  K contre  $\sim 400-600$  K pour Saturne. On s'attend donc à ce que les émissions aurorales thermiques IR de cette dernière soient plus faibles. Néanmoins, des aurores kroniennes de  $H_3^+$  ont récemment été observées depuis le sol [Stallard et al., 2008] et le spectro-imageur IR VIMS (Visual and Infrared Mapping Spectrometer) à bord de Cassini (T. Stallard, communication personnelle).

Enfin, des rayonnements X sont observés le long du faisceau incident, soit par échange de charge ionique entre des ions lourds accélérés (sur Jupiter : raies  $O^{n+}$ ,  $S^{n+}$ ) et l'atmosphère neutre, soit par rayonnement de freinage provoqué par la décélération rapide des électrons énergétiques auroraux au voisinage des noyaux atomiques dans la haute atmosphère. Si des émissions X ont été observées sur Terre et Jupiter, elles n'ont pour l'instant jamais été détectées sur Saturne. Ceci pourrait simplement être la conséquence de la coïncidence entre les observations récentes et la période de minimum d'activité solaire.

## 1.3 Observations à distance

L'atmosphère terrestre absorbe les rayonnements dans l'ultraviolet lointain (FUV, de  $\sim 1100 \text{ \AA}$  à  $\sim 1800 \text{ \AA}$ ) et l'ultraviolet extrême (EUV,  $\leq 1100 \text{ \AA}$ ). Par ailleurs l'ionosphère terrestre a la propriété de réfléchir toutes les ondes radio, d'origine aussi bien terrestre que spatiale, lorsque leur fréquence est inférieure à  $\sim 10$  MHz (voir la figure 1.3), incluant donc la totalité du SKR ( $\sim 10-1000$  kHz).

Les émissions aurorales kroniennes UV et radio n'atteignent donc jamais le sol terrestre et requièrent d'être observées directement depuis l'espace. La mission Cassini, qui est entrée en orbite autour de Saturne le 1er juillet 2004, ainsi que le HST, en orbite terrestre, sont équipés des instruments qui permettent de telles observations (et un grand écart de 11 ordres de grandeur en longueur d'onde !).

### 1.3.1 Le télescope spatial Hubble

Le HST observe les aurores kroniennes dans l'ultraviolet lointain depuis 1994. Il orbite à  $\sim 600$  km d'altitude et effectue un tour complet de la Terre en 90-100 minutes. Malgré sa distance à Saturne qui varie entre 8 et 9 UA, son diamètre de 2.4 m permet de résoudre spatialement la planète aux anneaux et d'observer ses aurores. La qualité des images enregistrées par les différents instruments du HST au cours du temps est illustrée à la figure 1.5. Les premières observations des caméras FOC (Faint Object Camera) puis WFPC2 (Wide Field Planetary Camera) entre 1994 et 1997 furent de qualité médiocre à cause de la trop faible résolution angulaire (WFPC2 est une caméra à champ large) ou du mauvais contraste obtenu sur les aurores issu d'un filtrage insuffisant du réfléchi solaire (FOC).

Le spectro-imageur STIS (Space Telescope Imaging Spectrograph) prit le relais des observations en 1997 pour mesurer à la fois des spectres spatialement résolus et des images de grande qualité grâce à sa résolution angulaire de  $0.0247 \text{ arcsec.pix}^{-1}$  et un remarquable contraste sur les émissions aurorales (grâce à une bonne réjection des émissions solaires réfléchies par le disque en UV moyen, en visible et en IR). STIS est en panne depuis 2004.

Depuis, c'est l'imageur ACS (Advanced Camera for Surveys), installé en 2002 en remplacement de la FOC qui assure les observations FUV. Il s'agit d'une caméra plus sensible que STIS avec une résolution angulaire semblable ( $0.025 \text{ arcsec.pix}^{-1}$ ) mais surtout un taux de réjection du réfléchi solaire moins bon.

Je me suis intéressé dans cette thèse au traitement et à l'analyse des spectres et images des aurores kroniennes mesurés par les instruments STIS et ACS de 1997 à 2007. Si les images donnent la morphologie de l'ovale et son

intensité en coups.pix<sup>-1</sup>, les spectres apportent une information sur l'énergie des aurores.

Ces données ont été acquises par téléchargement depuis le site du Space Telescope Science Institute <sup>1</sup> jusqu'à l'année 2005 et mises à disposition par Jon Nichols, de l'Université de Boston, pour la campagne d'observation 2007.

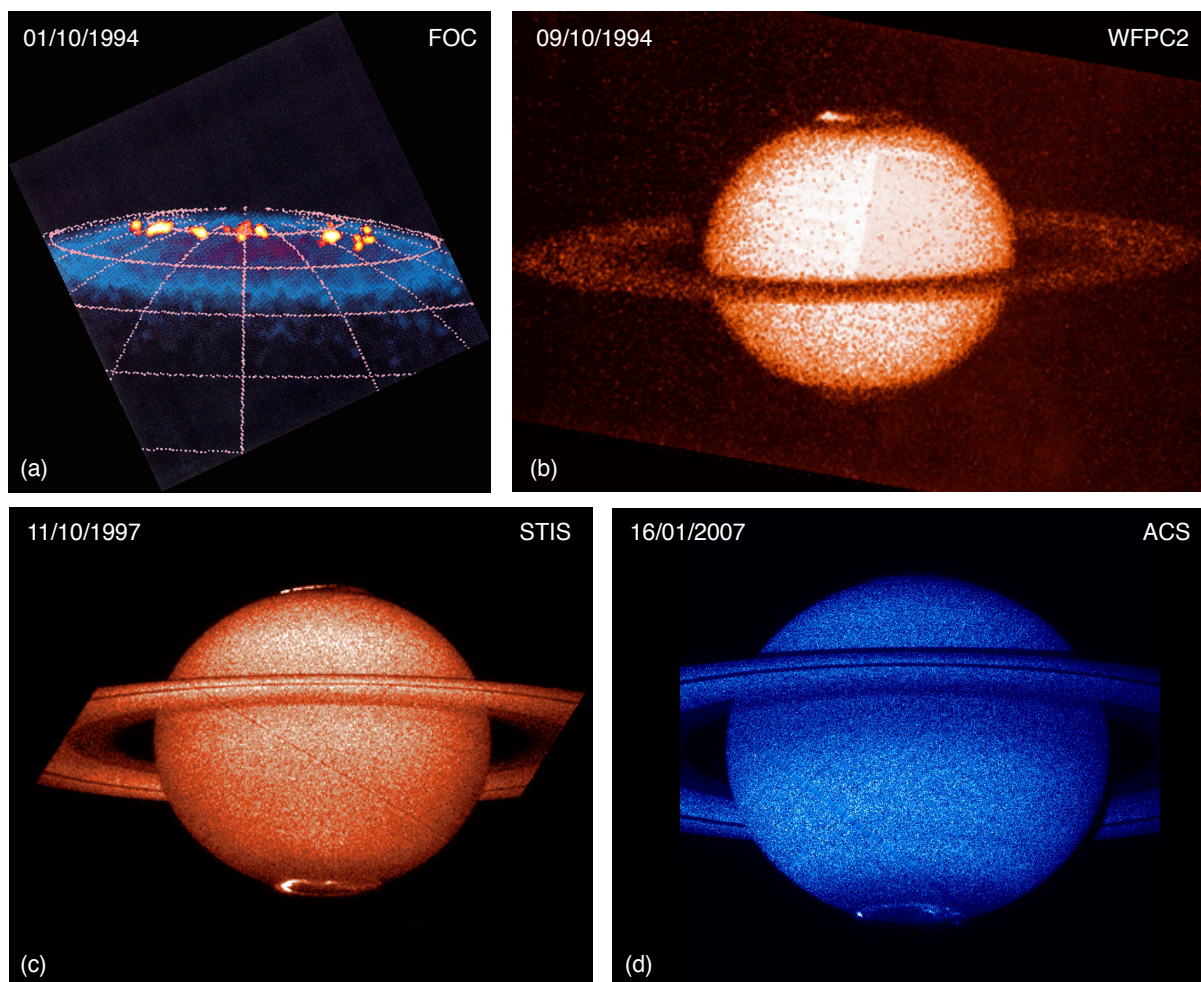


FIGURE 1.5 – Evolution de la qualité des observations des aurores UV de Saturne par le satellite Hubble entre 1994 et 2007.

### 1.3.2 Instrumentation radio de la sonde Cassini

Le SKR requiert d'être observé depuis l'espace par des missions spatiales équipées d'instruments spécifiques. Par un heureux hasard, la mission Cassini comprend justement à son bord l'instrument radio RPWS (Radio and Plasma Wave Science) [Gurnett et al., 2004] incluant le récepteur HFR (High Frequency Receiver) qui a été conçu et réalisé au LESIA (Laboratoire d'Etudes et d'Instrumentation en Astrophysique) de l'Observatoire de Paris (voir la figure 1.6). Le HFR est relié à trois antennes (ou monopôles) électriques de 10 m (avec la possibilité d'en coupler deux en un dipôle unique) grâce auxquelles il peut enregistrer tous les signaux radio de la gamme spectrale 3.5 kHz

1. <http://www.stsci.edu/hst/>

– 16.125 MHz. La figure 1.4 est un exemple de spectre dynamique du SKR issu des données enregistrées par le HFR.

La spécificité du HFR est de pouvoir faire de la goniopolarimétrie. Sous ce nom savant se cache la possibilité de retrouver les paramètres physiques de l'onde à savoir son flux mais aussi sa direction d'arrivée (d'où le préfixe "gonio-") ainsi que son état de polarisation (d'où le qualificatif "polarimétrie"). Elle permet ainsi de pallier la très mauvaise résolution angulaire intrinsèque des antennes (dont le diagramme de réception couvre environ les deux tiers de l'espace).

L'étalonnage de l'instrument HFR et le traitement des données radio Cassini ont fait l'objet du travail de thèse de Baptiste Cecconi [2004] qui a développé des méthodes d'inversion analytique pour les différents fonctionnements dans les modes goniopolarimétriques utilisant 2 ou 3 antennes ainsi que le calcul au long cours des paramètres de l'onde (archivés sur le site <http://www.lesia.obspm.fr/kronos/> de l'Observatoire de Paris). La présente thèse est fondée sur l'analyse des résultats issus de ces calculs.

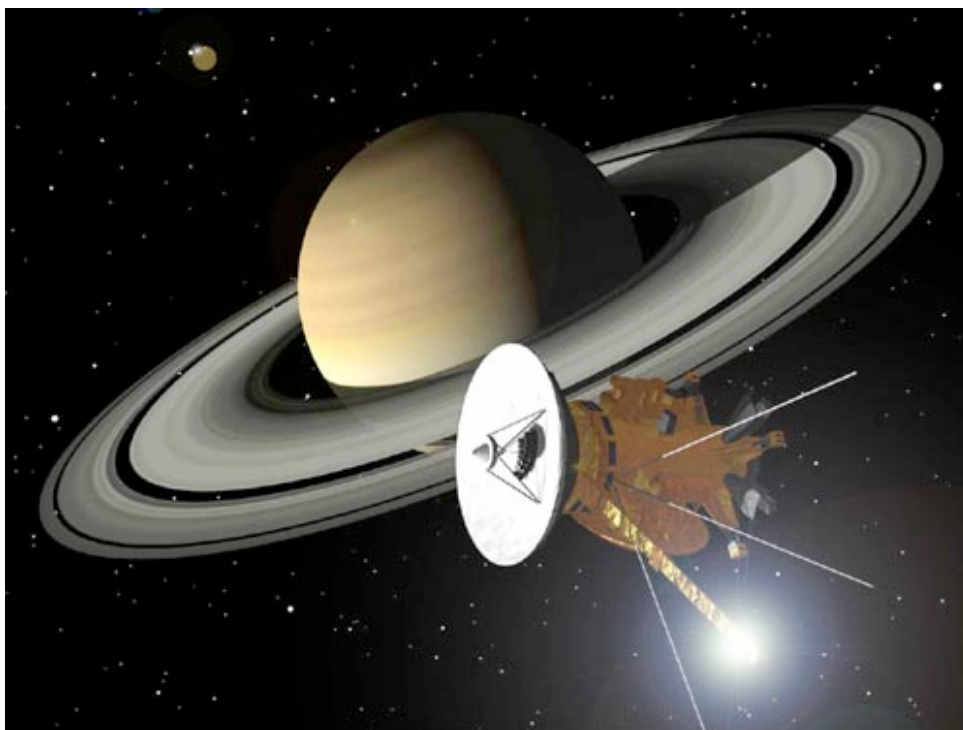


FIGURE 1.6 – Juillet 2004 : la sonde Cassini et ses antennes radio entrent en orbite autour de Saturne.

## 1.4 Problématique

Plus de vingt ans après le passage des sondes Voyager, l'arrivée de Cassini, sonde plus sophistiquée, a ouvert un nouveau chapitre dans l'étude des émissions radio aurorales kroniennes. Les observations coordonnées Cassini/HST offrent, de surcroît, l'occasion d'étudier spécifiquement le lien entre SKR et aurores UV. L'objectif de cette thèse est de tirer parti de ces nouvelles données pour améliorer notre compréhension de la physique des aurores kroniennes en tentant de répondre aux questions suivantes :

1. Quelles nouvelles informations sur les propriétés macroscopiques et microscopiques du SKR peut-on tirer de Cassini par rapport à Voyager ? En particulier, quel est l'apport de la couverture orbitale de la sonde ? de l'analyse goniopolarimétrique rendue possible par le HFR ?

2. Quelle est l'origine de la modulation rotationnelle des émissions radio ? Comment et pourquoi varie-t-elle ?
3. Comment la comparaison des observations de Cassini et du HST permet-elle de relier les processus d'émission radio et UV ? Existe-t-il une différence avec les cas terrestre et jovien ?
4. Comment modéliser le SKR tel qu'observé par Cassini, *i.e.* en tenant compte des effets de visibilité liés à la forte anisotropie de l'émission radio ? Le cas échéant, quelles informations peut-on tirer des simulations sur les caractéristiques de l'émission et celles des populations électroniques qui la produisent ?

L'étude statistique des observations du SKR (annexe A) sur près de trois années est présentée au chapitre 2. Cette analyse détaille les caractéristiques moyennes de la polarisation, du spectre et de la visibilité de l'émission originale de chaque hémisphère en fonction de la position de la sonde.

La modulation rotationnelle du SKR, propriété bien particulière, fait l'objet du chapitre 3 qui montre que la période radio varie à des échelles de 20-30 jours (annexe B). Cette variation est reliée à l'influence du vent solaire. Ce chapitre propose également un détour par la Terre en exposant la découverte par Cassini de la modulation diurne du rayonnement auroral kilométrique terrestre, observé lors du survol de la Terre en août 1999.

Si l'analyse des splendides images des aurores UV renseigne sur la localisation (annexe C), l'intensité totale des ovals auroraux, et leur variabilité (permettant de d'analyser directement le rôle du vent solaire sur la magnétosphère kronienne), l'étude des spectres mesurés dans l'UV lointain (annexe D) permet de caractériser l'absorption par l'atmosphère et l'énergie émise par les aurores. Les résultats obtenus sur la localisation et la puissance typique des aurores sont présentés au chapitre 4.

En dépit de la forte anisotropie du SKR, les mêmes informations peuvent être obtenues à partir de l'analyse goniopolarimétrique des observations radio permettant de faire de l'imagerie radio (annexe E). La comparaison directe, dans le chapitre 5, des images UV et radio révèle une association étroite entre la localisation et l'intensité ponctuelle, mais aussi moyenne, des deux types de sources étudiées.

Finalement, le chapitre 6 montre comment on peut modéliser (annexe F) les effets de visibilité du SKR observés dans les spectres dynamiques de Cassini (arcs, occultations de l'émission). Ces résultats permettent d'avoir des informations nouvelles sur la physique des sources à l'échelle microscopique (énergie des électrons, diagramme d'émission...).

## CHAPITRE 2

---

### Caractéristiques et propriétés moyennes du SKR

---

**D** EPUIS juillet 2004, la trajectoire de la mission Cassini a permis de couvrir par ses orbites successives une grande variété de positions autour de la planète. La sonde a ainsi pu s'approcher jusqu'à 1.3 rayons kroniens ( $\sim 78350$  km), balayer tous les temps locaux ainsi qu'une gamme étendue de latitudes (atteignant  $60^\circ$  dans chaque hémisphère). Une représentation de cette diversité est donnée par la figure 2.1.

Les résultats présentés dans cette partie sont issus de l'étalonnage et du traitement automatisé à long terme d'observations quasi-continues du SKR par l'instrument radio embarqué (voir annexe A). J'ai développé ces outils pour caractériser précisément les propriétés moyennes du rayonnement kilométrique. L'analyse statistique des données sur une période de 2.75 années démarrant à l'insertion en orbite du satellite à la mi-2004 (partie en bleu sur la figure 2.1) a fait l'objet d'une publication dans le Journal of Geophysical Research [Lamy et al., 2008c] reproduite dans l'annexe G.1. Les résultats détaillés dans l'article (parties 2.1 à 2.3.1 et 2.4 à 2.6) seront donc résumés brièvement tandis que les résultats nouveaux (2.3.2) ou mis à jour (2.7) depuis sa parution seront explicités plus en détail.



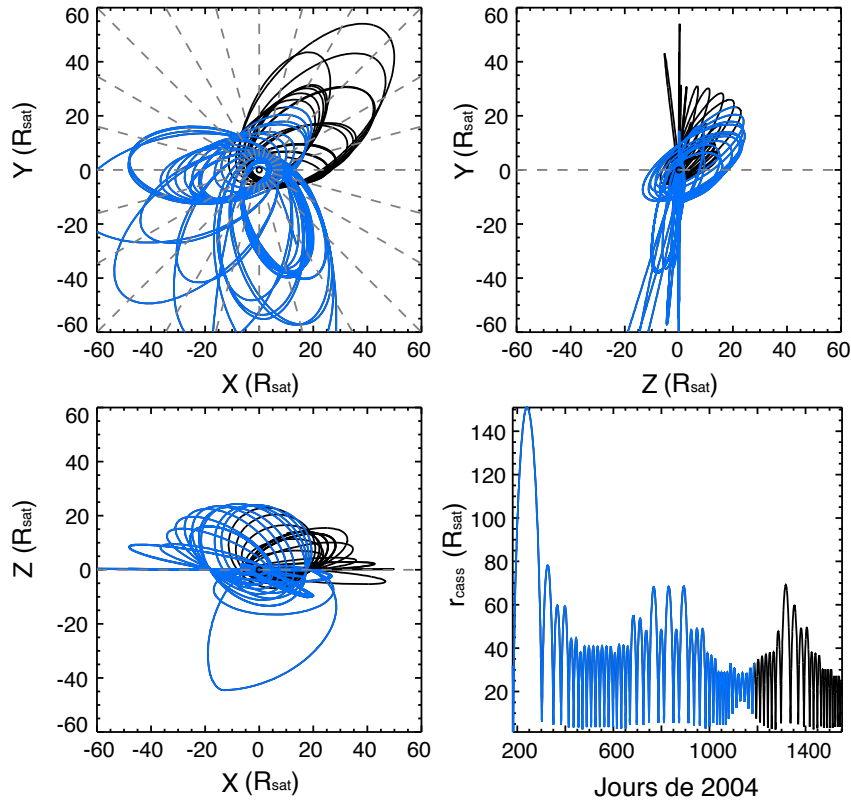


FIGURE 2.1 – Ephémérides de la sonde Cassini entre le 29 juin 2004 (2 jours avant la date de mise en orbite) et le 30 mars 2008. Les coordonnées X, Y et Z correspondent au repère équatorial Saturne-soleil (en anglais SSE pour Saturn Solar Equatorial) : l'axe X pointe de la planète vers le soleil, l'axe Z est aligné avec l'axe de rotation planétaire (confondu avec le dipôle magnétique) et l'axe Y complète le trièdre direct.  $r_{cass}$  indique la distance de Cassini à Saturne. Toutes les coordonnées sont exprimées en rayons kroniens notés  $R_{sat}$ . L'échelle de temps DOY 2004 exprime le nombre de jours depuis le 1er janvier 2004 (le 18 janvier 2004 est donc le jour 18). La partie de la trajectoire en bleu indique la période s'arrêtant au 31 mars 2007.

## 2.1 Avant la physique

### 2.1.1 Instrumentation radio : de Voyager à Cassini

Les sondes Voyager étaient équipées des récepteurs PRA (Planetary Radio Astronomy) et PWS (Plasma and Wave Science) utilisant 2 antennes électriques pour mesurer le flux des émissions radio ainsi que le sens de leur polarisation circulaire. Cette possibilité a notamment permis d'analyser chaque type d'émission radio aurorale des planètes survolées (la Terre, Jupiter, Saturne, Uranus, Neptune) en étudiant séparément les composantes de polarisation circulaire opposée émises par des hémisphères magnétiques différents.

Le récepteur Cassini-RPWS-HFR permet de couvrir la gamme spectrale [3.5 kHz, 16.125 MHz] qui inclue les fréquences typiques du rayonnement kilométrique kronien. Ce récepteur utilise 3 antennes électriques (notées +X, -X et Z) représentées sur la figure 2.2. Grâce à deux voies d'analyse, il calcule les auto- et les inter-corrélations de la différence de potentiel électrique instantané induit par l'onde incidente sur chaque antenne. Il peut ainsi fonctionner en mode 2-antennes ou 3-antennes fournissant respectivement 4 ou 7 des auto- et inter-corrélations listées dans le tableau 2.1 (voir annexe A). Ces mesures permettent alors de retrouver les paramètres physiques de

Antennes	monopôle +X	monopôle -X	dipôle X	monopôle Z
monopôle +X	$A_{+X+X}$	-	-	$C_{+XZ}^r$ $C_{+XZ}^i$
monopôle -X	-	$A_{-X-X}$	-	$C_{-XZ}^r$ $C_{-XZ}^i$
dipôle X	-	-	$A_{XX}$	$C_{XZ}^r$ $C_{XZ}^i$
monopôle Z	$C_{+XZ}^r$ $C_{+XZ}^i$	$C_{-XZ}^r$ $C_{-XZ}^i$	$C_{XZ}^r$ $C_{XZ}^i$	$A_{ZZ}$

TABLE 2.1 – Autocorrélations (A) et Intercorrélations complexes ( $C = C^r + iC^i$ ) mesurées par le HFR sur les antennes RPWS entre les monopôles +X,-X,Z et le dipôle X. Les intercorrélations sont calculées entre la voie 1 (reliée à +X,-X ou X) et la voie 2 (reliée à Z).

l'onde (polarisation, vecteur d'onde  $\mathbf{k}$ ) en sus de son flux. Précisons que chaque mesure 3-antennes est composée de deux mesures 2-antennes quasi-simultanées effectuées sur les deux paires de monopôles (+X,Z) et (-X,Z).

La grande variété de modes instrumentaux, programmables à distance, permet de collecter des mesures à haute résolution (spectrale et/ou temporelle) adaptées à différents types d'étude. Le débit de données de l'expérience RPWS possédant une valeur moyenne fixée, le choix du mode instrumental utilisé par le HFR est en pratique contraint par les modes utilisés par les autres récepteurs de RPWS (le récepteur de formes d'onde WBR, le récepteur moyenne fréquence MFR, le récepteur basse fréquence WFR et la sonde de Langmuir LP). Notons que le débit moyen de l'expérience RPWS peut également varier en fonction du débit des onze autres expériences embarquées.

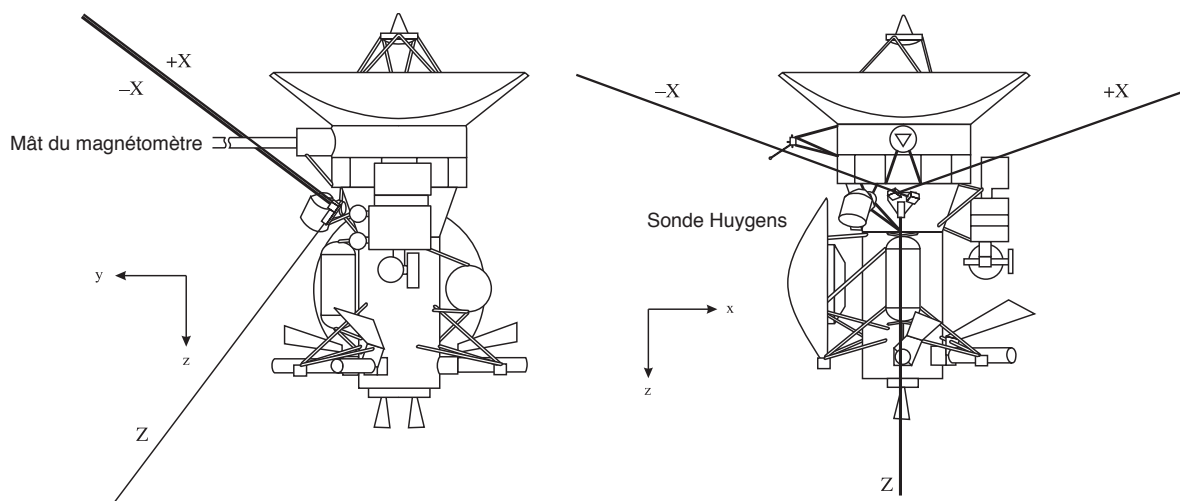


FIGURE 2.2 – La sonde Cassini et les antennes électriques de l'expérience RPWS. Les 3 antennes électriques (+X,-X et Z) sont nommées en référence à la nomenclature des axes du repère de la sonde. Chaque monopôle mesure 10 m de long. L'antenne Z est dans le plan (y,z), incliné de  $37^\circ$  par rapport à z vers l'axe y. Les antennes +X et -X sont symétriques par rapport au plan (y,z) et sont séparées de  $120^\circ$ . Le plan formé par les antennes +X et -X fait un angle de  $70^\circ$  avec l'antenne Z. Les deux monopôles +X et -X peuvent être électriquement associés pour obtenir un dipôle, noté simplement X.

### 2.1.2 De l'instrumentation à la physique

La technique répondant au doux nom de goniopolarimétrie (non moins galamment appelée direction-finding chez nos amis anglo-saxons mais de façon impropre car la direction d'arrivée et la polarisation de l'onde sont indissociables) appliquée aux mesures d'auto- et d'intercorrélations permet de retrouver les paramètres physiques de l'onde, à savoir son vecteur de Poynting (flux et direction d'arrivée de l'onde) ainsi que son état de polarisation. Ces grandeurs sont notées :

- $S$  : intensité du vecteur de Poynting
- $Q, U$  : taux normalisés de polarisation linéaire
- $V$  : taux normalisé de polarisation circulaire
- $\theta, \phi$  : colatitude et azimuth du vecteur d'onde  $\mathbf{k}$  par rapport au repère lié au satellite

Le quadruplet  $(S, Q, U, V)$  est connu sous le nom de paramètres de Stokes [Kraus, 1966]. Le fonctionnement 3-antennes permet de retrouver directement les six paramètres de l'onde tandis que le mode 2-antennes permet de retrouver, au mieux, quatre de ces paramètres à l'aide d'une hypothèse physique additionnelle.

### 2.1.3 Réduction des données et choix des observables

Après environ quatre mois d'observation du SKR obtenus lors des survols des sondes Voyager en 1980 et 1981, une étude statistique sur plusieurs années des enregistrements radio Cassini devait permettre de caractériser de façon robuste les propriétés du rayonnement kilométrique. Pour y parvenir, j'ai commencé par développer un traitement automatisé des données décrit en détail dans l'annexe A et dont les grandes lignes sont brièvement résumées ici.

La grande diversité de modes instrumentaux a produit une collection d'enregistrements très inhomogènes (différents temps d'intégration, échelle et résolution spectrale). Pouvoir comparer toutes ces observations a donc préalablement requis de les organiser régulièrement grâce à une résolution spectrale et temporelle fixée.

Le HFR peut détecter simultanément différentes émissions radio, qu'elles soient d'origine électromagnétique (dont fait partie le SKR), électrostatique ou parasite. Ces émissions se superposent à un bruit de fond global (d'origine à la fois galactique et instrumentale) dans les spectres dynamiques (cartes d'intensité temps-fréquence) produits par le HFR. La soustraction du bruit de fond, préalable à toute inversion, est une étape essentielle dans la réduction des données. Une étude de variabilité a montré que le choix d'une période d'au moins trois mois était nécessaire pour obtenir une mesure pertinente du bruit de fond sur chaque canal de fréquence.

Depuis la mise en orbite de Cassini, la grande majorité des mesures s'est effectuée en fonctionnement 2-antennes (92.6 % des mesures entre le 29 juin 2004 et le 31 mars 2007). Le choix de l'utilisation privilégiée de ce mode, qui permet de calculer les grandeurs  $(S, V, \theta, \phi)$  dans l'hypothèse Goniométrique, s'est donc imposé naturellement. Notons au passage que ce choix n'a pas engendré de "perte" d'observations puisque les mesures 3-antennes sont utilisables en fonctionnement 2-antennes.

Enfin, la séparation du SKR des autres émissions radio a nécessité un traitement spécifique dont le résultat est illustré sur la figure 2.3.

La procédure décrite dans l'annexe A a ainsi conduit à la construction d'une base données de grandeurs physiques utiles comprenant des spectres dynamiques réguliers de flux étalonné (exprimé en  $W.m^{-2}.Hz^{-1}$ ) normalisés à 1 UA, de taux de polarisation circulaire normalisés et de rapports signal sur bruit (en dB), ainsi que des séries temporelles de puissance rayonnée (en  $W.sr^{-1}$ ).

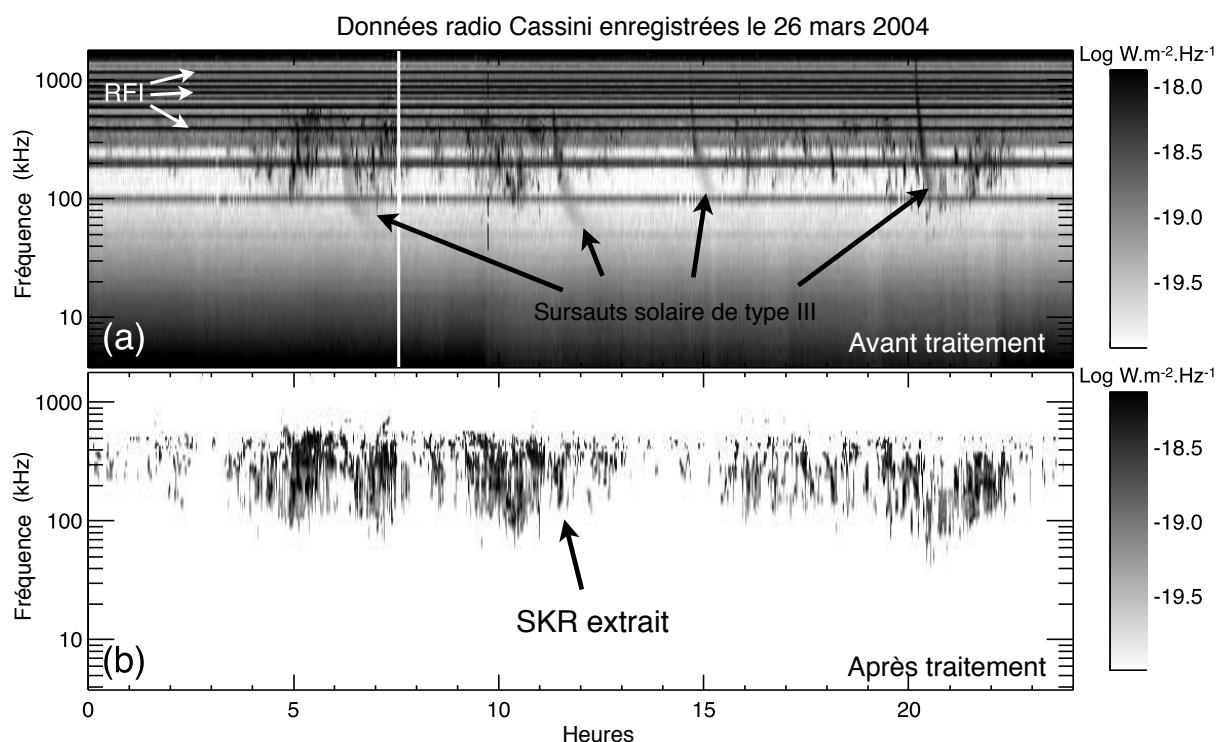


FIGURE 2.3 – (a) Spectre dynamique brut enregistré par Cassini-RPWS-HFR le 26 mars 2004 à une distance de Saturne d'environ  $800 R_{Sat}$ . Le bruit de fond n'a pas été soustrait et diverses émissions sont présentes : SKR, bouffées solaires dérivant en fréquence et raies parasites (notées RFI pour Radio Frequency Interference). (b) Spectre dynamique après traitement présentant uniquement l'émission kilométrique.

## 2.2 Phénoménologie générale des émissions kilométriques

La visualisation des spectres dynamiques de flux et de polarisation circulaire sur 2.75 années d'observations donne une bonne idée de la phénoménologie des émissions kilométriques.

La figure 2.4 fait apparaître plusieurs types d'émission (facilement identifiables sur le panneau 2.4d). On peut les classer en trois catégories :

- (i) le SKR qui s'étend de 3.5 à  $\sim 1300$  kHz, émission à large bande spectrale, intense et fortement polarisée circulairement ;
- (ii) les émissions basse fréquence à bande spectrale étroite entre 3.5 et 10 kHz, intenses mais faiblement polarisées. Ce type d'émission a récemment été étudié en détail par Louarn et al. [2007] et dénommé n-SMR (pour narrow-band Saturn Myriametric Emission) ;
- (iii) les émissions basse fréquence à bande spectrale étroite entre 10 et 40-50 kHz. Ce type d'émission, à la fois moins intense que le SKR et le n-SMR, pique aux alentours de 20 kHz. Cependant, contrairement au n-SMR, on relève une forte polarisation circulaire dont le signe est opposé à celui de la polarisation dominante du SKR. Des études plus poussées sont nécessaires pour déterminer si cette émission est du même type que le n-SMR où s'il s'agit d'une origine différente. Puisque la gamme spectrale concernée recouvre la partie basse fréquence du SKR, je nommerai ce type d'émission n-SKR par la suite (pour narrowband SKR).

Les figures 2.4a<sub>2</sub>,c<sub>2</sub> illustrent clairement que la polarisation dominante du SKR change avec le signe de la latitude

de Cassini (notée  $\lambda_{cass}$ ). Les composantes polarisées à gauche (LH) et à droite (RH) sont observées préférentiellement lorsque Cassini est située respectivement dans les hémisphères sud et nord, ce qui est cohérent avec une émission sur le mode extraordinaire. La sonde observe ainsi les radio sources situées dans l'hémisphère dans lequel elle se trouve, ce qui n'est pas trivial puisque le SKR est une émission très anisotrope.

Les figures 2.4a<sub>2</sub>, b<sub>2</sub> montrent également que lorsqu'on observe depuis le plan équatorial ou son proche voisinage, la polarisation résultante est plus faible que celle observée à plus haute latitude. Ceci peut s'expliquer par le fait que Cassini détecte simultanément des émissions de polarisation opposée sur le même récepteur. Cependant, la polarisation gauche (hémisphère sud) est dominante pour des fréquences inférieures à 600 kHz alors que la polarisation droite domine au delà de 600 kHz (cf partie 2.5).

## 2.3 Etat de polarisation

### 2.3.1 Mesures 2-antennes et polarisation circulaire

Les études des données Voyager [Ortega-Molina et Lecacheux, 1990] ainsi que des données Cassini-RPWS-HFR pré-insertion et en orbite [Cecconi et al., 2006] (trajectoires toutes proches du plan équatorial) ont suggéré une absence de polarisation linéaire et une forte polarisation circulaire du SKR. Ce résultat a justifié l'utilisation en routine des données 2-antennes utilisant l'inversion Goniométrique qui postule une absence de polarisation linéaire (*i.e.*  $U = Q = 0$ ). J'ai pu donner une mesure statistique de  $V$  pour les émissions dominantes cohérentes avec une émission de type R-X :  $V_{LH} = +0.99 \pm 0.01$  pour les sources situées/observées dans l'hémisphère sud et  $V_{RH} = -0.97 \pm 0.03$  pour l'hémisphère nord.

J'ai également pu isoler quelques événements fortement polarisés compatibles avec une émission sur le mode ordinaire L-O, c'est-à-dire polarisés à gauche dans l'hémisphère nord :  $V_{LH} = +1.00 \pm 0.01$ .

Dans les deux cas (mode R-X ou L-O), la différence observée entre les distributions de  $V$  des émissions RH et LH (par exemple pas de détection de RH compatible avec le mode O dans l'hémisphère sud) est attribuée à l'inhomogénéité de la distribution des observations dans les deux hémisphères (temps local, distance et durée d'observation).

### 2.3.2 Mesures 3-antennes et polarisation elliptique à haute latitude

Une étude récente déduisant directement des mesures 2-antennes les paramètres de polarisation apparente (c'est-à-dire l'ellipse de polarisation telle qu'observée dans le plan des antennes) a suggéré que la polarisation du SKR n'était pas compatible avec une polarisation purement circulaire mais plutôt elliptique lorsque Cassini évoluait au dessus de 30° de latitude [Fischer et al., 2008].

Si le SKR est effectivement polarisé elliptiquement, sa polarisation linéaire n'est pas nulle et les résultats de l'inversion Goniométrique décrite dans le paragraphe précédent sont faux au delà de 30° de latitude. Cependant, puisque les mesures 3-antennes (lorsqu'elles existent) permettent de retrouver directement tous les paramètres de l'onde incluant son état de polarisation complet, il est possible de vérifier et quantifier ce résultat.

J'ai ainsi analysé les données 3-antennes sur une période de 13 jours (du 13 au 26 janvier 2007) lors de laquelle Cassini a parcouru une orbite de grande inclinaison avec des passages à des latitudes d'environ 60°. La figure 2.5 illustre la trajectoire correspondante de la sonde ainsi que les périodes de mesure 3-antennes (parties en bleu).

Cecconi et Zarka [2005a] ont montré que le rapport signal sur bruit (noté ci après SNR pour souscrire à l'anglicisme signal-to-noise ratio) affecte fortement la détermination des paramètres de polarisation par inversion analytique (voir également la figure 13 de [Lamy et al., 2008c]). J'ai donc observé les variations du taux de polarisation circulaire  $V$  et de polarisation linéaire  $\sqrt{U^2 + Q^2}$  en fonction du rapport signal sur bruit pour différentes sélections de latitude de Cassini et pu comparer les taux de polarisation circulaire issus des mesures 2- et 3-antennes. Le résultat est illustré sur la figure 2.6. Lorsque Cassini est proche du plan de l'équateur ( $|\lambda_{cass}| \leq 20^\circ$ , panneaux d'indice 1), la polarisation circulaire observée est proche de 100% tandis que la polarisation linéaire est voisine de zéro pour les plus hauts SNR. Les résultats 2- et 3-antennes sont cohérents. Mais lorsque Cassini est située

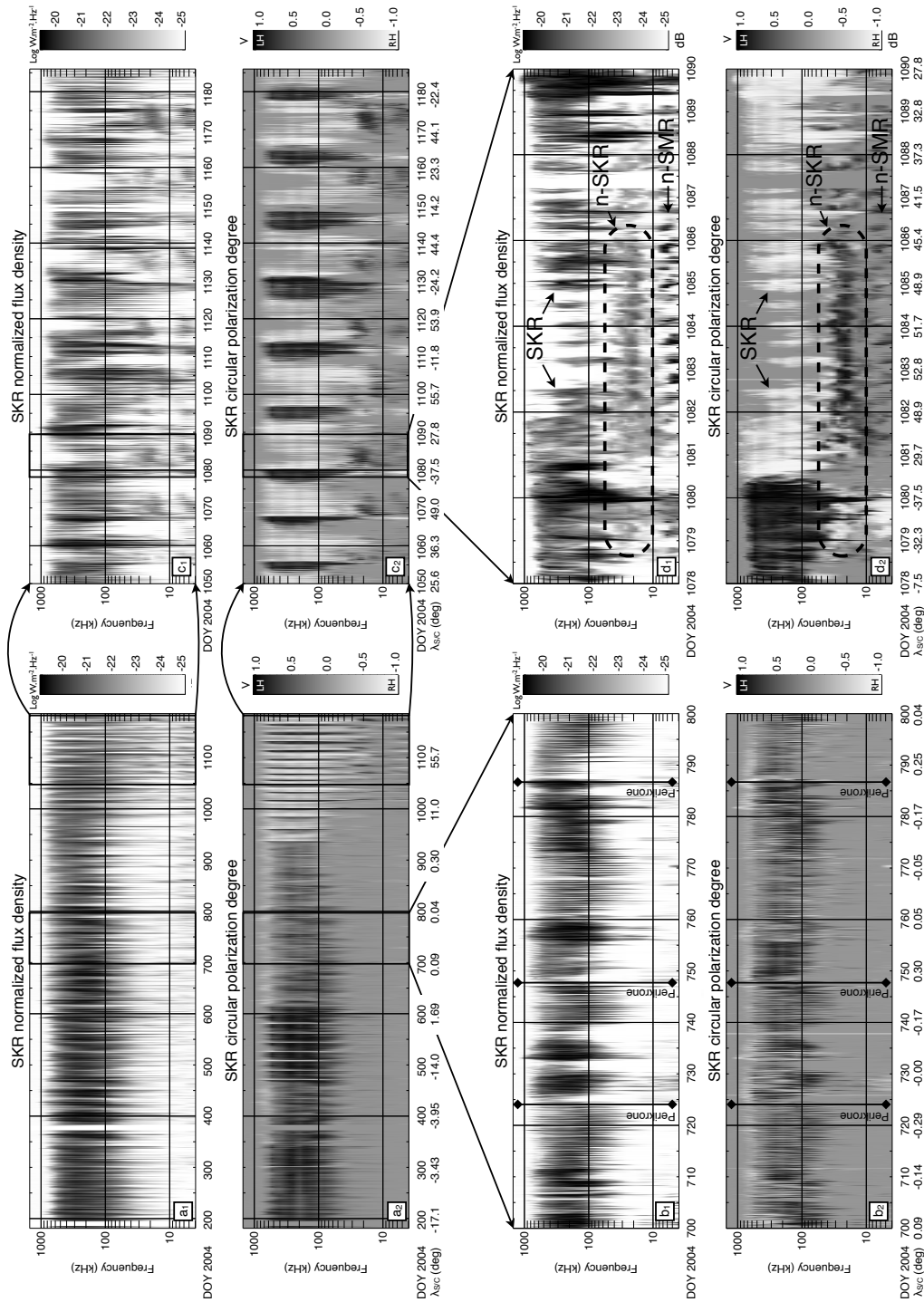


FIGURE 2.4 – Spectres dynamiques (distributions temps-fréquence), de la densité de flux  $S$  normalisée à 1 UA (indice 1) et du taux de polarisation circulaire  $V$  (indice 2) observés entre 3.5 et 1500 kHz. (a) correspond à la période du 29 juin 2004 au 31 mars 2007. Le spectre  $a_2$  montre que la polarisation dominante (noire pour la polarisation LH, blanche pour la polarisation RH) varie avec la latitude de Cassini. La polarisation gauche est observée préférentiellement lorsque Cassini est située dans l'hémisphère sud. (b) présente un zoom du panneau (a) correspondant à des orbites quasi-équatoriales. La polarisation gauche domine le spectre sous 600 kHz. (c) trace un zoom du panneau (a) correspondant à des excursions de haute latitude. Les deux composantes polarisées sont observées de façon alternée, suivant la variation de  $\lambda_{cass}$ . Enfin, (d) présente un zoom de (c) où l'on distingue, en sus du SKR à large bande, des émissions basse fréquence à bande étroite pour  $f \leq 40$  kHz.

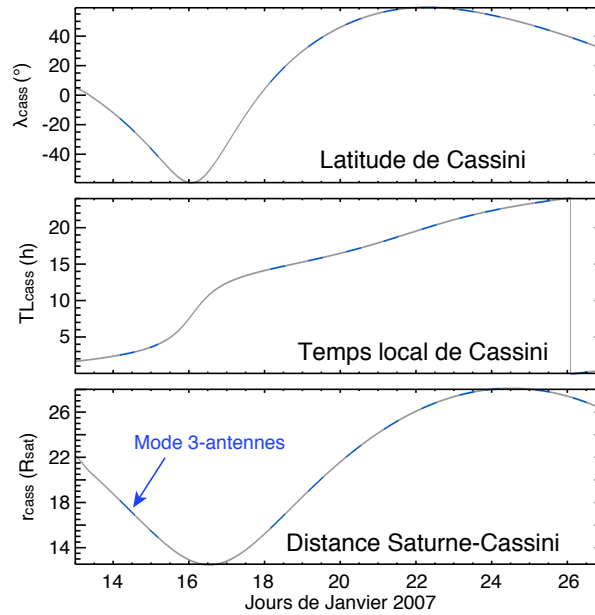


FIGURE 2.5 – Paramètres orbitaux de Cassini entre le 13 et le 26 janvier 2007. Les parties en bleu correspondent au fonctionnement du HFR en mode 3-antennes.

à haute latitude ( $|\lambda_{cass}| \geq 40^\circ$ , panneaux d'indice 3), les valeurs de  $V$  issues du calcul 2-antennes sont toujours proches de 100 % tandis que le calcul 3-antennes montre une polarisation circulaire variant entre 30 et 70% et une polarisation linéaire entre 50 et 90 %. L'hypothèse Goniométrique n'est plus valable. Les latitudes moyennes ( $20^\circ \leq |\lambda_{cass}| \leq 40^\circ$ , panneaux d'indice 2) montrent un état de polarisation intermédiaire entre ces deux situations : deux populations d'état de polarisation distinct coexistent.

Le SKR est donc bien polarisé avec une polarisation circulaire à l'équateur et elliptique à haute latitude. Mais quelle est la limite entre ces deux régimes ? Pour le déterminer, j'ai sélectionné les données avec un seuil sur le rapport signal sur bruit fixé à 30 dB pour sélectionner les données de meilleure qualité (cf figure 2.6). Le tracé de ces données (3-antennes et 2-antennes associées) en fonction de la latitude de la sonde est représenté sur la figure 2.7. Malgré l'échantillonnage irrégulier en latitude, on voit nettement un changement de régime autour de  $25\text{-}40^\circ$  tant pour la polarisation circulaire que linéaire. Au delà de cette limite, le pic des distributions de polarisation circulaire 2- et 3-antennes s'éloignent. Le taux de polarisation total reste lui toujours proche de 100%.

Cette étude préliminaire confirme la présence de polarisation elliptique au dessus d'une limite d'environ  $25\text{-}40^\circ$  de latitude. Cette limite reste à affiner à l'aide d'une étude statistique fondée sur un traitement à long terme (voir annexe A). Néanmoins, elle fixe qualitativement le seuil au delà duquel seules les mesures 3-antennes sont pertinentes.

L'observation de polarisation elliptique n'est pas étonnant puisque l'onde est polarisée circulairement dans la direction du champ magnétique (instabilité résonante avec les électrons spiralant autour des lignes de champ) et qu'elle se propage quasi-perpendiculairement à cette direction. La polarisation de l'onde dépend théoriquement directement du cosinus de l'angle d'ouverture  $\theta$ . On s'attend ainsi à une onde polarisée purement linéairement pour  $\theta = 90^\circ$ . Ceci pourra être vérifié au travers d'une étude statistique de la variation de  $V(\theta)$ . Les rayonnements décamétriques et hectométriques de Jupiter sont par ailleurs connus pour être polarisés elliptiquement [Lecacheux, 1988]. Cependant, le mystère réside dans le mécanisme qui pourrait mener à la circularisation de la polarisation de l'onde au cours de sa propagation [Melrose et Dulk, 1991].

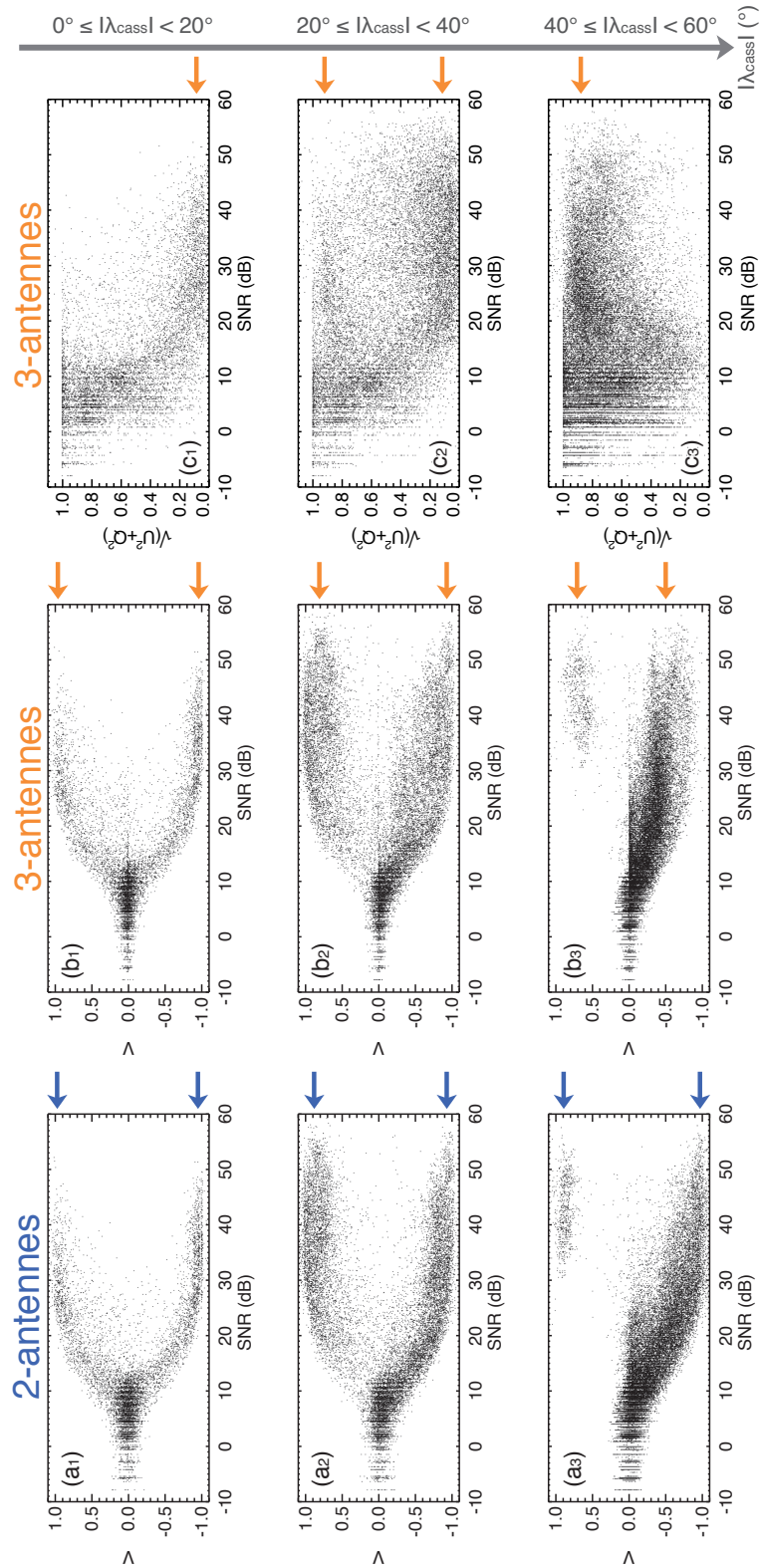


FIGURE 2.6 – Polarisation du SKR calculée sur la période du 13 au 26 janvier 2007 en mode 2- et 3-antennes pour les fréquences comprises entre 100 et 200 kHz. Les taux de polarisation circulaire  $V$  (colonnes a et b) et linéaire  $\sqrt{U^2+Q^2}$  (colonne c) sont tracés en fonction du rapport signal sur bruit (SNR) sur l’antenne Z (le même tracé en fonction du rapport signal sur bruit de l’antenne +X ou -X donne qualitativement le même résultat. Les indices 1, 2 et 3 réfèrent aux sélections de  $|\lambda_{cass}| = [0,20^\circ]$ ,  $[20,40^\circ]$  et  $[40,60^\circ]$ . Les flèches indiquent les valeurs asymptotiques, obtenues pour les plus hauts SNR.



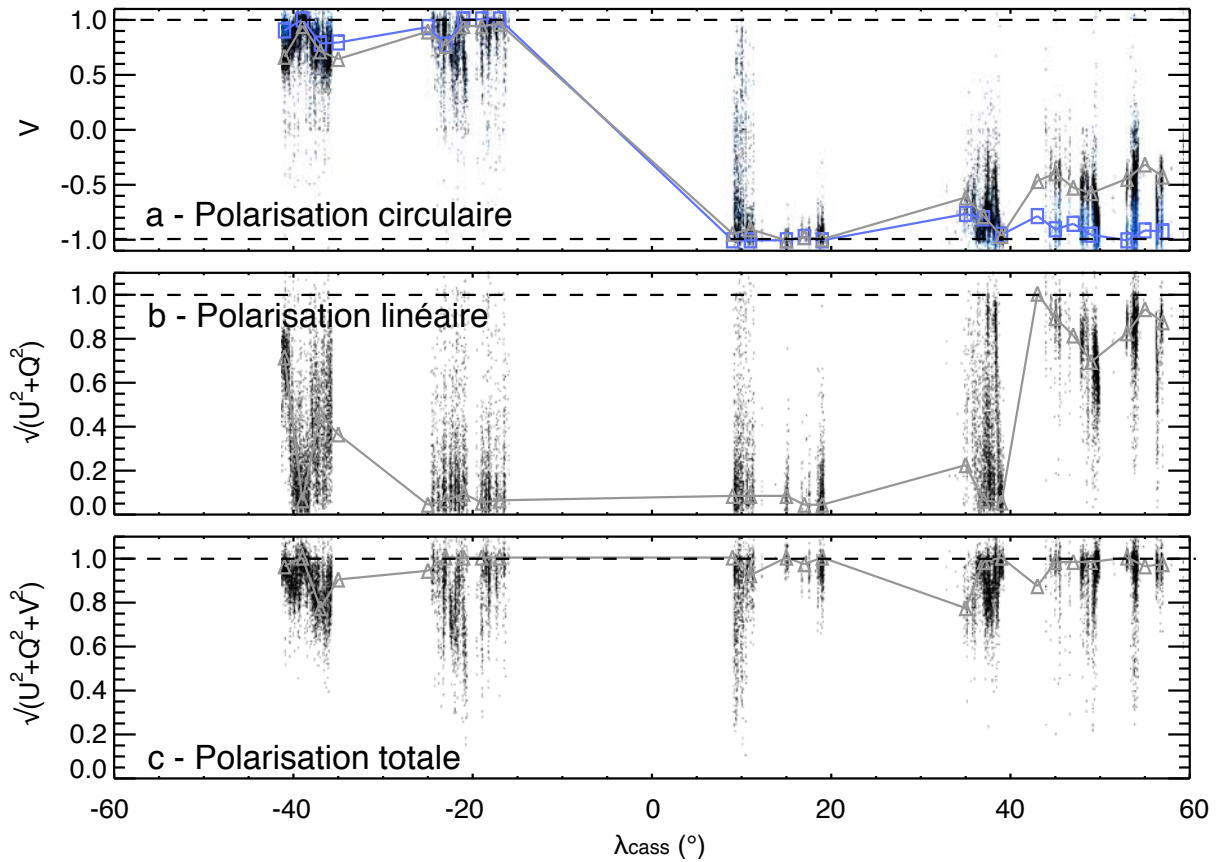


FIGURE 2.7 – Polarisation circulaire ( $V$ , panneau a), linéaire ( $\sqrt{U^2 + Q^2}$ , panneau b) et totale ( $\sqrt{U^2 + Q^2 + V^2}$ , panneau c) du SKR en fonction de  $\lambda_{cass}$  calculée sur la période du 13 au 26 janvier 2007 à partir des mesures 2-antennes (en bleu) et 3-antennes (en noir) pour les fréquences comprises entre 100 et 400 kHz (cette gamme a été étendue par rapport à la figure 2.6 pour un gain de visibilité) et un rapport signal sur bruit supérieur à 30 dB. Les traits reliant les symboles (bleu et gris) correspondent à la valeur du pic de l'histogramme sur un intervalle de  $2^\circ$  de latitude. Les tiretés des différents panneaux indiquent les seuils des émissions polarisées à 100%.

## 2.4 Anisotropie et effets de visibilité

S'agissant d'une émission fortement anisotrope, on peut caractériser macroscopiquement les effets de visibilité du SKR en fonction de la position de Cassini.

Il existe ainsi des zones kronographiques où aucune émission ne peut être observée (appelées zones d'ombre par abus de langage). La disparition soudaine du SKR des spectres dynamiques lors des perikrones (point de l'orbite le plus proche de Saturne) au voisinage du plan équatorial a permis de caractériser une zone d'ombre équatoriale (à symétrie de révolution autour du dipôle magnétique). Sa taille varie avec la fréquence : ainsi son extension équatoriale est minimale à  $r_{eq} \sim 4 R_{sat}$  pour  $f = [200, 400 \text{ kHz}]$ .

Le SKR disparaît brusquement à d'autres moments aux hautes et basses fréquences, en particulier quand Cassini parcourt les hautes latitudes nord. Le fait que cette disparition du signal ne soit pas observée symétriquement dans l'hémisphère sud a été attribué à l'inhomogénéité des observations entre les hautes latitudes nord et sud. De plus, la position typique de la sonde pendant les disparitions observées ( $\lambda_{cass} \geq 55^\circ$ ,  $r_{cass} = [24, 29 R_{sat}]$  et  $TL_{cass} = [18:00, 22:00]$ ) laisse penser qu'il ne s'agit pas de la zone d'ombre polaire nord mais d'une manifestation

Probabilités d'occurrence	50 %	10 %	1 %
LH ( $W.sr^{-1}$ )	$2.7 \times 10^7$	$4.8 \times 10^8$	$3.3 \times 10^9$
RH ( $W.sr^{-1}$ )	$1.5 \times 10^7$	$4.6 \times 10^8$	$3.9 \times 10^9$

TABLE 2.2 – Puissance totale émise par la composante polarisée gauche LH (hémisphère sud) et droite RH (hémisphère nord), intégrées entre 3.5 et 1500 kHz.

plus complexe des effets de visibilité. Des éléments de compréhension de cette disparition seront apportés par des simulations du SKR décrites dans le chapitre 6.

## 2.5 Spectres moyens et conjugaison des émissions nord/sud

L'étude de l'intensité du SKR en fonction de la fréquence permet de souligner plusieurs caractéristiques spectrales. D'abord les spectres moyens obtenus au voisinage de l'équateur ( $\lambda_{cass} \leq 1^\circ$ ) sont quasiment identiques à ceux enregistrés par les sondes Voyager (également obtenus à proximité du plan des anneaux) tant au regard de leur gamme spectrale que de leur intensité. Ainsi le SKR s'étend typiquement d'environ 10 à 1300 kHz et pique entre 100 et 400 kHz à  $\sim 7 \times 10^{-19} Wm^{-2}Hz^{-1}$  pour le niveau d'occurrence à 1 % (*i.e.* correspondant aux 1% d'évènements les plus intenses).

Les spectres moyens typiques RH et LH sont remarquablement similaires. De plus, l'étude comparée de l'évolution des spectres RH/LH en fonction de la latitude et du temps local de Cassini montre qu'ils restent quasi-identiques partout où les données permettent de les comparer directement (c'est-à-dire pour  $TL_{cass}$  semblable mais  $\lambda_{cass}$  de signe opposé). Ce résultat confirme que les sources se comportent de la même façon dans chacun des deux hémisphères et suggèrent que les variations spectrales sont physiquement significatives et reliées à la position des sources ainsi qu'à leur diagramme de rayonnement. L'évolution du spectre typique du SKR avec  $TL_{cass}$  et  $\lambda_{cass}$ , liée à une variation de la visibilité, est le sujet de la partie 2.7.

Une analyse minutieuse montre cependant que la composante RH s'étend systématiquement à plus haute fréquence (décalée de 50-100 kHz) par rapport à la composante LH. Cette caractéristique est cohérente avec le décalage du dipôle magnétique vers le nord de  $0.04 R_{sat}$  et/ou la présence d'une anomalie magnétique au nord. Enfin, on observe qu'en dessous d'une fréquence limite d'environ 600 kHz, c'est la composante LH qui domine le spectre.

## 2.6 Variation temporelle des puissances nord/sud

Le SKR est un rayonnement non thermique très intense. L'annexe A indique comment on déduit la puissance rayonnée des mesures de flux. Le diagramme d'émission tridimensionnel des radio sources étant inconnu, l'unité utilisée est le  $W.sr^{-1}$ . La puissance émise du SKR intégrée entre 3.5 et 1500 kHz varie typiquement dans la gamme 10-100  $MW.sr^{-1}$  jusqu'à occasionnellement quelques dizaines de  $GW.sr^{-1}$  avec de grandes variations reliées à la visibilité de l'une ou l'autre composante (position de Cassini) et/ou un contrôle externe de l'intensité de l'émission (*e.g.* vent solaire).

La table 2.2 reproduit la puissance totale de chaque composante du SKR correspondant à 50 % (valeur médiane), 10 % et 1 % ( $\sim$  valeur de pic) des évènements les plus intenses (niveaux d'occurrence). Pour l'occurrence 50 %, qui donne une bonne approximation du niveau d'émission moyen, la puissance typique des sources émettant depuis l'hémisphère sud est environ deux fois plus intense que son homologue de l'hémisphère nord.

L'analyse de la variation temporelle des puissances de chaque composante sur la gamme [100,400 kHz] pour des conditions d'observation similaires (orbites quasi-équatoriales) montre une forte corrélation à toutes les échelles de temps  $\geq 30$  min. Ceci n'implique pas qu'elles ne le soient pas à plus court terme, puisque lorsque Cassini observe les deux composantes simultanément, c'est la plus intense qui domine la mesure fournie par le

récepteur radio. Il en résulte un bruit intrinsèque à la mesure affectant la corrélation observée sur les échelles de temps  $\leq 30$  min.

Pour ces conditions d'observation similaires (au voisinage de l'équateur), la puissance LH est toujours systématiquement supérieure (jusqu'à un facteur 3) à la puissance RH. Cette tendance confirme la tendance moyenne mentionnée plus haut (cf table 2.2) : la polarisation LH domine le spectre entre 100 et 400 kHz. Cette différence en faveur des émissions générées dans l'hémisphère sud pourrait être reliée à un effet saisonnier. En effet, durant la période étudiée, la latitude sub-solaire moyenne de Saturne était de  $-18^\circ$ . L'hémisphère sud était donc plus exposé au soleil et au vent solaire que l'hémisphère nord. Ceci pourrait affecter différemment l'émission originaire de chaque hémisphère, tel que cela a déjà été illustré pour le cas terrestre [Green et al., 2004].

## 2.7 Spectre typique dépendant de la position de l'observateur

Puisque les sources nord et sud sont conjuguées à la fois temporellement et spectralement par rapport aux variables  $TL_{cass}$  et  $\lambda_{cass}$ , il est pertinent de les utiliser ensemble pour déduire les variations de visibilité typiques du SKR en fonction de la position de l'observateur. La figure 11 de Lamy et al. [2008c] avait été calculée avec 2.75 années d'observations. Elle a été mise à jour ici (figure 2.8) en incluant une année d'observation supplémentaire pour tenir compte de la meilleure couverture de l'espace circumkronien par Cassini (voir trajectoire complète sur la figure 2.1).

### 2.7.1 Visibilité en fonction du temps local

La variation du spectre en temps local est calculée en ne conservant que les données équatoriales ( $\lambda_{cass} \leq 1^\circ$ ). Le spectre dynamique 2.8a correspondant montre une variation claire : les événements intenses et à large bande spectrale sont observés lorsque Cassini est situé dans la gamme  $TL_{cass} = [02:00, 16:00]$  (étendant les limites  $[02:00, 11:00]$  de la figure de l'article). Cette gamme correspond à celles des apokrones successifs (voir orbites en pétales sur la figure 2.1), c'est-à-dire aux temps locaux qu'elle a observé le plus longuement. Cette correspondance suggère un biais observationnel lié à la couverture inhomogène du plan ( $TL_{cass}, r_{cass}$ ) à l'équateur.

Cependant, la figure 2.9 illustre le fait que ce biais n'est probablement que partiel. En effet, l'observation d'une orbite équatoriale offrant une couverture quasi-symétrique entre les côtés soir et matin révèle que les sources les plus intenses sont bien observées côté matin lorsque le temps local de Cassini est compris entre 02:00 et 09:00.

Ces résultats sont indépendamment confirmés et quantifiés dans le chapitre 5 par la localisation directe des sources radio.

### 2.7.2 Visibilité en fonction de la latitude

L'exploration latitudinale est plus homogène. On peut calculer un spectre typique du SKR en fonction de la latitude de l'observateur grâce aux deux composantes polarisées en utilisant la convention suivante : on change le signe de la latitude associée aux mesures de la composante LH. De cette façon, on réorganise virtuellement les sources radio par rapport à un unique hémisphère de référence (ici le nord).

Le spectre obtenu sur la figure 2.8b est quasiment identique à celui de la figure 11 de Lamy et al. [2008c]. Il indique que l'émission dominante (R-X) s'étend d'environ  $-20^\circ$  (c'est-à-dire qu'il illumine une partie de l'hémisphère qui ne contient pas les sources) jusqu'à au moins  $60^\circ$  (limite observationnelle). Le maximum d'émission (intensité, extension du spectre) est atteint autour de  $\lambda_{cass} \sim 25^\circ$ . Les émissions basse fréquence (n-SMR et n-SKR) sont clairement visibles dans l'hémisphère virtuel sud entre  $-60^\circ$  et  $-25^\circ$ . Cela est simplement dû à la convention de réorganisation des données décrite ci-dessus en se rappelant qu'elles sont détectées avec une polarisation opposée au SKR dominant (R-X).

Enfin, des émissions apparaissent à d'autres endroits du spectre, comme par exemple en dessous de  $-40^\circ$  entre 100 et 400 kHz et entre  $-25^\circ$  et  $0^\circ$  pour des fréquences inférieures à 100 kHz où elles ne sont pas noyées dans le mode extraordinaire dominant. L'étude du flux de ces émissions montre une intensité inférieure d'au moins

deux ordres de grandeur à celle du mode R-X. Par ailleurs la détermination de leur hémisphère d'origine (détaillé pour un cas particulier dans le chapitre 5) montre qu'il correspond à celui du mode R-X dominant. Toutes ces caractéristiques suggèrent que ce type d'émission correspond au mode ordinaire L-O.

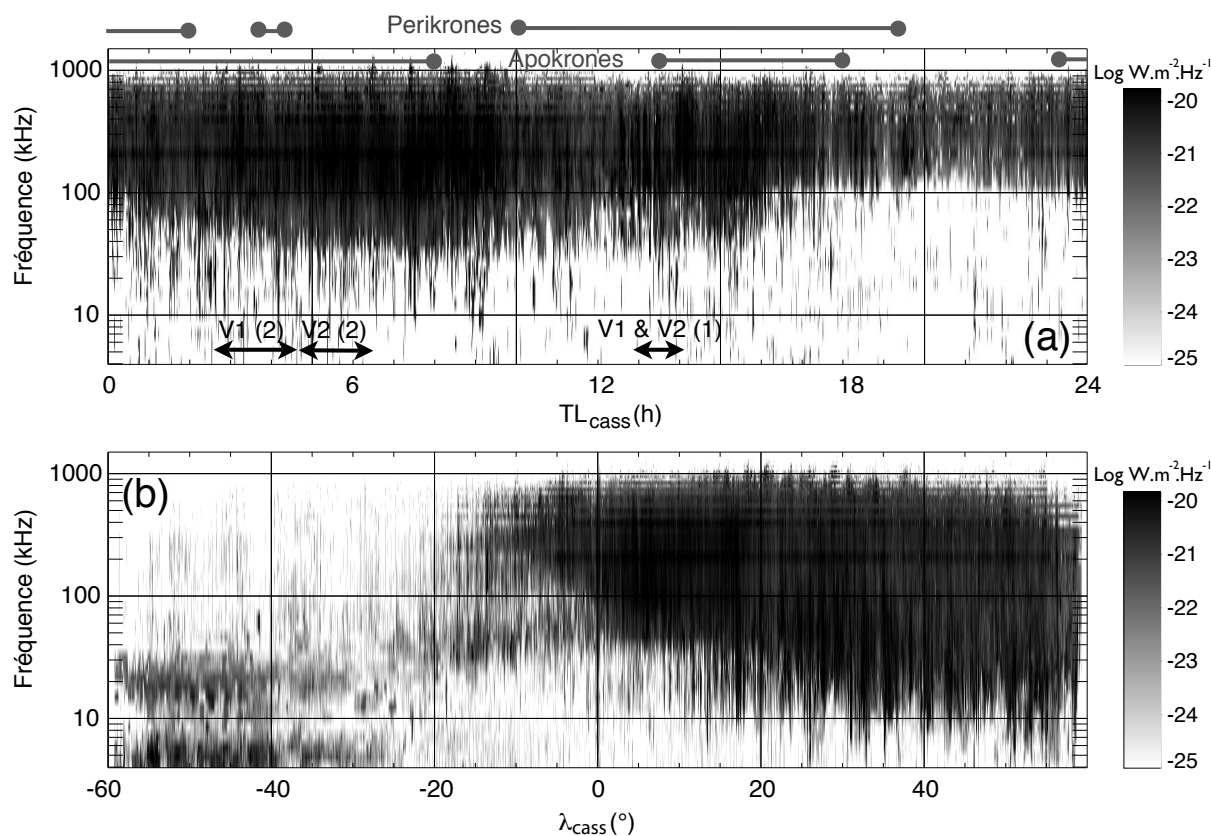


FIGURE 2.8 – Spectres dynamiques de la densité de flux  $S$  normalisée à 1 UA des 50 % des évènements les plus polarisés ( $|V| \geq 0.8$ ) pour la période allant du 29 juin 2004 au 30 mars 2008. (a) Intensité du SKR en fonction du temps local de l'observateur  $TL_{cass}$  et de la fréquence, calculée pour des observations équatoriales ( $|\lambda_{cass}| \leq 1^\circ$ ). Les gammes de temps locaux explorées par les sondes Voyager sont indiquées par des doubles flèches noires où les indices (1) et (2) indiquent respectivement les trajectoires pré- et post-rencontre. Les gammes des apokrones et perikrones des orbites de Cassini sont indiquées en gris. (b) Intensité du SKR en fonction de la latitude  $\lambda_{cass}$  et de la fréquence, calculée à partir de toutes les données disponibles sur 3.75 années.

## 2.8 Perspectives

Les données utilisées dans ce chapitre ont utilisé les observations de Cassini s'étendant jusqu'à début 2008 (cf figure 2.1). Les orbites qui seront décrites d'ici la fin de la mission (prévue pour 2017) viendront naturellement donner des informations complémentaires, en particulier grâce à des périodes côté soir, des orbites de très haute latitude et des passages polaires dans les régions sources en fin de mission. D'ici là, le fait de disposer d'une base de données homogène quasi-continue permet d'autres études, auxquelles je collabore, dont voici quelques exemples.

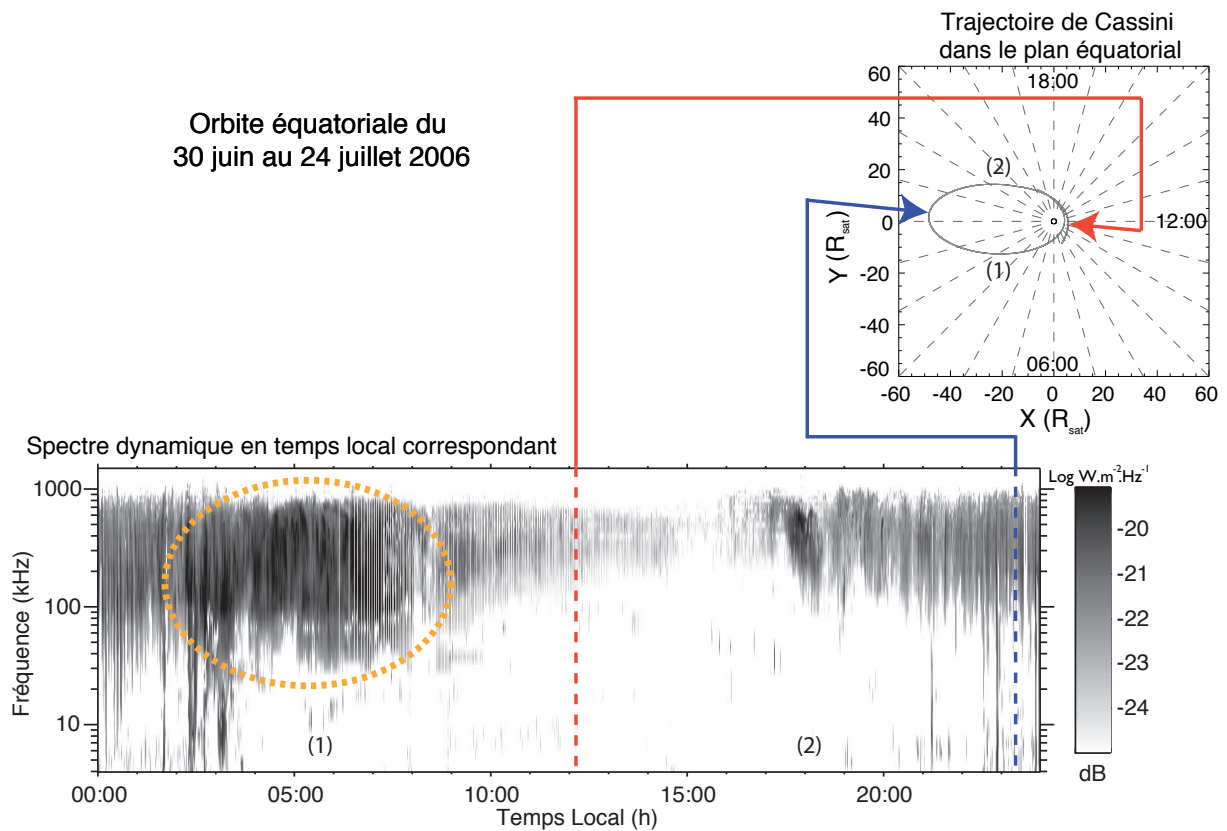


FIGURE 2.9 – Spectre dynamique de la densité de flux  $S$  normalisée à 1 UA des 50 % des événements polarisés ( $|V| \geq 0.4$  pour obtenir un bon contraste) organisé selon le temps local  $TL_{cass}$  pour une orbite équatoriale complète de Cassini. Le panneau du haut indique que cette orbite a la particularité d'offrir une couverture quasiment symétrique entre les côtés "matin" [00:00,12:00] et "soir" [12:00,24:00]. Les lignes rouge et bleue indiquent le perikrone et l'apokrone de l'orbite situés à  $TL_{cass} \sim 12:00$  et  $24:00$ . On observe des émissions plus intenses lorsque Cassini est située côté matin sur la gamme [02:00,09:00] (pointillés orange).

### 2.8.1 Utiliser le SKR comme indicateur de l'activité aurorale

Le rayonnement auroral kilométrique terrestre (AKR) est considéré comme un indicateur de l'activité des sous-orages terrestres [Kurth et Gurnett, 1998; Khan et al., 2001]. Caitriona Jackman, de l'Imperial College à Londres, a eu l'idée de tester directement cette hypothèse dans le cas de Saturne. En fixant un seuil minimal constant en intensité, on définit comme "événements" les épisodes de SKR dont l'intensité reste pendant une durée donnée en permanence au dessus du seuil prédéfini. L'étude de la distribution statistique de la durée de ces événements doit permettre de vérifier une possible correspondance avec l'influence du vent solaire, la visibilité de l'émission, la variabilité de la période radio (voir chapitre 3) et/ou l'activité des sous-orages. Un premier résultat a révélé que quel que soit le niveau de seuil choisi, un pic large apparaissait dans la distribution autour de la période radio ( $\sim 650$  min). Il s'agit maintenant de déconvoluer la durée des événements de la durée typique des bouffées de SKR afin de vérifier si d'autres périodes émergent.

### 2.8.2 Contrepartie radio aurorale liée aux reconfigurations de la magnétosphère

Nicolas André, Du Centre d'Études Spatiales des Rayonnements (CESR) à Toulouse, a observé que des perturbations fortes du champ magnétique magnétosphérique étaient liées à l'arrivée d'un choc interplanétaire à Saturne (de type région d'interaction en corotation) et correspondaient à des épisodes de grande intensité dans le SKR. De façon semblable aux cas terrestres et joviens, la réorganisation de la configuration de la magnétosphère à grande échelle (compression puis relaxation) lors de tels événements influence directement les émissions radio aurorales. De premiers résultats suggèrent que non seulement l'intensité, mais aussi la phase du SKR sont ainsi reliés aux variations de la composante radiale du champ magnétique magnétosphérique à court terme (cf chapitre 3).

### 2.8.3 SKR et transfert de plasma

Enfin, Daniel Santos Costa, du Southwest Research Institute au Texas, a récemment commencé à étudier les phénomènes de transport de plasma dans la magnétosphère interne en analysant l'interaction entre le disque de plasma et les populations d'électrons aurorales. De premiers résultats suggèrent que l'activité du SKR est liée à la position de la limite interne du feuillet de plasma.

## 2.9 L'apport de Cassini

L'analyse de la grande quantité de données collectée par la mission Cassini a permis de confirmer et caractériser statistiquement les propriétés du SKR déduites des études Voyager : le spectre du SKR s'étend de 3.5 kHz à  $\sim 1300$  kHz (avec un plateau situé entre 100 et 400 kHz) et l'émission dominante est de type R-X (polarisation à gauche ou à droite pour les radio sources situées dans l'hémisphère sud ou nord respectivement).

Mais de nouveaux résultats sont également apparus à l'aune des orbites variées parcourues en près de quatre années. J'ai mesuré un taux de polarisation circulaire voisin de 100% lorsque l'observateur est situé sous une latitude limite de  $30^\circ$  et elliptique au delà (cette limite ainsi que le degré précis d'ellipticité restent à déterminer statistiquement et à être mis en relation avec le cas jovien).

La variabilité du SKR le long de la trajectoire de l'observateur est compatible avec des sources radio plus intenses côté matin. L'anisotropie de l'émission engendre l'existence d'une zone d'ombre équatoriale dont l'extension à l'équateur varie avec la fréquence (minimale à  $\sim 4 R_{sat}$  entre 200 et 400 kHz), ainsi qu'une disparition systématique de l'émission aux hautes et basses fréquences pour les hautes latitudes nord ( $\lambda_{cass} \geq 55^\circ$ ).

Les puissances rayonnées des composantes LH et RH apparaissent comme conjuguées à toutes les échelles de temps supérieures à 30 min, variant typiquement dans la gamme  $10-100 \text{ MW}\cdot\text{sr}^{-1}$ . De plus, leur spectre varie de façon identique en fonction de la position de Cassini. Cette conjugaison spectrale et temporelle entre les sources des deux hémisphères a permis de déduire des variations systématiques de l'émission totale, caractérisant sa visibilité.

Enfin, Cassini a détecté des événements polarisés moins intenses que ceux émis sur le mode R-X dominant et compatibles avec une émission sur le mode ordinaire L-O.



## CHAPITRE 3

---

### Périodes radio et périodes de rotation planétaire

---

**S**'IL est facile de déterminer la période de rotation sidérale des planètes telluriques (ou tout autre corps solide) par l'observation du passage régulier de points de repère fixes à la surface de la planète, il est en revanche moins aisé de déterminer celle des géantes gazeuses pour lesquelles la surface visible n'est constituée que de nuages. En effet, sur une planète gazeuse, les zones internes de la planète, à l'origine du champ magnétique planétaire, sont masquées par une épaisse couche de gaz. Le mouvement des nuages suit les vents dominants qui s'organisent en couches parallèles à l'équateur en sous-corotation ou super-corotation selon la latitude, selon qu'elles sont entraînées plus ou moins vite que le noyau.

Cependant, à l'exception notable du cas terrestre, les émissions radio aurorales des planètes magnétisées présentent la particularité d'être modulées à une "période radio" (voir tableau 1.1), voisine de la période de rotation moyenne de l'atmosphère visible. Comme le rayonnement radio auroral dépend directement du champ magnétique planétaire, la période radio a donc été interprétée comme la période de rotation interne de la planète.

Dans le cas de Jupiter, Uranus ou Neptune, l'existence de cette période radio peut se comprendre simplement en se rappelant que l'axe magnétique est incliné par rapport à l'axe de rotation. Une heure locale donnée (par exemple à la surface de la planète) voit un champ magnétique modulé quotidiennement. Pour Jupiter, dont les sources radio se meuvent avec le champ magnétique, on peut se représenter la situation comme celle d'un "phare tournant" qui illumine régulièrement l'observateur.

Saturne possède deux particularités. D'abord, d'après les mesures des magnétomètres embarqués (Pioneer, Voyager, Cassini), son axe magnétique est exactement aligné avec son axe de rotation ce qui exclut une origine triviale à la modulation observée. Comme les régions source intenses sont en outre plus ou moins fixes en temps local, on a associé à l'occurrence périodique du SKR l'image d'un "stroboscope" ou encore d'un "coucou" chantant quotidiennement côté matin de la magnétosphère. Ensuite, la période du SKR varie... avec le temps de l'ordre du pour-cent ! Or, il est exclu que la période de rotation interne puisse varier d'une telle quantité. Le SKR se présente donc comme un coucou irrégulier dont on ignore à la fois pourquoi il chante et pourquoi il est dérégulé.

Ce chapitre présente une étude de la variation de la période radio du SKR (notée  $P_{skr}$ ) à court terme, publiée dans la revue Nature [Zarka et al., 2007] et dont les résultats sont repris par les parties 3.1 à 3.4. La partie 3.5



détaille les perspectives de ce travail. Enfin, la partie 3.6 fait un détour par la Terre pour présenter la découverte par Cassini d'une modulation diurne du rayonnement kilométrique terrestre et les implications de cette découverte sur la dynamique de la magnétosphère. Ce dernier résultat a fait l'objet d'une publication soumise au Geophysical Research Letter [Lamy et al., 2008b]. Les publications concernées sont reproduites aux annexes G.2 et G.3.

### 3.1 La période de rotation interne de Saturne est inconnue

La modulation rotationnelle du SKR a été découverte lors du premier survol Voyager en 1980 et estimée sur 267 jours ( $\sim 600$  périodes) d'observation à 10 h 39 min  $24 \pm 7$  s [Desch et Kaiser, 1981], valeur adoptée par l'Union Astronomique Internationale comme période de rotation de Saturne. Un système de longitude, indispensable pour organiser les données en fonction d'une référence connue, a été établi sur la base de cette période constante sous le subtil acronyme de SLS (pour Saturn Longitude System).

Depuis lors, des observations du SKR par la sonde Ulysse [Galopeau et Lecacheux, 2000], ainsi que les mesures Cassini allant jusqu'à la première orbite [Gurnett et al., 2005], ont permis de montrer que la période mesurée pour le SKR pouvait en réalité varier dans une fourchette de  $\pm 3$  min, soit environ 1 % de la période totale. Cette variation énorme (elle correspondrait à une modulation d'environ 15 min du jour terrestre) ne peut pas correspondre à celle de la rotation réelle de la planète. En effet à l'inverse du patineur, Saturne n'a pas de "bras" à étendre ou replier, qui lui permettraient d'accélérer ou ralentir sa rotation tout en conservant son moment cinétique total. La période de rotation interne de Saturne est donc inconnue et la variation de la période radio intrigue. L'étude de sa variation à des échelles de temps supérieures à quelques mois a mis en évidence une évolution lente et permis l'établissement d'un système empirique de longitude variable (systèmes SLS-2 puis SLS-3) [Kurth et al., 2007, 2008].

La découverte de la variation de la modulation rotationnelle du SKR pose des questions importantes. Comment la période radio varie-t-elle à court terme ( $\leq$  quelques mois) ? A quoi sont dues ces variations (origine interne ou externe à la magnétosphère) ? La période radio peut-elle permettre de déduire la véritable période de rotation interne ?

### 3.2 Variation de la période radio à court terme

Pour étudier la variation de  $P_{skr}$ , il s'agit d'abord de choisir une méthode d'analyse spectrale adéquate. La fréquence d'un signal périodique continu peut être facilement déterminée grâce à la technique de la transformée de Fourier. Cependant la précision du spectre de Fourier dépend de la longueur temporelle de l'intervalle étudié. Ainsi pour mettre en évidence des variations de période de l'ordre de  $\sim 1\%$  a-t-on besoin d'intervalles d'au moins 100 périodes (soit environ 45 jours). De plus, la forme du spectre de Fourier (qui nécessite un échantillonnage régulier) est très sensible aux données manquantes. En bref, si l'analyse de Fourier permet, dans de bonnes conditions, de retrouver les variations de période du SKR à long terme, d'autres solutions doivent être envisagées pour calculer  $P_{skr}$  sur des intervalles de durée  $\leq 100$  périodes. Pour ce faire, différentes techniques d'analyse harmonique ont été testées. Parmi elles, l'annexe B en détaille deux : le périodogramme de Lomb-Scargle et la méthode de corrélation de pics séparés par  $N$  périodes (ci-après dénommée méthode de corrélation).

Nous avons appliqué cette méthode pour calculer les variations de période de la composante LH (originaires de l'hémisphère sud) observée pendant 3.25 années, du 30 juin 2003 au 31 mars 2007 [Zarka et al., 2007]. Le résultat est représenté sur la figure 3.1a en trait gras. Ce tracé, dont la résolution temporelle est approximativement égale à la période de rotation (*i.e* un point tous les  $\sim 10.75$  h), donne en chaque point la valeur de  $P_{skr}$  calculée sur un intervalle d'une durée de  $\sim 13$  jours (voir annexe B). Cette figure illustre qu'en sus de sa variation à long terme (compatible avec la croissance régulière de la période moyenne [Kurth et al., 2008]), la période du SKR fluctue aussi à court terme avec des oscillations quasi-périodiques claires de 20-30 jours. Avec une erreur sur la détermination de la période estimée à  $\pm 2$  min, les fluctuations d'environ 10-12 min crête-à-crête (soit  $\sim 2\%$  de la période totale) sont significatives.

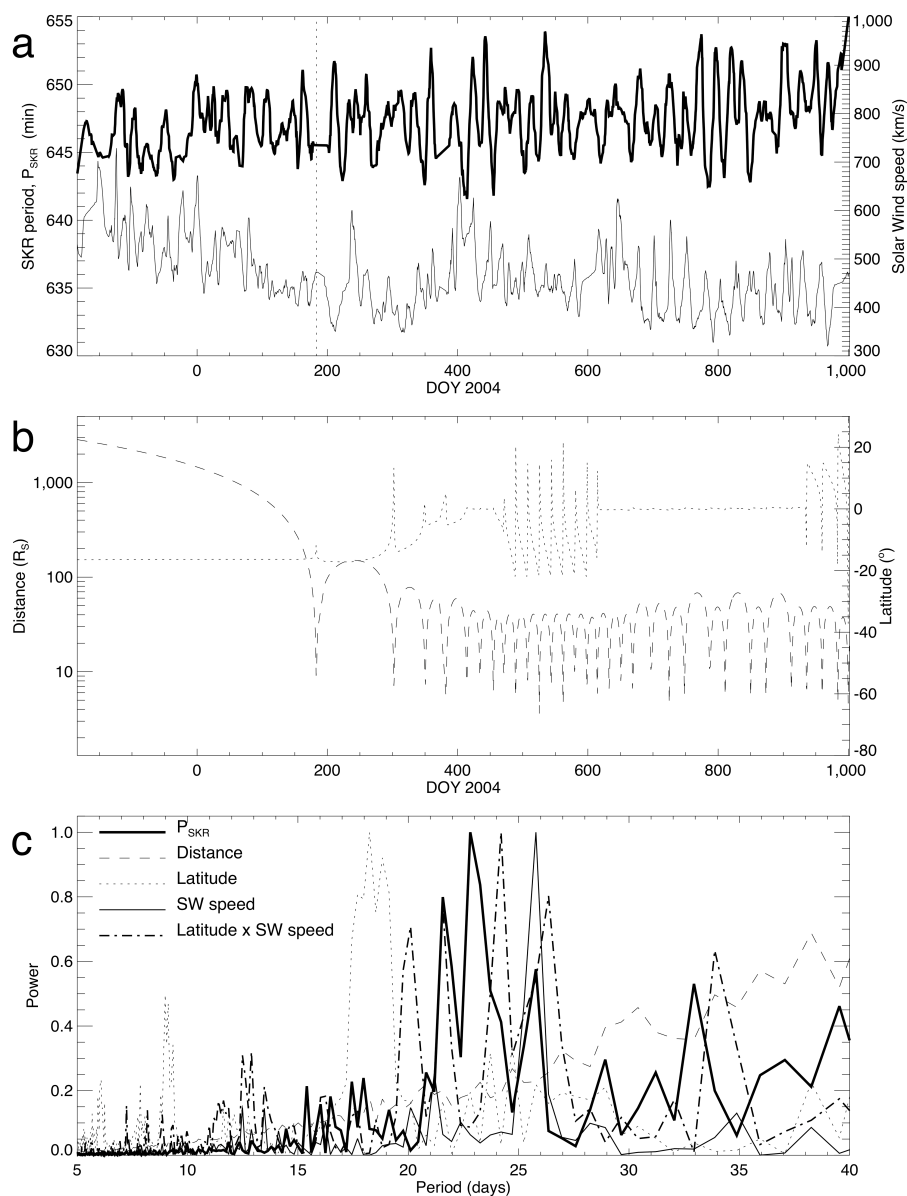


FIGURE 3.1 – Comparaison des variations à court terme de la période de la composante LH du SKR, de la vitesse du vent solaire et des paramètres orbitaux de Cassini sur 3.25 années (30 juin 2003 au 31 mars 2007). Le panneau (a) montre en gras les variations de période de la composante LH du SKR (déterminée par la méthode de corrélation détaillée dans l'annexe B) suivant l'échelle de valeurs donnée à gauche. La courbe en trait fin indique la vitesse du vent solaire mesurée par les satellites WIND et ACE (en orbite autour de la Terre) projetée balistiquement jusqu'à l'orbite de Saturne et correspondant à l'échelle de valeurs de droite. Le panneau (b) représente les variations de la distance (tireté, échelle de valeurs de gauche) et de la latitude orbitale de la sonde (pointillés, échelle de valeurs de droite) pour la même période. Le panneau (c) trace les spectres de Fourier des grandeurs mentionnées ci-dessus ainsi que de la quantité  $v_{vent\ solaire} \times \lambda_{cass}$  qui est un moyen simple de simuler des battements entre un paramètre orbital (contrôlant la visibilité du SKR, voir chapitre 2) et un paramètre externe (la vitesse du vent solaire).

J'ai testé la robustesse de cette détermination grâce à une analyse de Lomb-Scargle de la même composante LH. La période est déterminée par le spectre (ou périodogramme) calculé toutes les 30 min sur un intervalle de durée égale à  $\sim 21$  jours, compromis entre l'intervalle nécessaire pour ne pas lisser les fluctuations à court terme ( $\leq 20$ -30 jours) et celui requis pour obtenir une bonne résolution sur la détermination du pic (la résolution de la transformée de Fourier équivalente à 650 min vaut 14 min). Le résultat, visible sur la figure 3.2 ne laisse aucun doute. La variation à court terme est très claire quand les deux méthodes peuvent être comparées directement (bonne qualité des données [couverture, visibilité, parasites...]) et intervalle correspondant à une latitude à peu près constante). On voit que la méthode de corrélation est plus efficace pour estimer régulièrement la période au long cours avec une qualité de données variable. L'analyse de Lomb-Scargle suggère néanmoins que l'amplitude des variations de période atteint en réalité plutôt  $\sim 15$  min (voir l'intervalle de mi-2003 à mi-2004). La légère sous-estimation de cette amplitude par la méthode de corrélation est probablement une conséquence du lissage final appliqué sur la variation de période instantanée (voir annexe B).

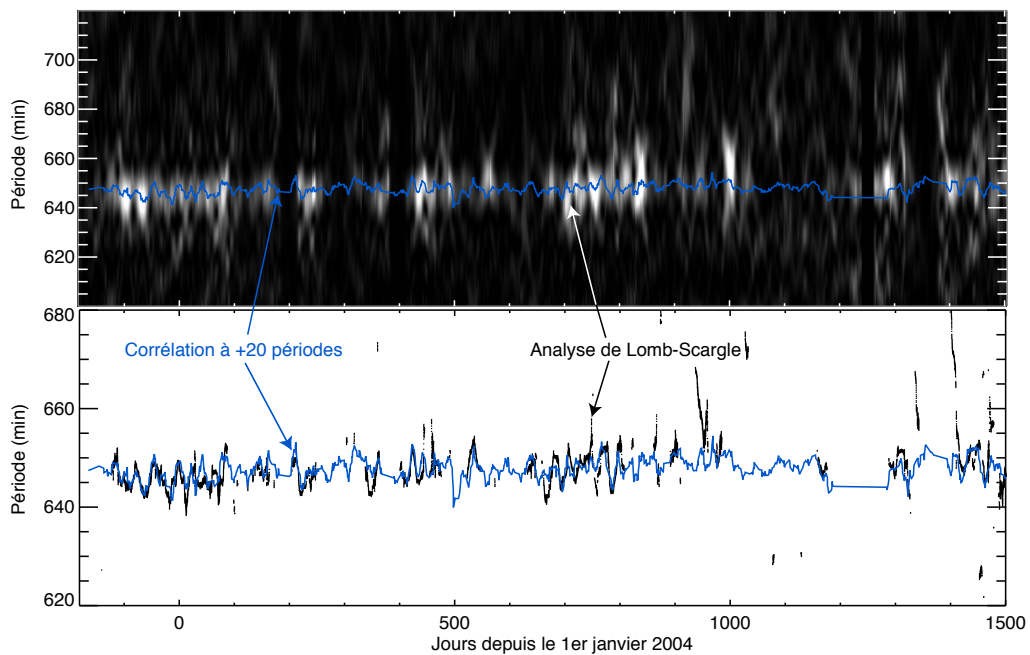


FIGURE 3.2 – Détermination comparée de la période variable de la composante LH du SKR sur 4.75 années (du 30 juin 2003 au 30 mars 2008) par les deux méthodes d'analyse détaillées dans l'annexe B. La série temporelle analysée correspond à la puissance émise intégrée entre 100 et 400 kHz avec une résolution temporelle de 3 min. Sur chacun des deux panneaux est indiquée en bleu la période calculée par la méthode de corrélation à  $N = +20$  périodes. Le panneau (a) montre la représentation d'une analyse de Lomb-Scargle du signal. Chaque colonne, séparée de la suivante par un pas de temps de 30 min, correspond à une partie du périodogramme (ou spectre) de Lomb-Scargle calculé sur un intervalle de durée 10000 pts, soit  $\sim 21$  jours. L'échelle d'intensité, qui indique la puissance spectrale (du noir au blanc pour une intensité croissante) est arbitraire. Le panneau (b) trace les maxima de chaque colonne en noir en excluant les points peu significatifs grâce à un seuil sur l'intensité spectrale. Chaque périodogramme a été suréchantillonné par rapport à la gamme de fréquence donnée par la FFT sur le même intervalle et sa résolution spectrale (donnée par la largeur à mi-hauteur du pic principal) vaut  $\sim 10$  min à  $\sim 650$  min (alors qu'elle vaut  $\sim 14$  min pour le spectre issu de la FFT, voir l'annexe B). Sur chacun des panneaux, on voit que le pic des spectres (indiquant la période radio) se déplace avec le temps autour d'une valeur moyenne de  $\sim 650$  min. Lorsque le périodogramme est suffisamment bien défini (grande intensité du pic, voir par exemple les intervalles des jours -180 à 180 ou 650 à 800, qui correspondent à des périodes où la latitude change peu), la courbe bleue passe précisément par les maxima des spectres associés.

La découverte de fluctuations de période rapides de 20-30 jours pose la question de leur origine et de leur lien avec les fluctuations lentes.

### 3.3 Le vent solaire, fauteur de troubles

Une période de 20-30 jours est typique des variations caractéristiques des paramètres du vent solaire (la période synodique de rotation solaire équatoriale vaut 25.44 jours pour Saturne) mais aussi de la durée des orbites de Cassini (de 18 à 30 jours) à partir de son entrée en orbite en juin 2004 (voir figure 2.1). Il est légitime de penser que le vent solaire pourrait avoir une influence réelle sur la valeur de  $P_{skr}$ . En effet on sait depuis Voyager que sa pression dynamique contrôle fortement la puissance du SKR [Desch, 1982; Desch et Rucker, 1983]. D'un autre côté, il est aussi légitime de postuler que la mesure de  $P_{skr}$  pourrait être affectée par la configuration géométrique {radio sources, Cassini}. On a vu au chapitre 2 que la distance  $r_{cass}$  comme la latitude  $\lambda_{cass}$  de la sonde affectaient directement les mesures du SKR (seuil de détection, visibilité).

#### 3.3.1 Projection balistique des paramètres du vent solaire

La détermination des paramètres du vent solaire au niveau de la magnétosphère de Saturne aurait logiquement dû être facilitée par la présence à bord de Cassini du détecteur de particules CAPS. Cet instrument permet de mesurer la densité et la vitesse des particules chargées in situ (dans le cas qui nous intéresse quand la sonde est située hors de la magnétosphère, donc dans le vent solaire, ce qui inclue notamment toute la phase d'approche pré-insertion). Cependant CAPS n'a pas pu fournir de données fiables utilisables dans le cadre de cette étude. J'ai donc utilisé les mesures in situ des sondes Voyager 2 (continuant son périple à travers le système solaire, Voyager 2 voyageait à environ 80 UA de la terre en 2006), ACE et WIND (situées au point de Lagrange L1 du système Terre-Soleil), qu'il a fallu projeter balistiquement pour en déduire leur valeur à position réelle de Saturne.

La projection balistique consiste à calculer le temps nécessaire au vent solaire (mesuré à la position donnée d'une sonde à l'instant  $t_0$ ) pour parvenir à la position réelle de Saturne à l'instant  $t$ . La mention "balistique" réfère au fait que la projection employée est purement géométrique (la déformation des structures du vent solaire avec la propagation, suite à l'interaction magnéto-hydrodynamique entre jets lents et rapides, est négligée). La propagation balistique repose sur deux étapes : une correction du temps de propagation radial  $\Delta t_{radial}$  pour propager le vent solaire à l'orbite de Saturne et une correction du temps de propagation angulaire  $\Delta t_{angulaire}$  pour le propager jusqu'à la longitude de Saturne. La correction angulaire repose sur l'hypothèse de stationnarité angulaire du vent solaire, c'est-à-dire que sa structure est supposée n'être pas trop perturbée longitudinalement. Ceci est valable pour le vent calme et les chocs de type CIR (Corotating Interaction Region). On peut calculer  $t$  suivant la formule :

$$t = t_0 + \Delta t_{radial} + \Delta t_{angulaire} = t_0 + \frac{d_{sonde} - d_{sat}}{v_0} + \frac{\Phi_{sonde} - \Phi_{sat}}{\Omega_{soleil}} \quad (3.1)$$

où  $d$  indique la distance de l'objet (Saturne ou la sonde) à la terre,  $\Phi$  la longitude solaire de l'objet par rapport à une référence arbitraire,  $v_0$  la vitesse du vent solaire mesuré à l'instant  $t_0$  et  $\Omega_{soleil} = 25.44$  jours la vitesse de rotation angulaire solaire. Le temps de propagation est bien plus long depuis Voyager 2 que depuis les sondes ACE et WIND. Ainsi une comparaison de  $\Delta t_{radial}$  conduit à  $\sim -240$  jours Voyager 2 (retroprojetée pour une distance de 70 UA et une vitesse de  $500 \text{ km.s}^{-1}$ ) contre  $\sim +30$  jours dans le cas des sondes ACE/WIND (pour une distance moyenne de 9 UA et une vitesse de  $500 \text{ km.s}^{-1}$ ) avec une erreur maximale de  $\pm 4$  jours [Tao et al., 2005]. Malgré cet écart, j'ai étudié la pertinence de la propagation balistique en comparant la variation à long terme des paramètres du vent solaire projetés depuis la position de Voyager 2 et depuis la Terre. Le résultat est tracé sur la figure 3.3 : on voit une correspondance remarquable même si certaines périodes (années 1996 et 1997 notamment) témoignent d'une évolution de la structure du vent solaire non prise en compte par l'équation 3.1.

Les variations des paramètres du vent solaire sont d'autant moins altérées que le temps de propagation balistique est faible. On peut noter que l'utilisation d'une propagation MHD à une dimension n'est pas utile ici puisque

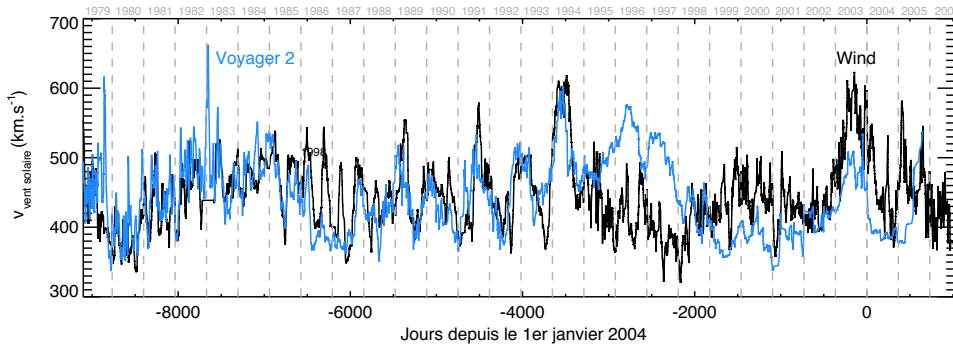


FIGURE 3.3 – Vitesse du vent solaire mesurée depuis la terre par les sondes ACE et WIND (en noir) et depuis Voyager 2 (en bleu) projetée balistiquement jusqu’à la position de Saturne et lissée sur 15 jours. L’erreur temporelle maximale sur les mesures projetées depuis la Terre est de  $\pm 4$  jours [Tao et al., 2005]. Lorsque la Terre et Saturne sont en conjonction cette erreur peut se réduire à  $\pm 1$  jour. Comme il n’apparaît pas raisonnable de donner une erreur sur les données rétro-projetées depuis Voyager 2 (trop loin), la courbe bleu est uniquement indicative. On constate cependant un accord surprenant en dehors des années 1996 et 1997.

même si elle permet d’obtenir une meilleure précision sur  $\Delta t_{radial}$ , elle ne prend pas en compte  $\Delta t_{angulaire}$  (les meilleures projections correspondent à des positions Soleil-Terre-Saturne voisine de l’alignement).

Dans les parties suivantes, où l’on s’intéresse aux variations à court terme, les mesures du vent solaire analysées sont donc uniquement celles des sondes ACE et WIND.

### 3.3.2 Etude spectrale

La vitesse du vent solaire au niveau de Saturne  $v_{vent\ solaire}$  (le choix de ce paramètre particulier est discuté plus loin) est représentée en trait fin sur la figure 3.1a tandis que les variations des paramètres orbitaux de la sonde  $r_{cass}$  et  $\lambda_{cass}$  sont représentées sur la figure 3.1b. Toutes ces variations présentent qualitativement une répétitivité de l’ordre de 20-30 jours. Aussi, pour avoir une estimation plus quantitative, la figure 3.1c trace le spectre de Fourier des variations de ces différents paramètres sur la totalité de l’intervalle de 3.25 années étudié. On observe que le spectre de  $P_{skr}$  (en trait gras) présente des pics significatifs à  $\sim 21.5$ , 23 et 25.5 jours. Le dernier de ces pics correspond au pic principal observé dans le spectre de  $v_{vent\ solaire}$  (en trait fin). La latitude  $\lambda_{cass}$  témoigne d’une périodicité à 18-19 jours (en pointillés). Un éventuel couplage vent solaire/effet orbital a été simulé en calculant simplement le spectre du produit  $v_{vent\ solaire} \times \lambda_{cass}$ . Ce spectre montre plusieurs pics autour de 20, 21.5, 24 et 26.5 jours, tous dans la même gamme que ceux du spectre de  $P_{skr}$ . La figure 3.1c suggère donc une influence couplée vent solaire/orbite sur les variations de  $P_{skr}$ .

L’analyse d’un intervalle où les paramètres orbitaux varient régulièrement (du 12 février au 31 octobre 2005) vient appuyer quantitativement cette hypothèse : les pics du spectre de  $P_{skr}$  correspondent alors exactement aux périodicités de  $v_{vent\ solaire}$ , de  $\lambda_{cass}$  et du produit  $v_{vent\ solaire} \times \lambda_{cass}$ .

Pour étudier spécifiquement le lien entre le vent solaire et la période du SKR, la période d’approche a été étudiée séparément. En effet, avant l’insertion en orbite,  $r_{cass}$  décroissait linéairement tandis que  $\lambda_{cass}$  valait  $\sim -18^\circ$ . Cette trajectoire correspondait donc approximativement à une configuration géométrique {radio sources, Cassini} fixe. La figure 3.4a montre la comparaison sur cette période des variations de  $P_{skr}$  et  $v_{vent\ solaire}$  (où les variations  $\geq 2$  mois ont été éliminées par filtrage) entre lesquelles on trouve un coefficient de corrélation  $C \geq 40\%$  sur tout l’intervalle. A titre de comparaison, la corrélation bien connue entre l’intensité du SKR et  $v_{vent\ solaire}$  donne une valeur équivalente :  $C \sim 44\%$ . De plus la probabilité d’obtenir un tel niveau de corrélation sur deux séries aléatoires de la même dimension est de  $\sim 10^{-7}$ . La corrélation trouvée entre  $P_{skr}$  et  $v_{vent\ solaire}$  est donc significative. On peut

par ailleurs comprendre les raisons de son écart à une corrélation parfaite de 100 %. D'abord  $P_{skr}$  a été déterminée seulement pour la composante LH du SKR dont la série de puissance associée présente des trous de données. Ensuite, l'erreur typique sur la projection balistique du vent solaire à Saturne depuis la Terre a été évaluée à  $\pm 4$  jours maximum. Enfin, l'hypothèse de stationnarité du vent solaire avec la rotation solaire n'est pas nécessairement vérifiée et la structure du vent solaire peut être modifiée (voir figure 3.3). En particulier, les éjections de masse coronale (CME pour coronal mass ejections) affectent un intervalle de longitude héliosphérique limité et peuvent donc être vues par ACE et WIND sans affecter Saturne et réciproquement : l'hypothèse de stationnarité est alors fautive.

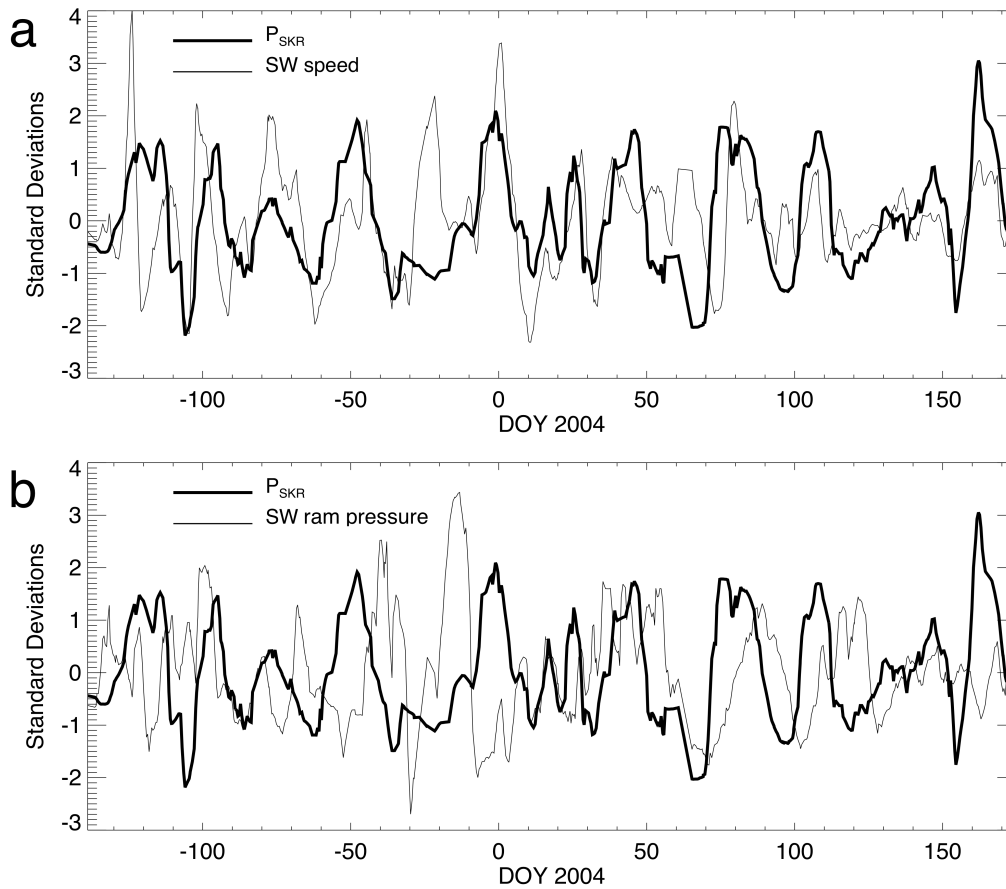


FIGURE 3.4 – Comparaison entre les variations de la période du SKR  $P_{skr}$ , la vitesse  $v_{vent\ solaire}$  (notée SW [solar wind] speed) et la pression dynamique (notée SW RAM pressure)  $P_{vent\ solaire}$  du vent solaire à la position de Saturne. L'intervalle représenté correspond à la phase d'approche de Cassini avant sa mise en orbite autour de la planète. Il n'y a donc pas d'influence périodique des paramètres orbitaux sur la visibilité de l'émission et cette période est la plus intéressante pour étudier directement l'influence du vent solaire sur  $P_{skr}$ . Pour clarifier la comparaison, les grandeurs tracées ont été préalablement corrigées de leur variation à long terme (par soustraction d'une moyenne glissante sur une durée de  $\sim 2$  mois). Le panneau (a) superpose  $P_{skr}$  (en trait gras) et  $v_{vent\ solaire}$  (en trait fin). Excepté pour les intervalles d'une dizaine de jours autour des jours -25 et +65 (liés à des trous de données, une mésesestimation partielle du temps de propagation balistique, ou l'occurrence de CME), la corrélation est forte avec une corrélation linéaire  $C \geq 40\%$ . Le panneau (b) superpose  $P_{skr}$  (en trait gras) et  $P_{vent\ solaire}$  (en trait fin). La corrélation est faible sur tout l'intervalle avec  $C \sim -10\%$ .

La figure 3.4b illustre la comparaison entre les variations de  $P_{skr}$  et la pression dynamique du vent solaire

$P_{vent\ solaire}$  (bien corrélée avec l'intensité du SKR). Le coefficient de corrélation associée vaut  $C \sim -10\%$ . Cette faible valeur se retrouve dans la comparaison de  $P_{skr}$  avec les autres paramètres du vent solaire comme sa densité ou son champ magnétique.

La conclusion de cette étude est qu'en l'absence d'effet de visibilité dû au mouvement de l'observateur, la période radio (de la composante LH) du SKR varie à l'échelle de 20-30 jours comme la vitesse du vent solaire.

### 3.4 Discussion

La corrélation entre les fluctuations à court terme des grandeurs  $P_{skr}$  et  $v_{vent\ solaire}$  indique une influence d'origine externe à la magnétosphère. Comme la corrélation avec les variations des autres paramètres du vent solaire n'est pas significative, la vitesse du vent solaire joue donc un rôle particulier. Ce constat est en accord avec le modèle proposé par Cecconi et Zarka [2005b], qui suggère que la vitesse du vent solaire influe directement sur la position des sources aurorales en temps local, et partant, sur la valeur apparente de la période radio. Cecconi et Zarka [2005b] ont montré par simulation numérique que les fluctuations temporelles typiques de  $v_{solaire}$  (en forme de "dent de scie asymétrique", voir figure 3.3) pouvaient mener aux variations de  $P_{skr}$  de l'ordre de 1 % observées par Galopeau et Lecacheux [2000].

Parallèlement, le chapitre 6 a démontré que la visibilité de l'émission dépend également fortement de la latitude des sources. Or, d'une part, la latitude de l'ovale UV varie avec le vent solaire (voir le chapitre 4) et d'autre part, les sources UV et radio correspondent aux mêmes lignes de champ (voir le chapitre 5). La latitude des sources du SKR pourrait ainsi être directement affectée par le vent solaire. Si le lien entre la variation de latitude des sources et la variation de  $P_{skr}$  est moins trivial que dans le cas d'une simple variation de temps local (effet de visibilité plus complexe), il n'est cependant pas à exclure.

La moyenne des variations de  $P_{skr}$  sur un intervalle  $\geq 2$  mois mène naturellement aux variations à long terme connues du SKR [Kurth et al., 2007]. Les variations à long terme, en tant que moyenne des variations à court terme, pourraient ainsi être également induites par le vent solaire. Cependant, la figure 3.1a montre que sur  $\sim 1000$  jours, si on compare  $\langle P_{skr} \rangle$  (qui passe de  $\leq 646$  min à  $\geq 649$  min) et  $\langle v_{vent\ solaire} \rangle$  (qui évolue de  $\sim 550$  km.s<sup>-1</sup> à  $\sim 400$  km.s<sup>-1</sup>), on observe plutôt une anti-corrélation. Comme il semble peu plausible que  $v_{vent\ solaire}$  ait une influence opposée sur la variation de  $P_{skr}$  à court et à long terme, on peut penser que plusieurs mécanismes physiques différents influent simultanément sur la variation de  $P_{skr}$ .

Par ailleurs, des études parallèles de Gurnett et al. [2007] et Clarke et al. [2006] ont montré que la densité de plasma de la région interne de la magnétosphère, la composante azimuthale du champ magnétique et la position de la magnétopause montraient des oscillations à long terme similaires à celles de  $P_{skr}$ , ce qui suggérerait une possible origine soit interne (modulation de la vitesse du disque de plasma du fait de l'injection variable de plasma par le cryovolcanisme d'Encelade) soit externe à la magnétosphère (effet saisonnier). Il est difficile de vérifier une éventuelle influence du vent solaire sur les variations à court terme de ces grandeurs (densité de plasma, champ magnétique, position de la magnétopause) car elles proviennent de mesures in situ correspondant à une petite fraction d'orbites successives.

### 3.5 Perspectives

La détermination de la période interne réelle de Saturne est probablement liée à la compréhension de la variabilité de la période radio.

Afin d'étudier l'influence spécifique des compressions du vent solaire (CIR pour Corotating Interaction Region) sur l'intensité et la phase du SKR, j'ai participé à une étude menée par Sarah Badman de l'Université de Leicester. Le paramètre du vent solaire étudié est le champ magnétique interplanétaire mesuré en continu par le magnétomètre MAG embarqué sur Cassini (et projeté jusqu'à la magnétopause de Saturne) lors de la phase d'approche. Dans ce cas, la projection est précise car Cassini est toujours proche de Saturne. Cette étude montre que l'intensité du SKR augmente, comme attendu, lors de l'arrivée d'une CIR à Saturne mais que la phase des occurrences de SKR ne

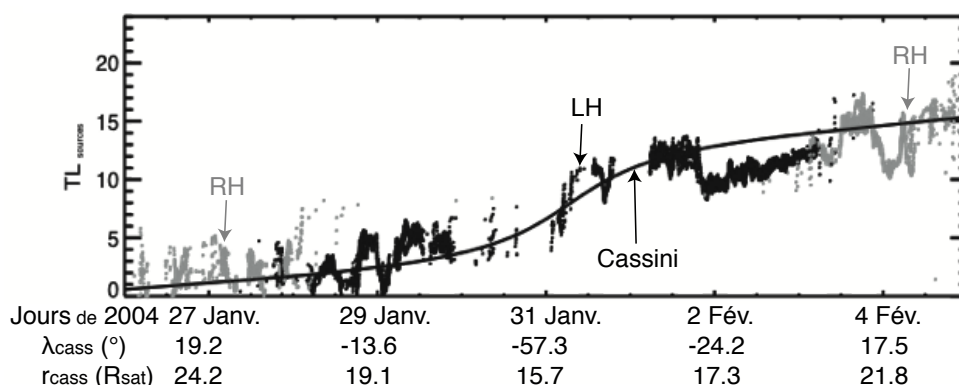


FIGURE 3.5 – Temps local des sources observées par Cassini. Les points correspondent au tracé  $TL(t)$  pour chaque fréquence dans la gamme [117.6, 249.6 kHz] et lissé sur 10 points consécutifs. Une sélection préalable a été appliquée : le flux des mesures retenues est supérieur au flux médian (voir chapitre 2) et sa polarisation circulaire est supérieure en valeur absolue à  $V_{\min} = 0.8$ . La courbe en trait plein indique le temps local de Cassini. La partie grise correspond à l'émission RH (observé préférentiellement dans l'hémisphère nord) et la partie noire à l'émission LH (observé préférentiellement dans l'hémisphère sud). Les sources observées ont des temps locaux voisins de celui de Cassini. Les variations de temps local sont homogènes pour toutes les fréquences étudiées. Les brusques variations observées (par exemple le 29 janvier ou le 2 février) pourraient être la manifestation de la visualisation du mouvement des sources en temps réel.

varie pas significativement avec  $B_{\text{vent solaire}}$ . Ceci confirme la faible corrélation constatée entre les variations de  $P_{\text{skr}}$  et celles de  $B_{\text{vent solaire}}$ . Cette étude a été soumise pour publication à la revue *Annales Geophysicae* [Badman et al., 2008] et est reproduite à l'annexe G.5.

Notre étude [Zarka et al., 2007] a porté sur l'analyse de la période de la composante LH du SKR sur 3.25 années. Le choix de cette composante était pertinent puisque d'une part Cassini est arrivée à Saturne par l'hémisphère sud, et d'autre part l'intensité de l'émission LH domine le spectre observé lorsque la composante RH est détectée simultanément. Une étude étendue est nécessaire pour déterminer et comparer les variations de période des émissions de chaque hémisphère. De plus, Kurth et al. [2008] ont récemment relevé dans la variation de la phase du SKR à long terme que certains intervalles de temps étaient compatibles avec l'existence de deux périodes radio voisines. L'analyse de la variation de la période radio du signal total doit confirmer ou non cette détection et vérifier le cas échéant l'influence des grandes variations de visibilité (notamment lors des excursions de haute latitude) sur celle de  $P_{\text{skr}}$ .

Si les variations de  $P_{\text{skr}}$  sont effectivement dues à un déplacement des sources en temps local, l'analyse gonio-polarimétrique des mesures radio RPWS-HFR (voir chapitre 5) est un moyen d'amener des indications essentielles sur la détermination du mouvement des sources en temps réel et de déterminer si l'on peut déconvoluer la période radio mesurée des variations observées. Par exemple, la figure 3.5 superpose le temps local des sources observées entre 100 et 200 kHz à celui de Cassini. Des variations homogènes et soudaines du temps local des sources pourrait être due à un mouvement longitudinal de la position des sources. Ce point sera discuté au chapitre 5.

Enfin, une étude comparée détaillée des variations du SKR et d'autres grandeurs physiques caractéristiques de la magnétosphère kronienne comme le champ magnétique planétaire ou la densité de plasma pourrait aussi apporter des éléments complémentaires aidant à saisir la nature des mécanismes à l'origine des fluctuations observées.



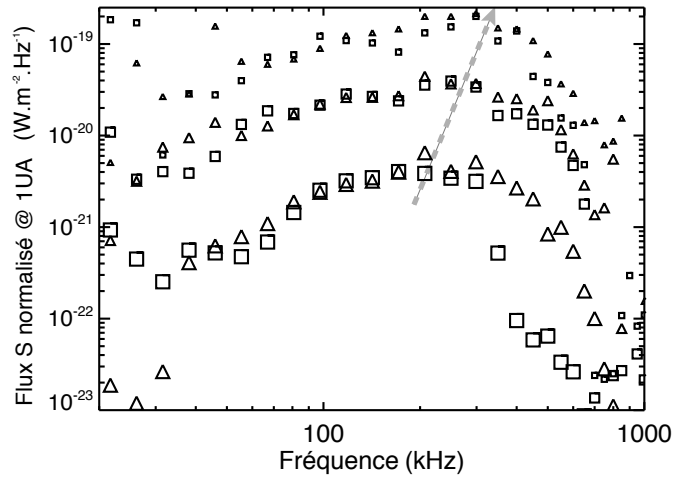


FIGURE 3.6 – Flux de l'AKR normalisés à 1 UA atteints 50, 10 et 1 % du temps (appelés niveaux d'occurrence), observés par Cassini lors du survol terrestre, représentés par les gros, moyens et petits symboles, en fonction de la fréquence. Les triangles indiquent la composante RH (hémisphère sud) et les carrés la composante LH (hémisphère nord). La flèche grise souligne le déplacement du pic spectral avec le niveau d'occurrence. Le décalage observé de 200 kHz à 300 kHz lors du passage des niveaux d'occurrence de 50 % à 1 % pourrait être dû soit à un effet de visibilité (causé par l'évolution du diagramme d'émission en fonction de l'énergie des électrons), soit à une pénétration des cavités aurorales - où est émis l'AKR - à une plus grande profondeur dans l'ionosphère.

### 3.6 Modulation diurne du rayonnement kilométrique terrestre

Les régions aurorales terrestres sont, comme celles de Saturne, le lieu d'émissions kilométriques intenses connues sous le nom d'AKR (Auroral Kilometric Radiation). L'AKR a été découvert dans les années 1960 [Benediktov et al., 1965] par la sonde Electron-2 et a depuis été observé par de nombreux satellites (Ogo1, Imp6-8, Isis1, Isee 1-3, Hawkeye, Viking, DE1, Image, Fast, WIND, Geotail, Polar, Interball-2, Cluster ...). Les caractéristiques de l'AKR révélées par ces sondes présentent de nombreuses similitudes avec celles du SKR. L'AKR est émis par Instabilité Maser Cyclotron de façon prédominante sur le mode R-X, entre 50 kHz et 700 kHz (voir la figure 3.6) dans des cavités aurorales raréfiées en plasma, situées à haute latitude et dans une gamme de temps local restreinte autour de 22:00. Contrairement à Saturne, le dipôle magnétique pointe vers le sud céleste, les composantes RH et LH réfèrent donc aux rayonnements émis depuis les hémisphères sud et nord respectivement. Cassini a mesuré une puissance émise moyenne ( $\sim 10^7 \text{ W.sr}^{-1}$ ) inférieure d'environ un ordre de grandeur à celle du SKR ( $\sim 10^8 \text{ W.sr}^{-1}$ ). L'AKR est un indicateur des précipitations aurorales discrètes qui s'intensifient lors des sous-orages (issus de reconnections magnétiques dans la queue de la magnétosphère) contrôlés par le champ magnétique interplanétaire et des orages magnétiques (compressions de la magnétosphère par le vent solaire). L'activité de l'AKR présente ainsi, tout comme les autres phénomènes auroraux, des variations saisonnières. Cependant, contrairement aux géantes gazeuses, une modulation diurne de l'AKR, bien que prédite théoriquement, n'avait jamais été détectée. Ceci peut se comprendre par le fait que la magnétosphère terrestre est essentiellement dominée par la convection solaire qui contrôle l'activité aurorale.

Au cours de son voyage vers Saturne, Cassini a survolé la terre en août 1999 selon la trajectoire représentée sur la figure 3.7. A cette occasion, l'instrument RPWS a observé le rayonnement kilométrique terrestre de façon quasi-continue pendant trente jours, révélant pour la première fois une modulation claire à 12 h et 24 h. La présentation de ces résultats et leur analyse, détaillés dans [Lamy et al., 2008b], sont résumés ci dessous.

### 3.6.1 Modulation diurne du rayonnement kilométrique terrestre

L'étude spécifique de l'AKR à partir des mesures du HFR enregistrées pendant le survol a nécessité un traitement identique à celui des données SKR (dont le détail est donné dans l'annexe A). Les spectres dynamiques des grandeurs issues de ce traitement sont représentés sur la figure 3.8. Les émissions les plus intenses sont observées juste après le 18 août (qui correspond au passage au plus près de la Terre), ce qui est cohérent avec une localisation des sources côté nuit. La polarisation dominante est celle de la composante RH puisque Cassini passe la majeure partie de son temps d'observation dans l'hémisphère magnétique nord (c'est-à-dire l'hémisphère géographique sud, voir figure 3.7d). Mais le fait le plus marquant révélé par ces spectres dynamiques est une modulation diurne claire pour chacune des composantes de l'AKR.

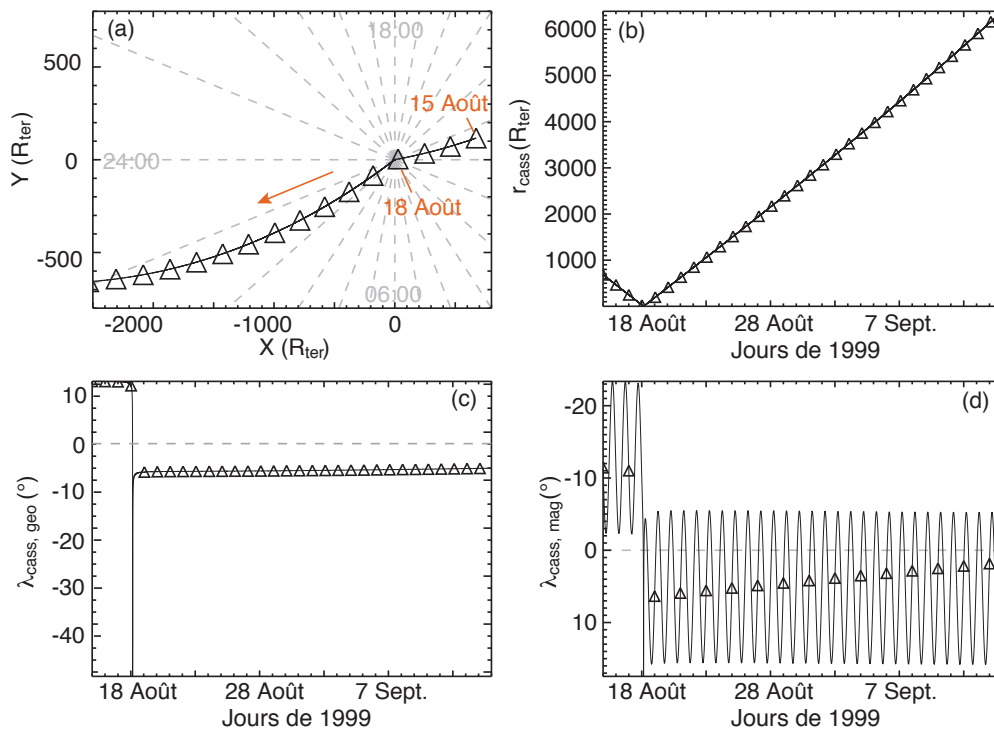


FIGURE 3.7 – Ephémérides de la sonde Cassini entre le 15 août et le 14 septembre 2004 lors du survol de la Terre. Sur chaque graphe, les triangles indiquent les jours à minuit. Le panneau (a) donne une vue de la trajectoire de la sonde dans le plan de l'écliptique. La flèche orange indique le sens de sa trajectoire. Les coordonnées X et Y correspondent au repère écliptique Terre-soleil : l'axe X pointe de la planète vers le soleil, l'axe Z est aligné avec le nord céleste et l'axe Y complète le trièdre direct.  $R_{ter} = 6400$  km indique le rayon terrestre. Les temps locaux sont indiqués par les tiretés gris et les mentions 06:00, 08:00 et 24:00 (la direction du soleil à 12:00 n'a pas été mentionnée par souci de clarté). La sonde passe au plus près de la Terre le 18 août puis passe la majorité des observations côté nuit entre 01:00 et 02:00 en temps local. Le panneau (b) donne la distance  $r_{cass}$  de Cassini à la Terre. La vitesse de la sonde atteint  $\sim 9 R_{ter}$  par heure. Le panneau (c) trace la latitude géocentrique. Comme la sonde est dans le plan de l'écliptique  $\lambda_{cass, geo}$  passe de  $\sim 12^\circ$  à  $\sim -6^\circ$  lors du passage du côté jour au côté nuit. Le panneau (d) trace la latitude magnétique de Cassini. Le dipôle magnétique étant incliné sur l'axe de rotation de  $\sim 10.5^\circ$ ,  $\lambda_{cass, mag}$  oscille quotidiennement sur la gamme  $[-2, -23^\circ]$  avant le 18 août et sur  $[5, 16^\circ]$  après.

La figure 3.9 montre plus clairement cette modulation à 24 h avec le tracé de la puissance émise intégrée pour chaque composante sur la gamme  $[30, 650$  kHz]. La figure 3.10 donne en complément une information quantitative

sur le taux de corrélation entre les composantes LH et RH et entre chacune d'elles et la latitude géomagnétique. La date du 25 août 1999 montre une transition claire entre deux régimes. Avant le 25 août, les variations des puissances RH et LH sont anti-corrélées avec  $C_{RH,LH} \sim -0.5$ . De plus chaque composante pique exactement au moment où Cassini atteint un extremum de latitude dans l'hémisphère d'origine de la composante considérée :  $C_{RH,\lambda_{cass, mag}} \sim -0.9$  et  $C_{LH,\lambda_{cass, mag}} \sim 0.7$ . Après le 25 août, les deux composantes apparaissent corrélées ( $C_{RH,LH} \sim 0.7$ ) et sans relation claire avec  $\lambda_{cass, mag}$  sauf pour les derniers jours de l'intervalle où malgré la mauvaise qualité des données, la figure 3.8 semble indiquer de nouveau une anticorrélation RH/LH.

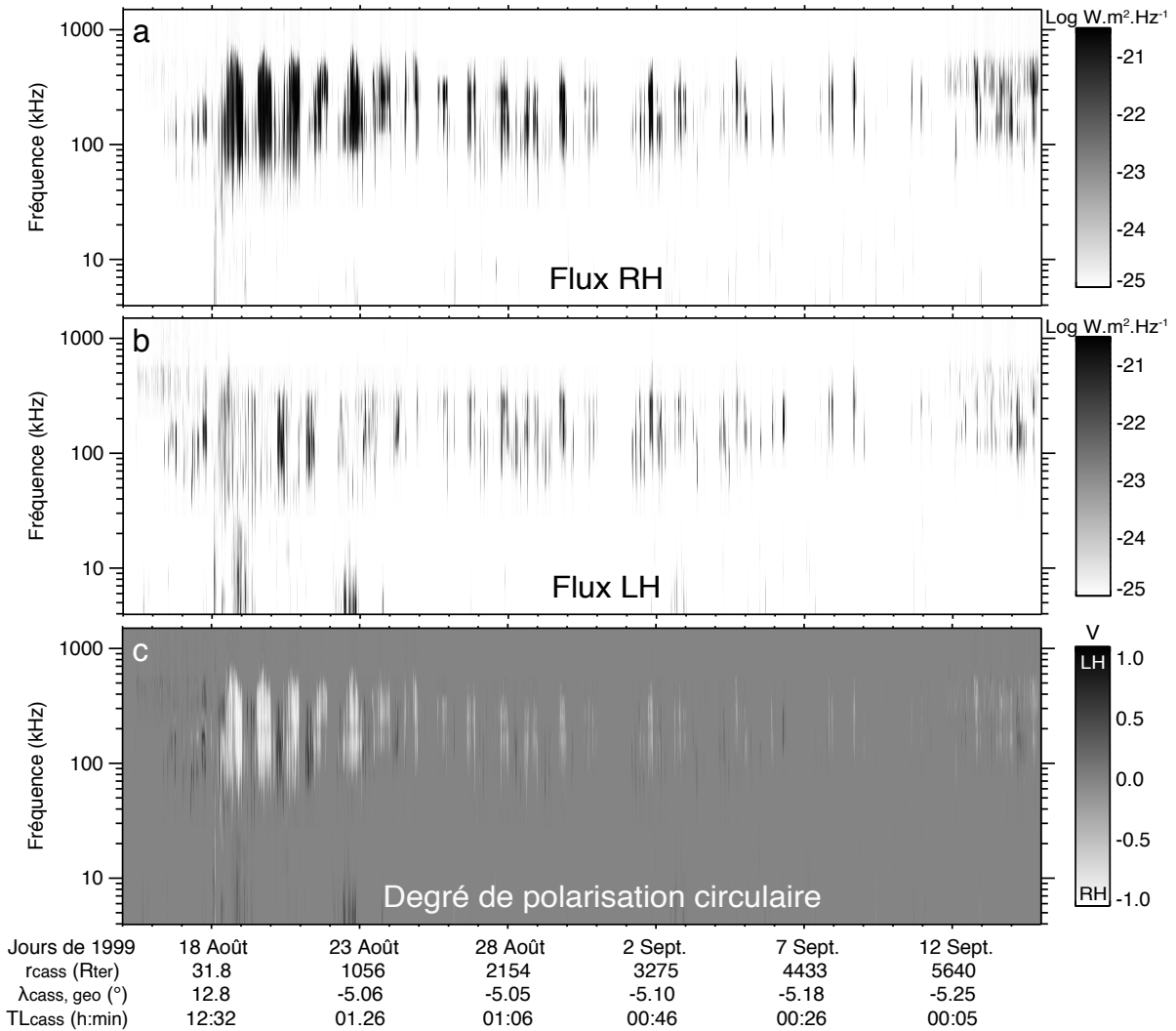


FIGURE 3.8 – Spectres dynamiques du flux normalisé à 1 UA pour la composante RH (a) et LH (b) pendant le survol de la Terre par Cassini. Le panneau (c) montre le spectre dynamique de la polarisation circulaire apparente (RH blanc et LH en noir). Les éphémérides associées de Cassini sont indiquées en abscisse où  $r_{cass}$ ,  $\lambda_{cass, geo}$  et  $TL_{cass}$  sont respectivement la distance à la Terre, la latitude géographique et le temps local de la sonde. On peut noter que l'intensité de l'AKR et son extension en fréquence faiblissent jusqu'au 25 août avant d'augmenter à nouveau jusqu'au  $\sim 4$  septembre.

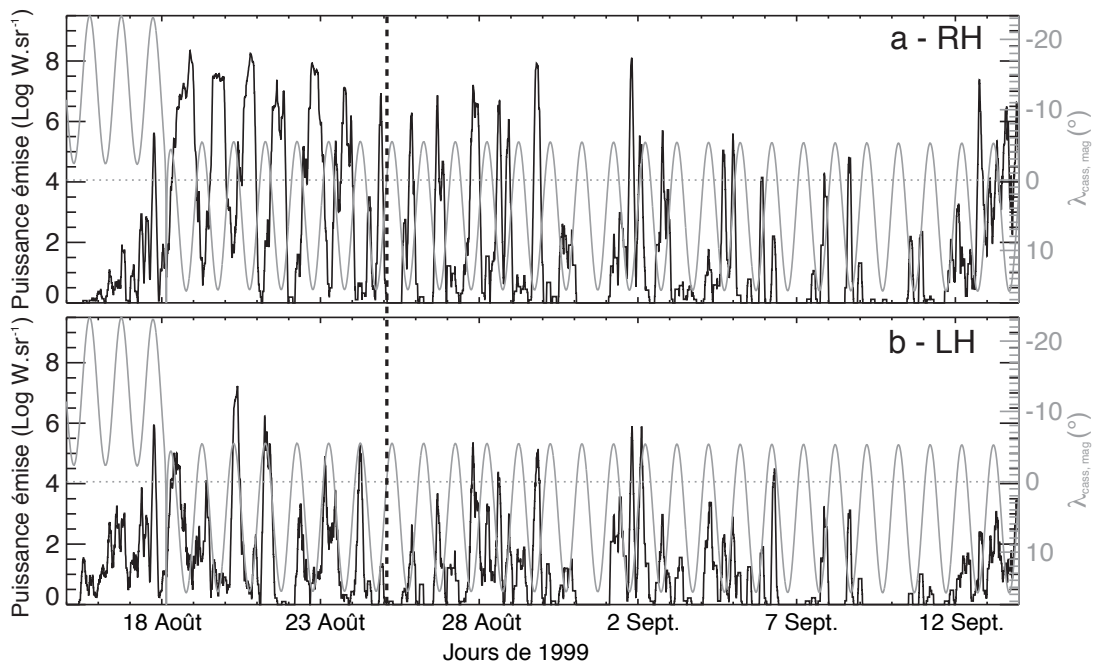


FIGURE 3.9 – Séries temporelles de puissance émise entre 30 et 650 kHz (voir le spectre de l'AKR sur la figure 3.6) pour chacune des composantes RH et LH et lissées sur 3 h. La latitude magnétique de la sonde  $\lambda_{cass, mag}$  est superposée en gris avec une échelle située côté droit des tracés. La ligne en pointillés marquant la date du 25 août 1999 indique la transition entre la période où les séries RH et LH sont anti-corrélées et celle où elles sont corrélées.

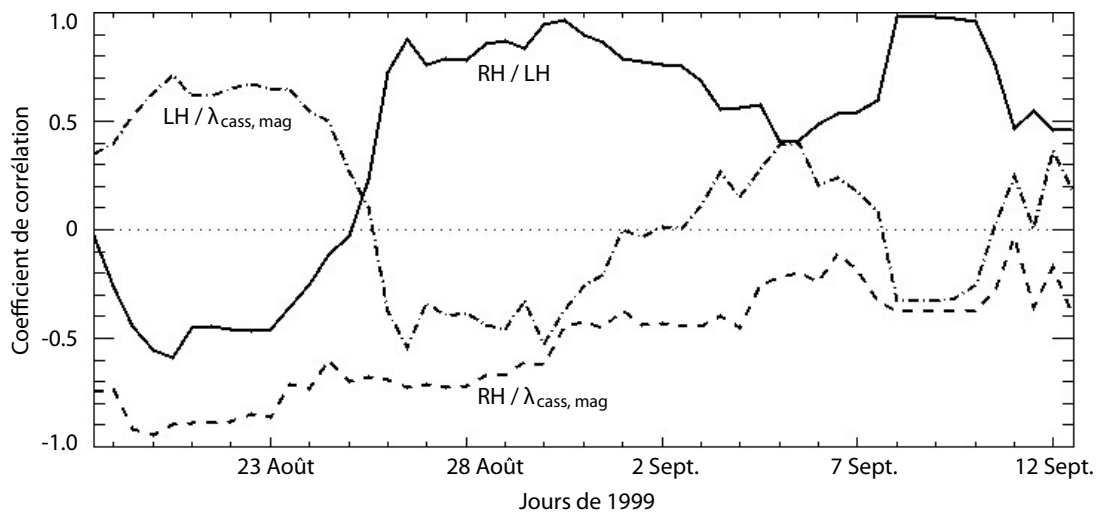


FIGURE 3.10 – Coefficients de corrélation entre les composantes LH et RH (trait plein), entre la composante RH et la latitude géomagnétique (tiretés) et entre la composante LH et la latitude géomagnétique (tiretepointillés). Les émissions RH et LH sont clairement anti-corrélées avant le 25 août et corrélées après. La composante RH est fortement anticorrélée avec la latitude magnétique avant le 25 août et moins fortement après. La composante LH est fortement corrélée avec la latitude magnétique avant le 25 août tandis que le coefficient de corrélation est très variable après.

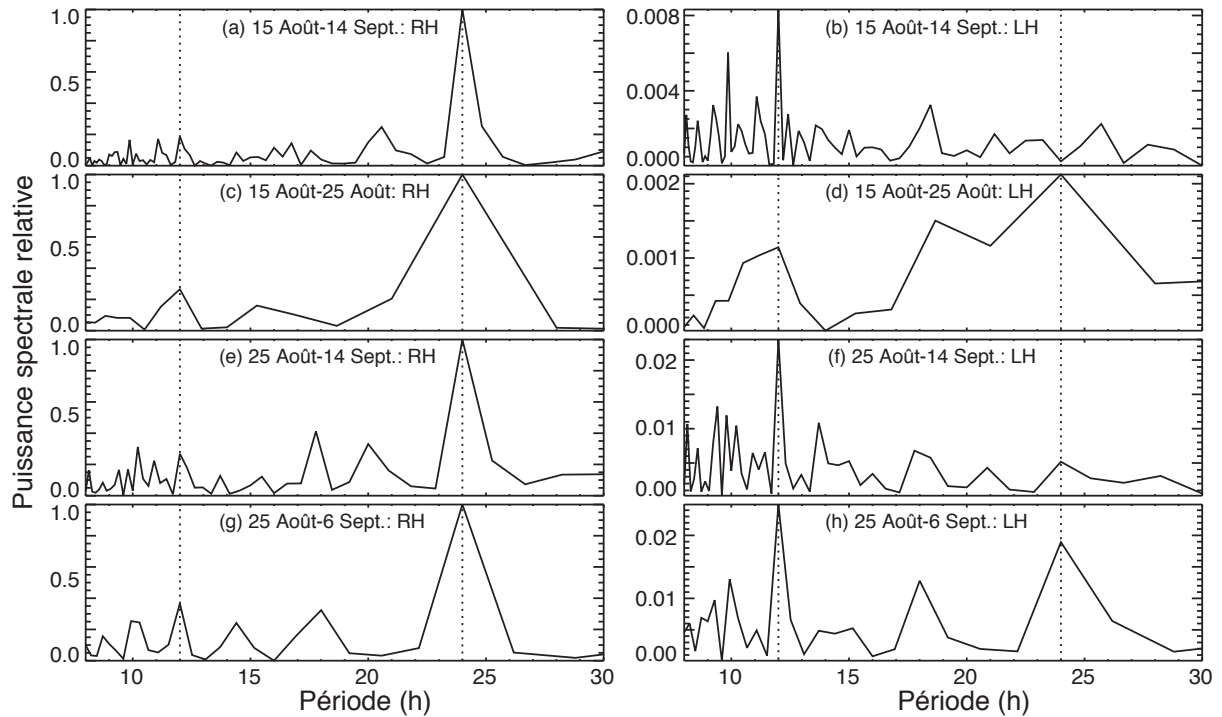


FIGURE 3.11 – Spectres de Fourier des séries de puissances RH et LH (tracées sur la figure 3.9) pour différents intervalles de temps. Les panneaux (a,b) portent sur la totalité du survol. Les panneaux (c,d) sur la période avant le 25 août et les panneaux (e,f,g,h) sur deux périodes différentes après le 25 août (incluant ou excluant les deux derniers jours de données, très parasites). Les lignes en pointillés indiquent les périodes 12 h et 24 h. Chaque paire de spectres RH/LH est normalisée par la valeur du pic le plus intense dans le spectre RH. L'échelle horizontale est linéaire en fréquence, donc non linéaire en période ( $1/f$ ) ce qui explique pourquoi les pics à 24 h sont plus larges que ceux à 12 h.

### 3.6.2 Analyse spectrale

Pour étudier spécifiquement la périodicité des puissances RH et LH, j'ai menée une étude de Fourier sur différents intervalles de temps. Les tracés correspondant sont donnés par la figure 3.11. Sur la totalité du survol (panneaux (a,b)), on observe un pic à 24 h pour la composante RH mais qui est absent du spectre LH où un pic à 12 h domine. Si on étudie de courts intervalles de part et d'autre du 25 août (panneaux (c,d,g,h)), on observe un pic clair à 24 h pour chacune des composantes ainsi qu'un pic secondaire à 12 h. Les panneaux (e,f) montrent en effet que les spectres de Fourier sont pollués par les données de faible rapport signal sur bruit observées lors des derniers jours du survol. Les paramètres du vent solaire ( $B$ ,  $B_z$ ,  $V$ ,  $P$ ,  $n$ ), mesurés par la sonde WIND, sont représentés pour la période correspondante à la figure 3.12. L'analyse de Fourier des variations de ces paramètres ne fait apparaître aucune modulation à 12 h ou 24 h.

En résumé, les composantes RH et LH sont corrélées ensemble à 24 h entre le 25 août et le 10 septembre sans lien avec la latitude magnétique. Cette période correspond à une activité du vent solaire plus élevée (voir la figure 3.12). Du 18 au 25 août et après le 13 septembre, les composantes RH et LH sont anti-corrélées entre elles et leur occurrence est liée à la latitude magnétique. Ces points sont discutés dans la partie suivante.

### 3.6.3 Interprétation de la modulation diurne du rayonnement kilométrique terrestre

La raison pour laquelle la modulation diurne de l'AKR n'a pas été observée avant Cassini est probablement que, contrairement au cas des autres planètes magnétisées, l'AKR n'a pas été observé d'aussi loin sur une période longue et avec un SNR élevé. Les sondes ayant observé l'AKR ont, a contrario, plutôt parcouru des orbites proches de la planète dans des configurations géométriques où la visibilité de l'émission varie très vite et a pu masquer la modulation diurne. Comme la région source de l'AKR est limitée en temps local, la modulation observée est probablement due à un effet stroboscopique de type "coucou" plutôt qu'à un effet de type "phare tournant".

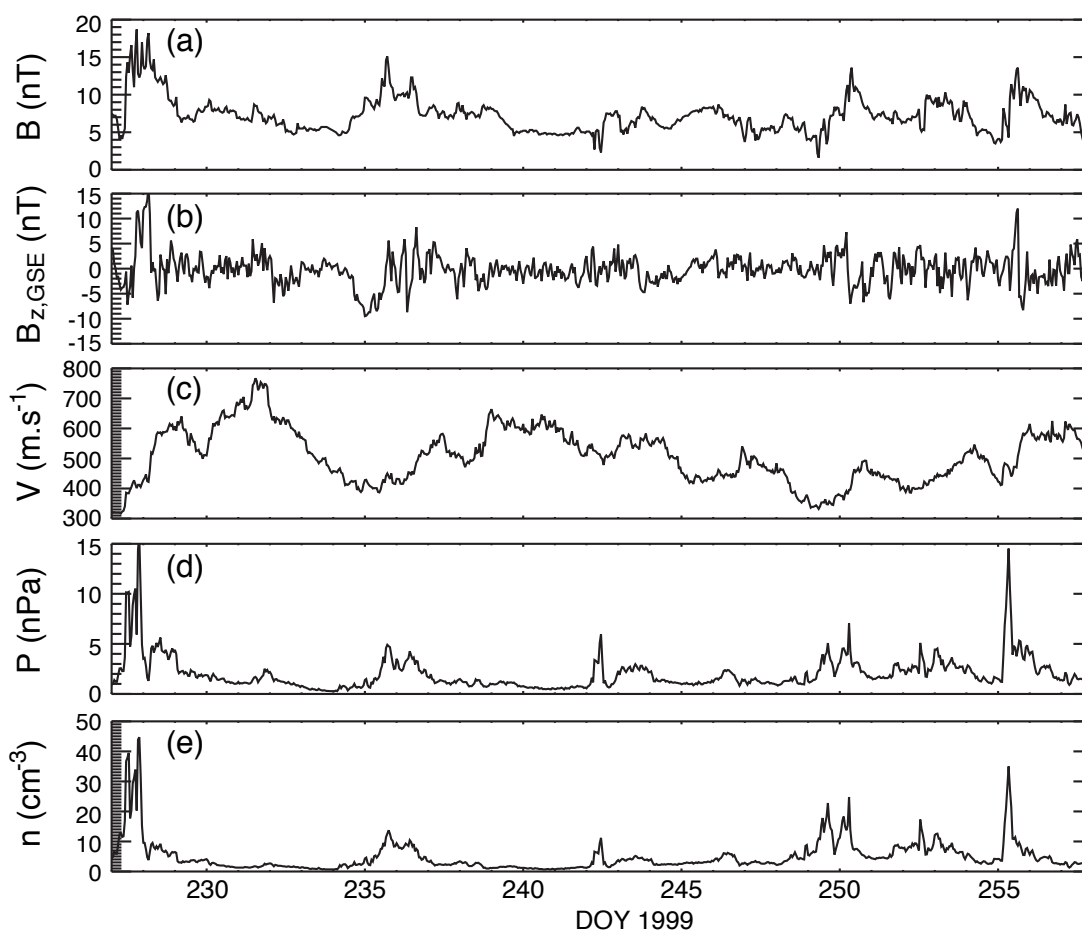


FIGURE 3.12 – Variations des paramètres du vent solaire (obtenus à partir du site <http://omniweb.gsfc.nasa.gov/>) pendant le survol de la Terre par Cassini mesurés par la sonde WIND au point de Lagrange L1. (a) indique le module  $B$  du champ magnétique interplanétaire et (b) le module de sa composante  $B_z$  (normale à l'écliptique). (c,d,e) donnent respectivement la vitesse, la pression dynamique et la densité des protons dans le vent solaire. Aucune modulation à 24h n'est présente dans ces données.

L'observation d'une modulation diurne anticorrélée nord/sud avant le 25 août peut s'interpréter en considérant la visibilité géométrique de chacune des composantes. J'ai montré au chapitre 2 que la visibilité dépendait fortement de la latitude magnétique de la sonde. Les sources d'un hémisphère présentent un diagramme d'émission qui

illumine préférentiellement l'hémisphère dans lequel elles se situent et "déborde" de 10-20° dans l'hémisphère opposé. Il est donc normal que Cassini, dont la latitude magnétique varie avec la rotation du champ magnétique avec une période de 24 h, observe en alternance l'une puis l'autre composante. La réapparition de cette alternance après le 13 septembre suggère que cet effet de visibilité est permanent, et de là, que Cassini est située en permanence dans la partie commune du diagramme d'émission des deux composantes.

Cependant, la disparition de l'alternance, la faible corrélation de chaque composante avec la latitude magnétique et la corrélation forte entre les deux émissions observées entre le 25 août et le 13 septembre ne peuvent pas être expliquées par un simple effet de visibilité. Si la sonde observe simultanément les deux composantes modulées ensemble à 24 h (et 12 h), il est naturel de penser à une origine physique. Le vent solaire semble jouer un rôle puisque l'intervalle où est observée la corrélation RH/LH correspond approximativement à celui d'une activité solaire élevée. Il correspond aussi à une activité de l'AKR plus élevée (intensité et extension en fréquence, cf figure 3.8), dont on sait qu'elle est directement contrôlée par l'activité solaire. Ceci pourrait suggérer que le vent solaire déclenche la modulation physique observée, mais indirectement puisqu'aucun des paramètres du vent solaire ne présente de variation à 12 h ou 24 h.

L'origine réelle de la modulation est probablement à relier aux modulations diurnes et saisonnières mesurées dans l'activité aurorale autre que l'AKR comme l'activité géomagnétique et l'occurrence des sous-orages. Russell et McPherron [1973] ont suggéré que la variation de l'activité géomagnétique était reliée à l'efficacité de la reconnection magnétique au nez de la magnétopause (contrôlée par la configuration géométrique entre le champ planétaire et le champ interplanétaire) qui varie quotidiennement avec la rotation du dipôle magnétique terrestre. Kivelson et Hughes [1990] ont prédit des variations diurnes de l'activité de l'AKR en proposant que l'occurrence et l'intensité des sous-orages pouvaient dépendre de la torsion géométrique du point d'inflexion des lignes de champ dans la queue de la magnétosphère, qui varie aussi quotidiennement avec la direction de l'axe du dipôle. De plus, la conductivité ionosphérique (et par extension la densité de plasma) qui varie avec l'éclairement est connue, elle aussi, pour varier de façon saisonnière et diurne. Elle pourrait ainsi moduler l'activité aurorale et magnétosphérique [Kasaba et al., 1997; Newell et al., 2002] incluant l'occurrence de l'AKR. On sait en effet que la génération des ondes radio par IMC est très sensible à la fréquence plasma, *i.e.* à la densité de plasma dans la source.

Cependant comme la variation de la conductivité ionosphérique devrait conduire à une modulation diurne de l'AKR avec une opposition de phase entre les sources de chaque hémisphère magnétique (éclairés alternativement), elle n'apparaît pas comme une explication satisfaisante pour expliquer la corrélation observée après le 25 août. En revanche, les deux premiers mécanismes invoqués permettraient d'expliquer simplement cette corrélation.

### 3.6.4 Perspectives

La découverte d'une modulation diurne de l'AKR apporte un éclairage complémentaire à celui fourni par le SKR pour la compréhension des périodes radio des planètes magnétisées. Les résultats précédents pourront être vérifiés grâce aux deux sondes STEREO A et B (équipés d'un récepteur radio quasi-identique au HFR de Cassini) qui orbitent actuellement autour du Soleil au niveau de la Terre en amont et en aval de sa position, offrant ainsi une occasion unique d'observer les émissions radio terrestres de deux points d'observation différents.

J'ai ainsi pu collaborer à une première étude menée par M. Panchenko, de l'Institut de Recherche Spatiale de Graz, fondée sur l'analyse des données d'un seul des deux satellites STEREO. Celle-ci confirme clairement l'existence de la modulation diurne à 24 h découverte par Cassini. Cette étude est actuellement soumise pour publication à la revue *Geophysical Research Letter* [Panchenko et al., 2009] et reproduite à l'annexe G.4. Elle a notamment montré que l'occurrence des composantes nord et sud ainsi que l'extension à haute fréquence de leur spectre dépendait de l'orientation du dipôle magnétique par rapport au Soleil. Les sources d'un hémisphère apparaissent plus actives lorsque celui-ci est orienté préférentiellement côté nuit. Panchenko et al. [2009] ont suggéré que les variations à 24 h pouvaient être reliées à une variation diurne de la fréquence plasma dans les zones aurorales suivant leur éclairage solaire.

Une analyse goniopolarimétrique à long terme de l'AKR depuis la position des deux sondes STEREO s'avère nécessaire pour répondre aux questions soulevées par les deux études précédentes. La modulation diurne est-elle

continue dans le temps ? Pour chacun des deux hémisphères ? La modulation est-elle d'origine physique (et le cas échéant selon quel mécanisme ?) ou géométrique ? ou les deux ? Les variations à 24 h d'origine physique (non géométrique) sont-elles corrélées ou anti-corrélées entre elles ? Pour répondre à ces dernières questions, le code de simulation numérique des émissions radio planétaires SERPE (décrit au chapitre 6 et à l'annexe F) est un outil qui permettra de déterminer directement l'influence de la visibilité de l'émission observée depuis la position des sondes Cassini et STEREO.

Enfin, l'analyse de la période radio à long terme de l'AKR pourrait permettre d'appréhender la période radio de Saturne sous un autre angle. En effet, grâce à sa structure solide, la Terre est le seul cas connu qui permette de comparer directement la période radio à la période de rotation. Si la période radio terrestre s'avérait, comme celle du SKR, être variable dans le temps, il s'agirait d'une occasion unique d'analyser finement ses variations en fonction de la vitesse du vent solaire pour la comparer avec la variation de période radio kronienne et espérer faire de nouveaux pas vers la détermination de la période de rotation interne de Saturne.

### 3.7 L'apport de Cassini

L'analyse de la période du SKR a permis de mettre clairement en évidence des variations périodiques à 20-30 jours d'origine externe à la magnétosphère. En effet la variation de la modulation rotationnelle du SKR est corrélée aux variations de la vitesse du vent solaire au niveau de la magnétopause de Saturne. Ce résultat vient confirmer le modèle de Cecconi et Zarka [2005b] qui avait déjà spécifiquement proposé que la vitesse du vent solaire modifie la position en temps local des sources du SKR, et en conséquence, la période mesurée en radio.

Les variations à court terme (20-30 jours) relevées dans ce chapitre permettent de retrouver les variations à long terme déjà connues (de quelques mois à quelques années). Cependant la variation de la période radio à long terme ne semble plus corrélée avec la vitesse du vent solaire. Cette information demande à être vérifiée par une étude étendue mais elle pourrait indiquer que les variations de la modulation rotationnelle proviennent en réalité de plusieurs origines physiques différentes. Par ailleurs, d'autres études ont montré une périodicité variable semblable à celle du SKR dans l'observation d'autres grandeurs physiques comme le champ magnétique ou la densité de plasma. Une étude comparée multi-instruments devra permettre d'apporter de nouveaux éléments pour saisir la nature de(s) l'origine(s) de ces fluctuations.

La découverte fortuite par Cassini (qui passait par là...) d'une modulation diurne du rayonnement kilométrique terrestre, si son origine physique est confirmée, pourrait également apporter une comparaison indépendante utile à la compréhension du fonctionnement de la période radio du SKR.





# CHAPITRE 4

---

## Spectro-imagerie dans l'Ultraviolet lointain

---

**A**u fil des campagnes d'observation (et des instruments) du HST, une base de données d'images ainsi que de quelques spectres des aurores UV kroniennes observées dans l'ultraviolet lointain (FUV, de  $\sim 1100 \text{ \AA}$  à  $\sim 1800 \text{ \AA}$ ) a été patiemment construite et mise à disposition de la communauté scientifique (la durée d'accès restreint aux données est d'un an pour les observations HST).

La mission Cassini a été l'occasion de mener des campagnes d'observation simultanées avec le HST qui fournissent un cadre idéal pour l'étude comparée des mécanismes auroraux. En effet, Hubble a une meilleure résolution spatiale que le spectro-imageur UVIS (Ultraviolet Imaging Spectrograph) embarqué sur Cassini.

Ce chapitre décrit le traitement des images et l'analyse de la distribution des sources, ponctuelle et statistique, dans la partie 4.1. La partie 4.2 porte sur l'étude des spectres de l'instrument STIS (dont nous n'avons, pour Saturne, que six mesures enregistrées en décembre 2000) et détaille les informations qu'on peut en tirer sur le flux rayonné.

### 4.1 Imagerie : traitement des images et morphologie des aurores FUV

Le HST a aujourd'hui collecté suffisamment d'images bien résolues pour pouvoir étudier la distribution ponctuelle et statistique des sources aurorales. Ces résultats ont été utilisés pour mener une comparaison avec la localisation des sources du SKR et ont servi de base aux simulations détaillées dans le chapitre 6.

Le tableau 4.1 résume les paramètres correspondant aux observations ayant fourni les données de plus grande qualité. Elles proviennent de deux instruments : STIS (Space Telescope Imaging Spectrograph) de 1997 à 2004, qui a enregistré à la fois des images et des spectres spatialement résolus puis ACS (Advanced Camera for Surveys) depuis 2007, caméra plus sensible mais avec une résolution spatiale et une suppression du réfléchi solaire moins bonnes.

Ces données ont été obtenues par téléchargement depuis le site <http://www.stsci.edu/hst/> jusqu'à l'année 2005 et mises à disposition par Jon Nichols, de l'Université de Boston, pour la campagne d'observation 2007. Dans les

Campagne d'observation	Novembre 1997	Décembre 2000	Janvier 2001	Janvier 2004	Janvier 2007
Nombre d'images	9	2	4	51	349
Nombre de Jours observés durant la campagne	3	2	2	13	14
Instrument	STIS	STIS	STIS	STIS	ACS
Filtres utilisés	MAMA, SRF2	SRF2	SRF2	MAMA, SRF2	F115, F125, F140
Temps d'intégration	100–774 s	480 s	300–600 s	270–740 s	100 s
Latitude sub-terrestre	-9.09–-8.73°	-23.3°	-23.1°	-25.7–-26.0°	-13.0–-13.4°
Angle de phase	3.30–5.18°	2.04–2.15°	5.97–6.00°	0.88–3.38°	1.73–3.17°
Distance Terre Saturne	8.53–8.83 UA	8.19 UA	8.81 UA	8.32–8.23 UA	8.05–8.18 UA

TABLE 4.1 – Campagnes d'observation HST utilisant les instruments STIS et ACS. L'angle de phase correspond à l'angle Soleil-Saturne-Terre. La latitude sub-terrestre correspond à la latitude kronocentrique de la Terre. Les observations de l'année 2005 ne sont pas mentionnées puisqu'elles n'ont pas fourni d'image utilisable.

deux cas, ces images "brutes" ont subi le pré-traitement automatisé du pipeline HST corrigeant de l'influence du télescope (soustraction du bruit de fond "noir", correction de champ plat, de la linéarité, de la distorsion géométrique, étalonnage photométrique absolu et en longueur d'onde, etc...). Cette partie détaille les différents traitements additionnels permettant d'obtenir l'intensité réelle des émissions ainsi que leur localisation précise à la surface de la planète dans le plan (temps local, latitude).

#### 4.1.1 Fond empirique et variabilité

Les images brutes fournies par le pipeline du HST comprennent plusieurs composantes : les émissions aurorales proprement dites, le flux réfléchi (d'origine solaire et interplanétaire) par la planète et les émissions diffusées par la géocouronne terrestre. Afin de pouvoir travailler directement sur les émissions aurorales, il est nécessaire de retrancher au préalable les contributions parasites.

#### Soustraction de la contribution de la géocouronne

La géocouronne correspond à la partie la plus externe de l'atmosphère terrestre et s'étend dans toute la magnétosphère. Elle est constituée d'hydrogène atomique qui s'est échappé de la mésosphère (dont la limite supérieure avoisine  $\sim 90$  km). Cet hydrogène, lorsqu'il est exposé au rayonnement Lyman  $\alpha$  ( $Ly_{\alpha}$ ), d'origine essentiellement solaire, présente une section efficace d'absorption très grande à la longueur d'onde précise du centre de la raie. Ceci a pour effet de produire un grand nombre de diffusions sur le libre parcours moyen du photon : on parle de diffusion résonante. Cette contribution est isotrope mais varie en fonction de la position de l'observateur par rapport au soleil (l'intensité  $Ly_{\alpha}$  venant de la diffusion résonante est minimale dans l'ombre de la Terre). La simulation numérique de cet effet est très lourde.

En pratique, cette diffusion géocoronale se traduit par une contribution parasite dans les images mesurées avec les filtres laissant passer la raie  $Ly_{\alpha}$  (MAMA sur STIS et F115 sur ACS). Pour simplifier on supposera que son intensité est constante sur toute l'image. Comme Hubble effectue un tour complet de la Terre en 90-100 minutes, la contribution de cette émission parasite varie significativement d'une observation à la suivante. La contribution géocoronale est donc estimée empiriquement et soustraite indépendamment sur chaque image.

Un exemple est donné par la figure 4.1. Le panneau (a) montre l'image brute et la zone choisie (indiquée en traits blancs) pour estimer une moyenne de l'émission résonante parasite. Cette valeur a été soustraite sur le panneau (c) où le contraste du disque par rapport au fond a augmenté.

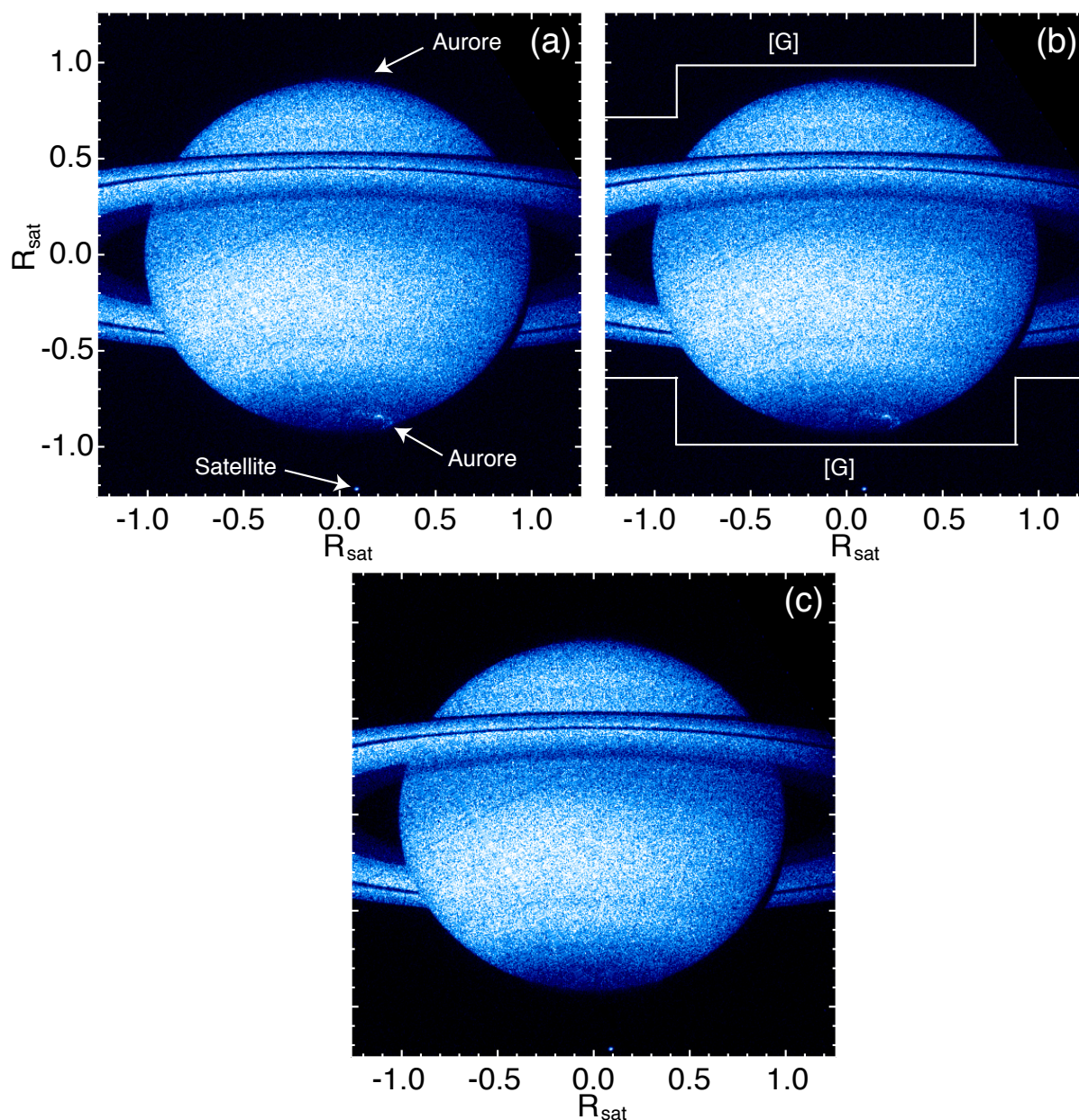


FIGURE 4.1 – Exemple de détermination empirique du réfléchi solaire et de la contribution de la géocouronne sur l’image enregistrée le 24 janvier 2007 à 6h23 avec l’instrument ACS. Cet exemple correspond à une observation réalisée à l’aide du filtre F115 puisque seul un filtre laissant passer la raie  $\text{Ly}\alpha$  voit sa mesure polluée par la diffusion résonante dans la géocouronne terrestre. Les images sont tracées dans le plan d’observation lié à la planète, c’est-à-dire corrigées de l’orientation du HST (voir annexe C). Le panneau (a) montre l’image brute avec une échelle d’intensité arbitraire. Les émissions aurorales sont très faibles et seule une partie de l’ovale est visible. Un satellite de Saturne qui se trouvait dans le champ de vue du HST est visible en bas de l’image. Le panneau (b) montre les zones sélectionnées (délimitées par des traits blancs et indiquées par l’indice [G]) pour estimer la valeur moyenne de la diffusion géocoronale de  $\text{Ly}\alpha$  (supposée constante sur toute l’image). La partie correspondant à l’émission du satellite a aussi été supprimée. Le panneau (c) montre l’estimation du réfléchi solaire résultant de la soustraction de la contribution de la géocouronne et de la suppression des faibles émissions aurorales présentes sur le panneau (a).

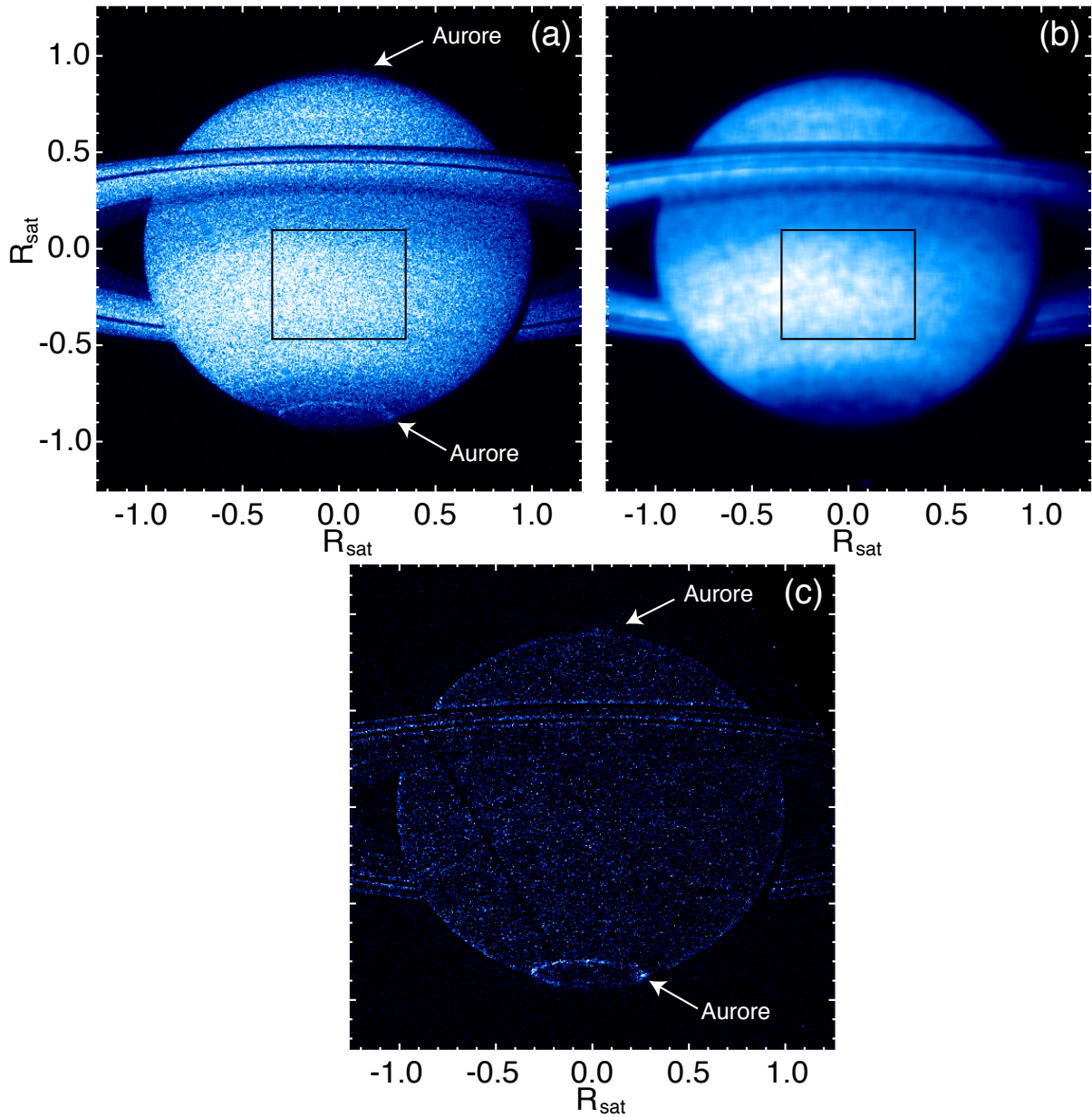


FIGURE 4.2 – Exemple de soustraction du modèle empirique de réfléchi solaire sur l'image HST-STIS-F115 enregistrée le 23 janvier 2007 à 4h41. Les images sont tracées dans le plan d'observation lié à la planète et l'échelle d'intensité est arbitraire et commune aux trois panneaux. Le panneau (a) montre l'image après soustraction de la diffusion géocoronale. Les émissions aurorales sont visibles mais peu contrastées (en particulier au nord). Le panneau (b) représente le modèle de fond de la figure 4.1c lissé sur 20 pixels. L'application d'une telle moyenne a pour effet d'atténuer les fluctuations d'intensité visibles aux petites échelles spatiales pour ne garder que des variations typiques continues en fonction du temps local et de la latitude. Les rectangles noirs sur les panneaux (a) et (b) délimitent les régions où l'on estime l'intensité du flux solaire réfléchi par le disque. Le rapport de ces deux valeurs sert à étalonner le fond (b) sur l'image (a) : ici le fond semble plus intense que l'image (le calcul donne un facteur normalisation de 0.9). Le panneau (c) montre le résultat de la soustraction du fond (b) à l'image (a) pondérée par le facteur correctif précédent. Une fois le fond soustrait, la moyenne de l'intensité du disque est voisine de 0 et les émissions aurorales apparaissent comme beaucoup plus contrastées. L'effet de lissage du modèle de réfléchi conduit à une soustraction imparfaite au limbe qui se traduit par une surbrillance lorsqu'on ne considère que les valeurs de flux positives mais dont la contribution est nulle en moyenne lorsqu'on considère également les valeurs de flux négatives.

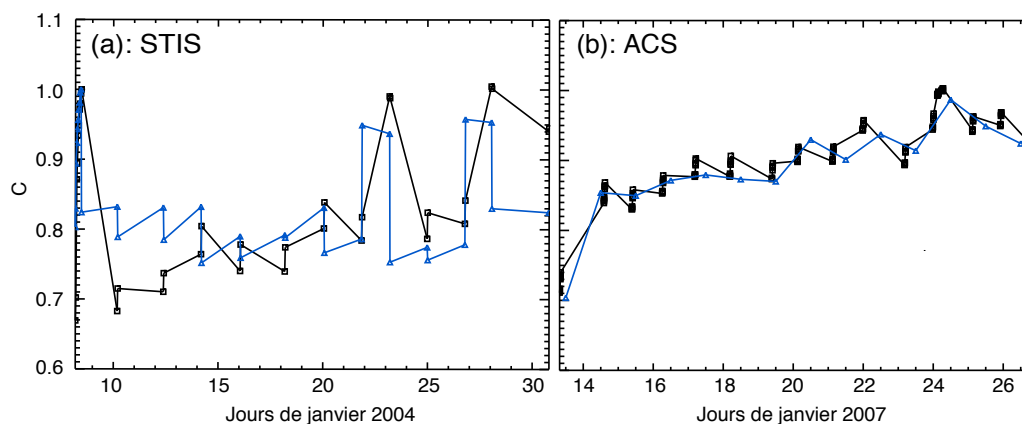


FIGURE 4.3 – Variabilité du flux solaire réfléchi normalisé. (a) montre le coefficient d'ajustement  $C$  du modèle de réfléchi sur les 34 images observées par STIS-SRF2 en janvier 2004 (en noir) et leur projection polaire (en bleu, voir partie 4.1.2) calculé sur une partie du disque contenant uniquement le réfléchi (cf figure 4.2). La tendance est semblable et du même ordre de grandeur pour les deux courbes. (b) idem pour les 168 observations ACS-F125 de janvier 2007 (le filtre F125 correspond approximativement aux mêmes longueurs d'onde que le filtre SRF2). Par nécessité de calcul, la courbe bleue ne correspond pas aux projections polaires des images individuelles mais à la projection polaire de l'ovale quotidien (construit par la moyenne de toutes les images de la journée). Pour chaque campagne, la variabilité peut typiquement atteindre  $\sim 20\%$ .

### Soustraction du réfléchi solaire

Le "réfléchi solaire" est la partie du flux solaire réfléchi par Saturne. Son intensité dépend du temps local et de la latitude. Vincent et al. [2000] ont montré dans le cas de Jupiter que le réfléchi solaire pouvait être ajusté empiriquement par des fonctions de Minnaert qui dépendent de différents paramètres, au premier rang desquels la position du point sub-solaire par rapport au méridien sub-terrestre (défini par l'angle de phase solaire, voir le tableau 4.1). Une autre façon, plus simple, d'évaluer la contribution du réfléchi consiste à estimer un fond empirique pour chaque filtre de chaque campagne d'observation. En effet, lorsque le nombre de prises de vue est suffisamment important (cas des campagnes 2004 et 2007, voir tableau 4.1), il est généralement possible de trouver une image ne contenant que très peu d'émissions aurorales. Un exemple en est donné sur la figure 4.1a.

Pour s'affranchir de la faible émission aurorale, qui dans ce cas particulier, n'existe que du côté soir (TL de 12:00 à 18:00), j'ai remplacé la zone émissive (au nord comme au sud) par la zone symétrique au regard du méridien sub-terrestre. Cette méthode fait l'hypothèse que le point sub-solaire se situe sur le méridien sub-terrestre, c'est-à-dire que l'angle de phase est négligeable. Les valeurs de l'angle de phase données par le tableau 4.1 atteignant quelques degrés, cette approximation est raisonnable. Par ailleurs, on voit que l'intensité du réfléchi diminue lorsque la latitude augmente (il est très fortement absorbé dans la région polaire par les "brumes polaires" qui sont situées sous les aurores). L'intensité du réfléchi est donc très faible au niveau des aurores et l'erreur apportée par l'approximation utilisée, minime. La figure 4.1c illustre ce traitement : le fond obtenu ne contient plus que la contribution du réfléchi solaire.

Cependant, suivant le flux solaire incident et d'éventuelles petites variations de l'albédo de l'atmosphère, l'intensité du réfléchi varie légèrement avec le temps. Afin d'ajuster le fond associé à un filtre donné sur chaque image d'une même campagne, j'ai appliqué une relation de proportionnalité donnée par le rapport de l'intensité de l'image et du fond sur une partie du disque de basse latitude (*i.e.* en dehors des régions aurorales). La figure 4.2 montre comment le modèle de réfléchi (ou fond) est soustrait à une image quelconque une fois ajusté.

La figure 4.3 trace les valeurs quantitatives de ce coefficient d'ajustement et montre qu'il peut varier de l'ordre de  $\sim 20\%$  pour chacun des deux intervalles étudiés (2004 et 2007). On peut remarquer trois types de variations : à

très court terme (d'image à image :  $\sim 10$  min à  $\sim 1$ h), court terme ( $\sim$  de jour en jour) et à long terme ( $\sim$  durée des campagnes, soit quelques dizaines de jours). La variation à long terme semble suivre celle de l'angle de phase, suggérant un effet géométrique direct. Les variations à court terme peuvent être liées à des variations du flux solaire incident varie ou à des variations de la réflectivité des nuages (albédo) pendant la rotation de Saturne. La variation à très court terme est attribuée à un bruit instrumental (qui apparaît sous la forme d'un damier régulier lorsqu'on visualise la différence de deux images successives) plus prononcé sur l'instrument STIS que sur ACS.

#### 4.1.2 Localiser les émissions dans le plan d'observation

L'analyse des images dans le plan d'observation donne des informations sur l'intensité relative des sources (en coups.pix<sup>-1</sup>). Si on lui adjoint une grille de coordonnées (voir annexe C), on peut également obtenir de premières indications sur leur distribution spatiale apparente, telle qu'observée sur la figure 4.4.

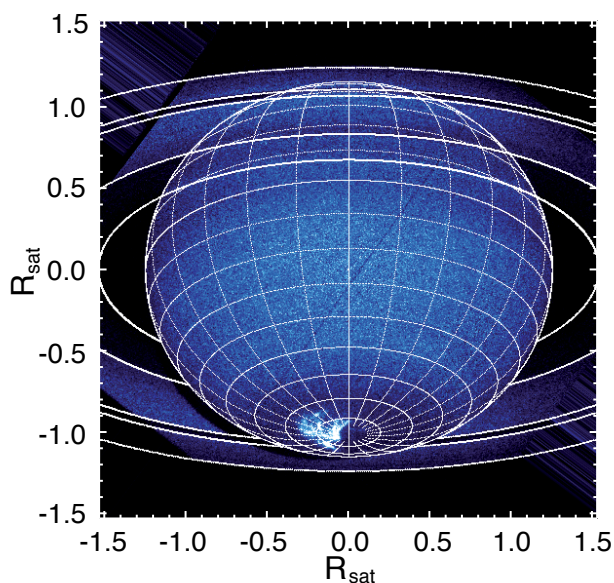


FIGURE 4.4 – Image prise avec le filtre SRF2 de l'instrument STIS le 26 janvier 2004. Une grille de coordonnées planétocentriques à la surface de la planète lui est superposée. Une émission particulièrement intense est visible à haute latitude côté matin.

La figure 4.5 donne un exemple de la variabilité quotidienne de l'ovale sur les 14 jours de la campagne de janvier 2007. La grille de coordonnées à la surface de la planète permet d'évaluer grossièrement la latitude et le temps local associés aux émissions. On observe que la position des zones actives et leur intensité peut changer considérablement d'un jour à l'autre. Les sources peuvent être situées sur un ovale de latitude à peu près constante (*e.g.* les 20 et 25 janvier) mais, généralement, l'ovale est asymétrique et la latitude des émissions est plus faible côté matin que côté soir (*e.g.* les 15, 16 ou 17 janvier). On peut noter également que l'intensité est souvent (bien que non systématiquement) plus grande dans le secteur matin que dans le secteur soir (de façon semblable au SKR, voir chapitre 2).

Cependant à cause de l'inclinaison variable de la planète, cette information reste qualitative et il n'est pas possible de comparer des images avec des géométries d'observation différentes (voir par exemple les images C.2c et C.2g). Pour retrouver la localisation réelle des émissions dans le plan (temps local, latitude) lié à la planète, il faut projeter les émissions observées sur l'ellipsoïde correspondant à l'altitude réelle des aurores au dessus de la surface planétaire.

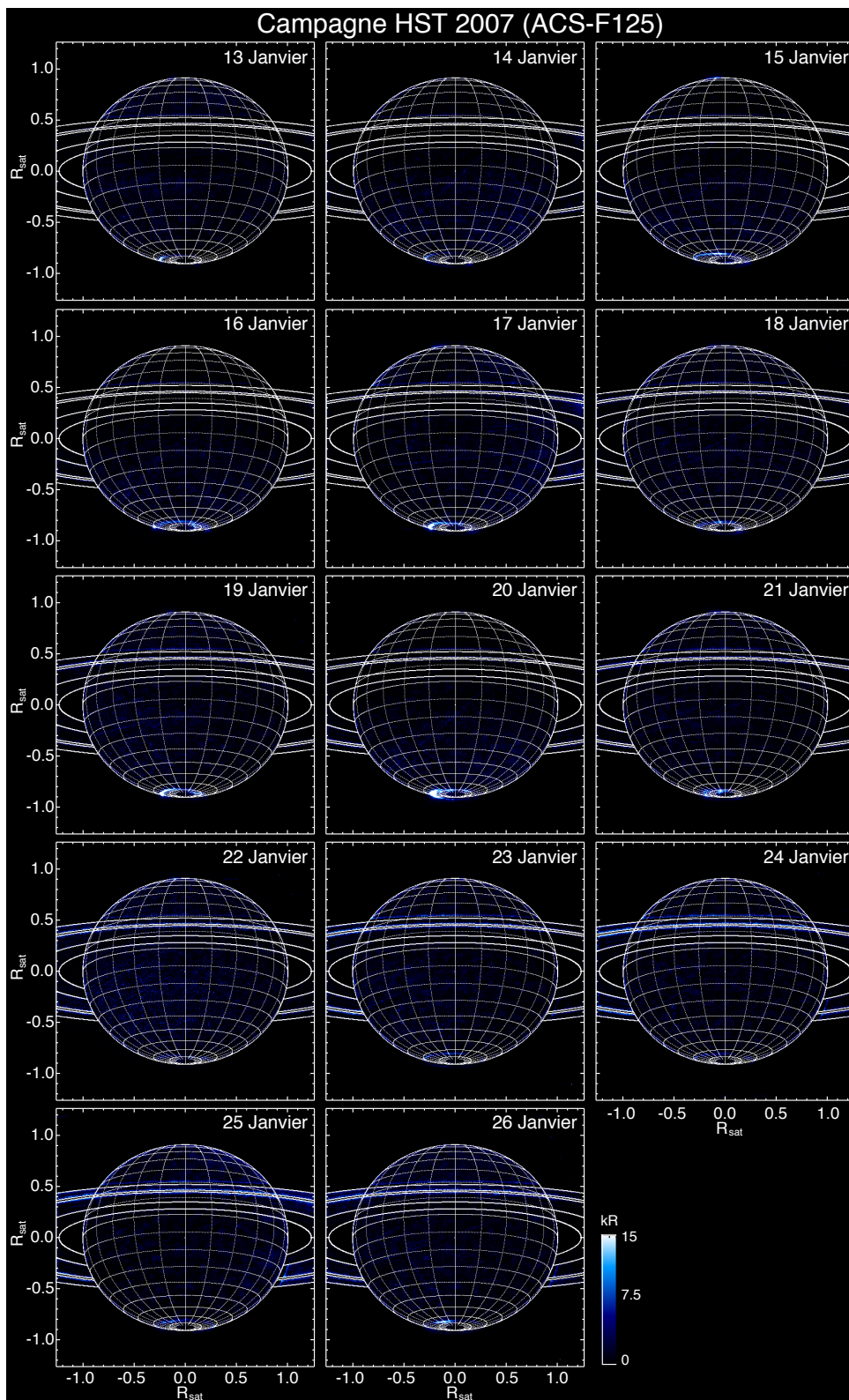


FIGURE 4.5 – Variabilité de l’ovale auroral moyen (calculé à partir de toutes les images de chaque journée pour augmenter le rapport signal sur bruit) observé par l’instrument ACS doté du filtre F125 lors de la campagne de Janvier 2007. Le réfléchi solaire a été soustrait.



### 4.1.3 Altitude des aurores

L'altitude des aurores peut être déterminée simplement sur une image, et d'autant plus précisément que l'inclinaison de Saturne est faible et offre une vision de l'ovale depuis l'équateur (ou son proche voisinage). L'image 4.6 a été prise en 1997 lorsque la planète était inclinée de  $\beta = -9.96^\circ$  avec un angle de phase  $\gamma = 0.327^\circ \sim$  négligeable. En faisant l'hypothèse d'un ovale quasi-circulaire, on sait que les anses (ou points de courbure extrême) de l'ovale dans le plan d'observation correspondent à la longitude du méridien sub-terrestre (ici à TL  $\sim 12:00$ )  $\pm 90^\circ$  (c'est-à-dire TL = 06:00 et 18:00). On s'intéresse ici à l'anse la plus intense, côté matin de l'ovale sud. L'intersection de la ligne (pointillés oranges) qui joint le centre de la planète à l'anse (indiquée par un cercle orange) avec le méridien situé à TL = 06:00 permet d'estimer trois grandeurs importantes : la latitude de l'intersection qui correspond à celle de l'émission de l'anse  $\lambda_{anse} = 72^\circ$ , sa distance apparente au centre de la planète  $r_{app} = 363 \pm 3$  pixels et sa distance apparente au lieu des émissions de l'anse  $\Delta r_{app} = 7 \pm 3$  pixels (la distance apparente de l'anse au centre de la planète vaut donc  $r_{app} + \Delta r_{app}$ ).

On sait par ailleurs que l'équation du limbe dans le plan d'observation (Y,Z) (voir annexe C) s'écrit :

$$\left(\frac{Y}{r_{eq}}\right)^2 + \left(\frac{Z}{r_{pol}}\right)^2 = 1 = \left(\frac{r(\lambda) \cos \lambda}{r_{eq}}\right)^2 + \left(\frac{r(\lambda) \sin \lambda}{r_{pol}}\right)^2 \quad (4.1)$$

où  $\lambda$  est la latitude et  $r(\lambda)$  la distance qui peut alors se réécrire selon :

$$r(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{\cos \lambda}{r_{eq}}\right)^2 + \left(\frac{\sin \lambda}{r_{pol}}\right)^2}} \quad (4.2)$$

On peut donc calculer l'altitude projetée  $h'$  des émissions UV sur  $r(\lambda)$  suivant :

$$h' = \frac{\Delta r_{app} \cdot r(\lambda_{anse})}{r_{app}} \quad (4.3)$$

L'altitude réelle  $h$  de l'émission est définie sur la verticale locale caractérisée par la latitude planétographique  $\lambda_g$ . Pour déterminer  $h$ , il est nécessaire de connaître  $\lambda_g$  qu'on calcule par la formule :

$$\tan \lambda_g = \frac{\tan \lambda}{(1 - e)^2} \quad (4.4)$$

Si on note,  $\Delta \lambda = \lambda_g - \lambda$ , on peut alors exprimer  $h$  sous la forme :

$$h = h' \cdot \cos(\Delta \lambda) = \frac{\Delta r_{app} \cdot r(\lambda_{anse})}{r_{app}} \cdot \cos(\Delta \lambda) \quad (4.5)$$

L'application numérique donne :  $h = 1050 \pm 450$  km ( $\Delta \lambda = 3.1^\circ$  apporte une contribution négligeable devant l'incertitude sur  $\Delta r_{app}$ ).

La figure 4.6 permet également d'estimer facilement l'extension apparente en altitude de l'ovale sud à minuit comme indiqué par la grandeur  $\Delta r'$  sur la figure 4.6. L'intérêt de l'estimer à minuit est qu'une simple rotation de l'angle  $\beta$  (voir tableau C.1) suffit alors pour connaître son extension en altitude réelle avec une précision accrue. On trouve  $\Delta r' = 10 \pm 2$  pixels, ce qui correspond à une extension de  $\Delta r' / \cos \beta = 750 \pm 150$  km. On peut cependant remarquer une séparation nette entre l'ovale et le disque, qui pourrait soit être réelle, soit être due à une absorption

par des couches d'hydrocarbures (voir le chapitre 4) sur la ligne de visée. Dans ce dernier cas, la valeur de la limite de  $\Delta r'$  côté planète serait surestimée.

En résumé, l'image étudiée témoigne d'une extension d'altitude des émissions aurorales de  $\sim 750$  km centrée sur des émissions intenses à  $\sim 1000$  km, valeur typique que j'utiliserai par la suite.

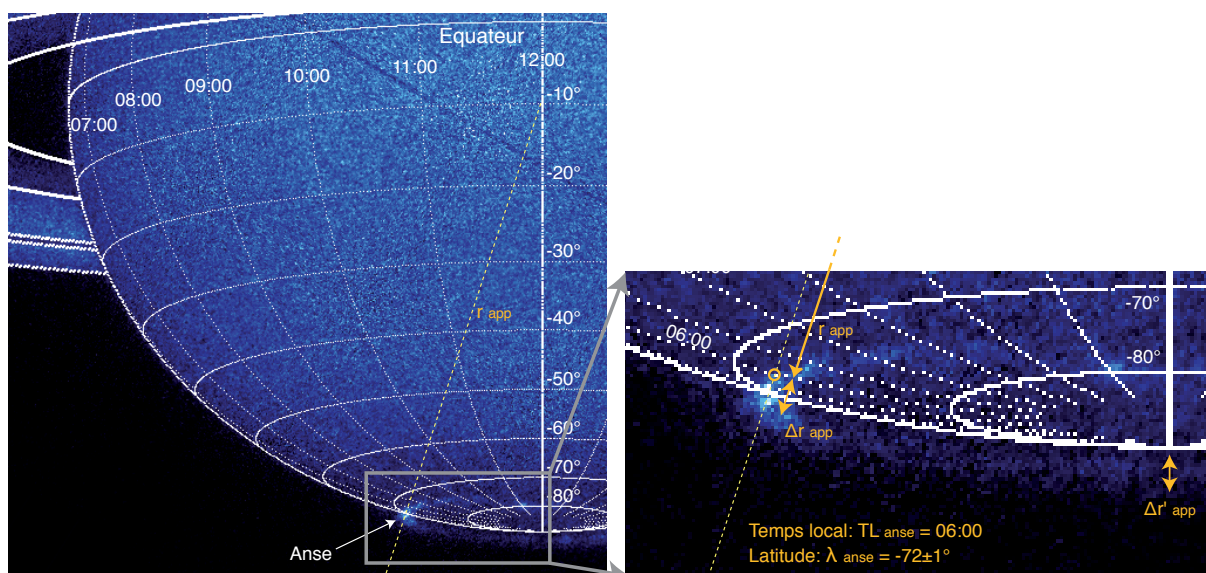


FIGURE 4.6 – Zoom de la figure C.2c. La ligne en pointillés représente la projection de la droite qui lie le centre de la planète à l'anse. Comme l'anse a un temps local connu de 06:00, on relève l'intersection avec la ligne en pointillés (cercle orange). On peut alors estimer la latitude planétocentrique des émissions de l'anse  $\lambda_{anse} = 72^\circ$  et les distances apparentes  $r_{app} = 363 \pm 3$  pixels et  $\Delta r_{app} = 7 \pm 3$  pixels. La distance apparente de l'anse au centre de la planète vaut alors  $r_{app} + \Delta r_{app}$ . De plus, on peut également estimer la gamme d'altitude apparente typique des émissions à minuit en temps local :  $\Delta r' = 10 \pm 2$  pixels.

#### 4.1.4 Morphologie de l'ovale projeté et variabilité

L'annexe C donne le détail de l'obtention des projections polaires et cylindriques des images calculées grâce à l'altitude des aurores définie ci-dessus. Ces projections fournissent la position des sources visibles avec une précision bien supérieure à celle obtenue dans le cas d'une étude dans le plan d'observation et de façon comparable entre des campagnes différentes. Grâce à l'automatisation de ces traitements, j'ai pu construire une base de données d'images et de projections, préalable à l'étude ponctuelle comme statistique de la localisation des émissions aurorales.

Plusieurs études de la position des sources UV image par image ont déjà été menées (voir par exemple [Badman et al., 2006]). La figure 4.7 nous permet d'avoir une idée claire de la morphologie de l'ovale sur une période de 13 jours lors de la campagne 2007. Elle représente la projection polaire des images de la figure 4.5. L'émission peut varier soudainement de jour en jour (on note par exemple un changement de latitude et d'intensité brusque lors des passages du 16 au 18 janvier ou du 20 au 22 janvier). Les émissions sont quasi-systématiquement plus intenses côté matin mais on relève une surbrillance ponctuelle récurrente située au voisinage de TL = 12:00 (les 15, 18 et 21 janvier) probablement liée au pied du cornet polaire [Gérard et al., 2004]. La latitude de l'ovale varie entre  $\sim -70^\circ$  et  $\sim -80^\circ$ . Si l'ovale actif peut présenter une latitude dépendant du temps local et du temps (ovale non-circulaire intense et large du 17 au 22 janvier), l'ovale calme est généralement beaucoup plus stable avec une

latitude quasi-constante pouvant descendre jusqu'à  $\sim -70^\circ$  (ovale circulaire peu intense et fin les 14 et 23 janvier).

La figure 4.7 permet de justifier à posteriori l'hypothèse utilisée pour calculer l'altitude des émissions selon laquelle les anses de l'ovale sont observées à TL = 06:00 et 18:00.

#### 4.1.5 Ovale auroral moyen

Dans le cadre d'une étude comparée avec la position des sources radio (voir le chapitre 5), je me suis intéressé à la distribution statistique moyenne des émissions UV. J'ai étudié prioritairement les données des campagnes 2004 et 2007 (voir tableau 4.1) qui représentent 96% des images HST observées par les instruments STIS et ACS. Pour la campagne 2004, je n'ai considéré que les images observées avec le filtre SRF2 qui représentent 67% des observations (le peu d'images enregistrées avec le filtre MAMA n'a pas permis de construire un fond satisfaisant).

Les résultats suivants portent donc sur l'analyse statistique de 383 images (montrant préférentiellement l'ovale sud, du fait de l'orientation de l'axe de rotation de Saturne à l'époque des observations) utilisées pour calculer un ovale pour chaque jour d'observation et ainsi déduire la localisation moyenne des émissions.

La figure 4.8 montre les ovales statistiques correspondant aux observations de 2004, de 2007 puis de l'ensemble des deux années, après alignement du méridien sub-terrestre avec le méridien sub-solaire par rotation de l'angle de phase  $\gamma$ . Bien que des différences existent dans la distribution des émissions moyennes de 2004 et 2007 (figures 4.8a et 4.8b), on peut noter une ressemblance frappante qui rend significatif l'ovale statistique déduit à la figure 4.8c. Ce dernier témoigne d'une région d'activité intense entre les temps locaux 05:00 et 14:00 tandis qu'on observe peu ou pas d'émission côté nuit entre les temps locaux 21:00 et 01:00, où les émissions sont plus diffuses (bien visible en 2004 lorsque la planète était suffisamment inclinée pour que l'ovale soit observé dans son intégralité). L'extension latitudinale de l'ovale varie sur une gamme étendue entre  $-70^\circ$  (ovale calme) et  $-85^\circ$ . Cette extension est directement à relier à l'activité de l'ovale dont on sait qu'elle dépend fortement du vent solaire [Prangé et al., 2004].

En effet, une reconnection du champ magnétique interplanétaire (IMF) du côté jour augmente le flux magnétique entrant dans la calotte polaire qui s'étend. Une dizaine d'heures plus tard, les lignes de champ se referment dans la queue de la magnétosphère entraînant une diminution du flux magnétique dans la calotte polaire et une rétraction de celle-ci. Une injection de plasma chaud dans la queue côté matin produit alors une aurore "explosive" (du type de celui montré par la figure C.2a) à très haute latitude côté matin. Lors de la relaxation à l'état initial (ovale circulaire de basse latitude), le plasma chaud entraîné en corotation autour de la planète donne lieu à une forme spirale de l'ovale (bien visible en 2004) qui résulte de la combinaison du mouvement de rotation et de l'expansion de l'ovale [Cowley et al., 2005].

On peut enfin noter que les émissions étaient de façon générale plus intenses en 2004 qu'en 2007, ce qui pourrait être relié directement à l'activité solaire, alors plus élevée [Crary et al., 2005].

## 4.2 Etude spectrale et flux rayonné par les sources aurorales

L'instrument STIS peut fonctionner en spectromètre et fournir des spectres dans la gamme de longueurs d'onde correspondant à l'UV lointain [1100 Å, 1800 Å]. L'étude de ces spectres donne des indications essentielles sur la nature des photons émis par les aurores.

Les spectres UV mesurés sur les aurores de Saturne par le HST se résument à six observations effectuées les 7 et 8 décembre 2000 (voir tableau 4.2).

### 4.2.1 Spectromètre

Le principe du spectromètre repose sur l'étude spectrale du signal observé au travers d'une fente. Parmi les différentes fentes disponibles sur STIS utilisé en mode spectromètre, les observations de 2000 ont utilisé la plus longue (couvrant un champ angulaire de 52 arcsec sur 1024 pixels) qui permet de couvrir tout le disque de Saturne (de diamètre  $\sim 20$  arcsec) le long du méridien central (pointage nominal). La largeur a été choisie à 0.5 arcsec (soit

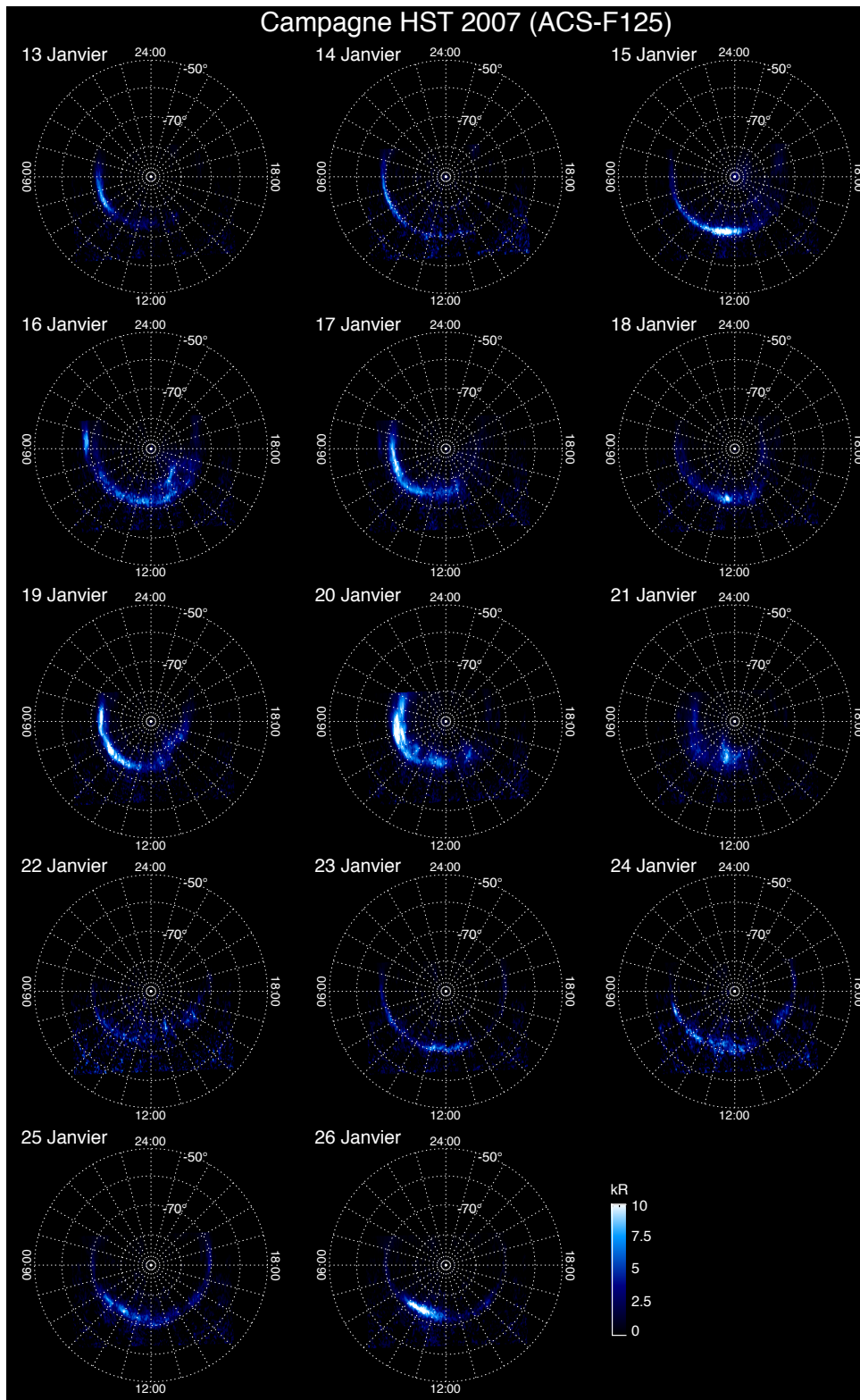


FIGURE 4.7 – Idem figure 4.5 avec une observation en projection polaire et correction de l'angle de phase  $\gamma$  (voir annexe C). Sur la majorité des images, les anses de l'ovale sont situées à TL = 06:00 et 18:00.

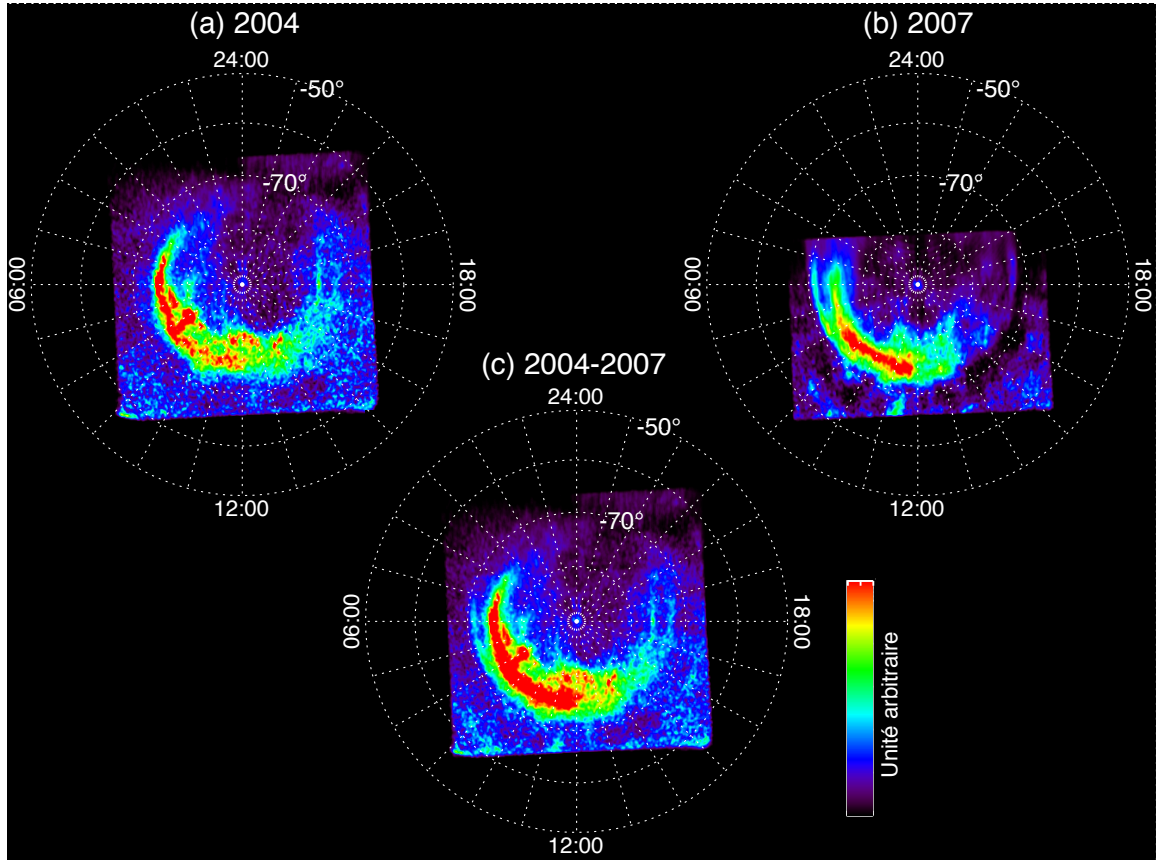


FIGURE 4.8 – Ovale moyen dans un repère (latitude, heure locale) pour les campagnes 2004 (a), 2007 (b) et l'ensemble des deux (c). Afin de caractériser précisément la morphologie typique de l'ovale quotidien, les images individuelles ont été moyennées jour par jour puis normalisées. L'intensité, représentée par une échelle de couleur pour augmenter la dynamique, est donc seulement indicative mais donne une idée significative de la morphologie de l'ovale journalier. Les projections ont été organisées en temps local, c'est-à-dire tournées de l'angle de phase (sous lequel les images sont acquises par le HST).

Observation	Type	Date	Heure	Temps de pose
o5dta2nyq	Image	7 décembre 2000	11h30	480 s
o5dta2o0q	Spectre	7 décembre 2000	11h44	1350 s
o5dta2o6q	Spectre	7 décembre 2000	13h14	1350 s
o5dta2ocq	Spectre	7 décembre 2000	14h50	1350 s
o5dta1tnq	Image	8 décembre 2000	10h00	480 s
o5dta1tpq	Spectre	8 décembre 2000	10h14	1350 s
o5dta1tvq	Spectre	8 décembre 2000	11h42	1350 s
o5dta1u1q	Spectre	8 décembre 2000	13h19	1350 s

TABLE 4.2 – Images et spectres de la campagne d'observation de décembre 2000 obtenus avec l'instrument STIS. Les spectres sont mesurés avec le filtre G140L avec une résolution angulaire de  $0.0244 \text{ arcsec.pix}^{-1}$  et une résolution spectrale nominale de  $\Delta\lambda = 0.58\text{\AA}$ . Les images sont enregistrées au travers du filtre SRF2 avec une résolution angulaire de  $0.0245 \text{ arcsec.pix}^{-1}$  (au lieu d'une valeur nominale de  $0.0247 \text{ arcsec.pix}^{-1}$ ).

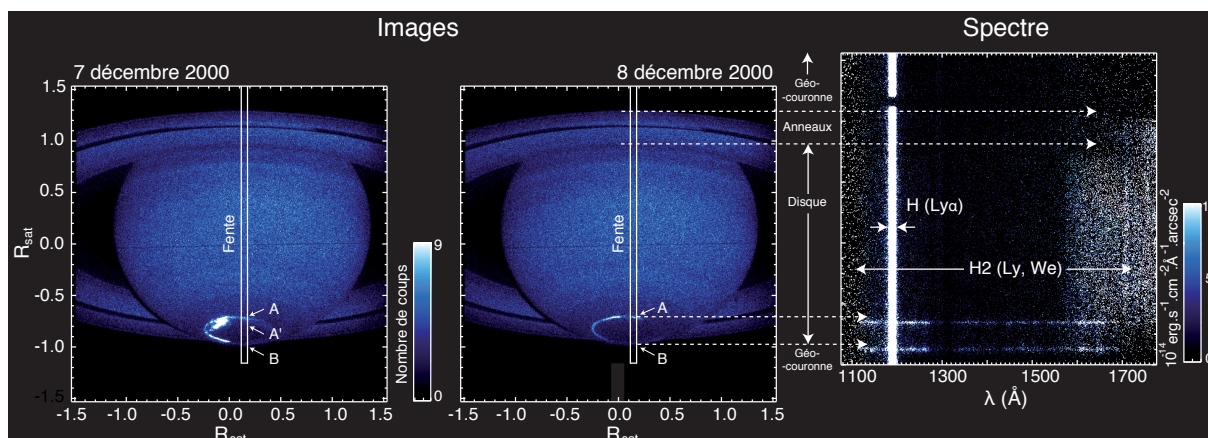


FIGURE 4.9 – Images des 7 et 8 décembre 2000 et spectre mesuré le 8 décembre 14 min après l’image prise le même jour (voir tableau 4.2). Un embrillancement est visible le 7 décembre, mais il a disparu le jour suivant. La dimension spatiale  $y$  du spectre (le long de la fente) a été ajustée à l’image (par le rapport des résolutions angulaires et un ajustement spatial sur la trace des ovales) et les correspondances importantes sont indiquées par les flèches en tiretés. Les composantes A et B désignent les parties de l’ovale interceptées par la fente du spectromètre côté disque et côté limbe respectivement. La composante A’ (vue dans les spectres du 7 décembre) pourrait correspondre à l’embrillancement observé sur l’image ayant tourné avec la planète. Le spectre montre que la raie  $Ly_{\alpha}$  à  $1217 \text{ \AA}$  est observée partout (sauf dans l’extinction vers le haut du spectre 2D qui correspond à un masque servant à définir le bruit de fond lié au HST). Les raies de  $H_2$  sont visibles sur le disque. Les émissions aurorales montrent une intensification du spectre par rapport au disque.

$\sim 18$  pixels) qui fournit un bon compromis entre un taux de comptage raisonnable et une faible dégradation de la résolution spectrale.

Le signal étant moyenné sur la largeur de la fente pour augmenter le rapport signal sur bruit, un spectrogramme correspond à un tableau  $(\lambda, y)$  où  $y$  est la coordonnée spatiale le long de la fente et  $\lambda$  la coordonnée spectrale sur la gamme de longueur d’onde du spectromètre. J’appellerai par la suite ce spectre bidimensionnel spectre 2D tandis que la dénomination spectre sera réservé à la variation de l’intensité en fonction  $\lambda$  pour chaque pixel de la fente.

Lors de la campagne 2000, deux images ont également été enregistrées. Elles permettent d’avoir une idée de la morphologie instantanée de l’ovale et d’interpréter les émissions intenses observées au travers de la fente. La figure 4.9 présente les deux images de la campagne ainsi qu’un exemple de correspondance image/spectre.

## 4.2.2 Description des données

STIS a la possibilité d’enregistrer différents types de spectres en utilisant des réseaux dispersifs différents. Les six spectrogrammes de Saturne ont tous été obtenus avec le filtre G140L qui permet de mesurer des spectres de basse résolution autour d’une longueur d’onde centrale à  $1425 \text{ \AA}$  (typiquement  $\lambda = [1140, 1730 \text{ \AA}]$ ) avec une résolution de  $\Delta\lambda = 0.584 \text{ \AA}$ ). Cette gamme de longueurs d’onde correspond essentiellement aux transitions électroniques de Lyman et Werner de  $H_2$  et la raie  $Ly_{\alpha}$  de H (excitées par collision des électrons incidents sur les espèces atmosphériques) représentées sur la figure 4.10. Elle donne donc une bonne information sur la puissance totale émise par collision puisqu’aucune autre émission collisionnelle kronienne (impliquant d’autres atomes ou molécules) n’a jusqu’ici été détectée, contrairement au cas terrestre.

L’intensité des spectres HST est exprimée en  $\text{erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}.\text{\AA}^{-1}.\text{arcsec}^{-2}$ , c’est-à-dire qu’elle correspond à une unité de flux, tandis que les images sont exprimées en coups. $\text{pix}^{-1}$ . Le traitement détaillé des spectres 2D permet de calculer des facteurs de conversion, qui, appliqués à l’intensité des aurores déduites des images, permettent d’évaluer la puissance rayonnée (observée) ou émise (avant absorption).

L'annexe D donne le détail du traitement des spectres et du calcul de ces facteurs de conversion pour chacun des filtres de l'imageur STIS (MAMA, SRF2 et QTZ dont les fonctions de transmission sont rappelées à la figure D.3). La détermination des valeurs moyennes de ces facteurs de conversion et leur incertitude associée est donnée dans le tableau D.1.

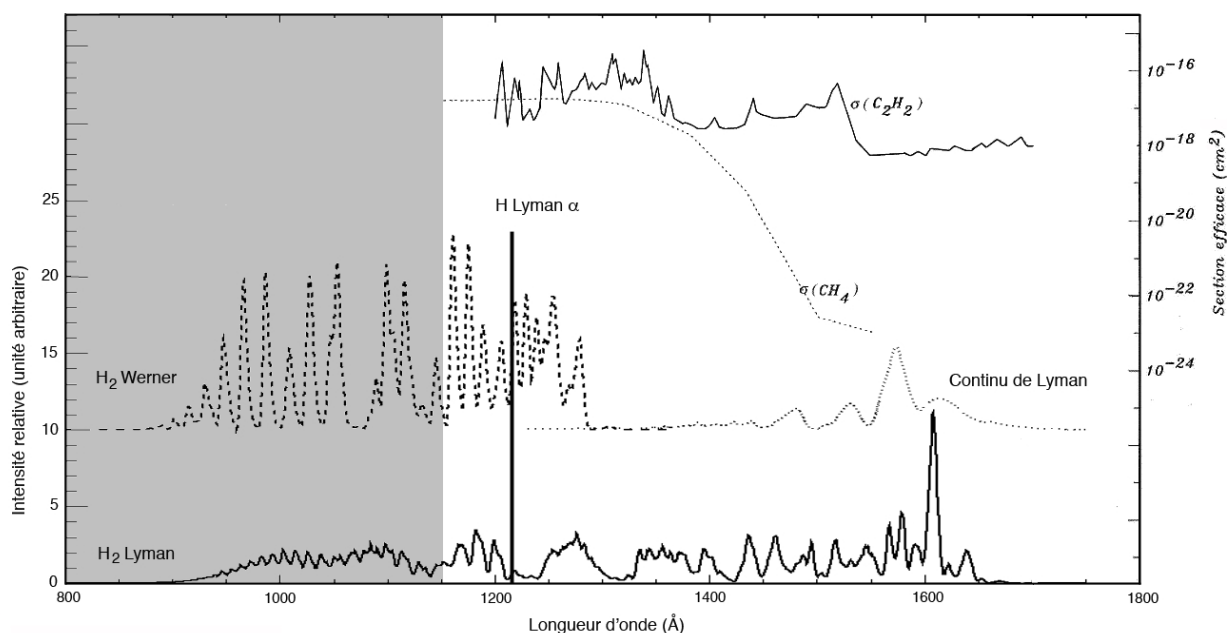


FIGURE 4.10 – Spectre théorique des raies électroniques de  $H_2$  (Shemansky, communication personnelle) donné dans une échelle arbitraire. La section efficace  $\sigma$  (échelle de gauche) est superposée pour deux hydrocarbures absorbants dominants : dans l'ordre  $CH_4$  et  $C_2H_2$ . On voit qu'elle chute au delà de 1500 Å pour le méthane et 1550 Å pour l'acétylène.

### 4.2.3 Absorption

Les émissions UV observées sont celles qui sont rayonnées par l'atmosphère. Elles diffèrent de celles qui ont été émises par les sources aurorales situées dans la stratosphère vers le niveau de pression  $1 \pm 0.3 \mu\text{bar}$ , au sommet des couches d'hydrocarbure. En effet, les composants atmosphériques situés au dessus de la source interagissent avec les photons qui s'échappent. L'hydrogène atomique produit, comme dans la géocouronne terrestre, de la diffusion résonante multiple de la raie  $Ly_\alpha$  (affectant peu l'intensité mais élargissant la raie). L'hydrogène moléculaire produit de l'auto-absorption sur les raies de  $H_2$ , mais celle-ci n'est sensible qu'en extrême UV et est négligée ici. Enfin les hydrocarbures produisent une absorption qui dépend de la longueur d'onde le long du spectre FUV (voir la figure 4.10). C'est ce dernier effet qui est observé dans les spectres et qui dépend de la profondeur des sources (*i.e.* de l'énergie des électrons incidents) et donc de la couche d'atmosphère traversée entre la source aurorale et l'observateur. Cette absorption est essentiellement due à des hydrocarbures ( $CH_4$ ,  $C_2H_2$ ,  $C_2H_4$ ,  $C_2H_6$ ) dont la section efficace d'absorption (notée  $\sigma$ ) varie avec la longueur d'onde  $\lambda$  (voir la figure 4.10). Pour qu'il y ait absorption, il faut donc que la couche d'hydrocarbure traversée par l'émission aurorale présente une valeur de  $\sigma$  non négligeable et, qu'en sus, ces hydrocarbures soient suffisamment denses. La somme du produit de  $\sigma$  par la densité de colonne (c'est-à-dire l'intégrale de la densité sur la ligne de visée) de chaque hydrocarbure permet de quantifier une diminution brutale de l'absorption totale à 1550 Å [Livengood, 1991] ( $\sigma_{CH_4}$ , correspondant à l'espèce dominante, chute par exemple de six ordres de grandeur entre 1300 Å et 1500 Å).

Spectre	o5dta2o0q	o5dta2o6q	o5dta2ocq	o5dta1tpq	o5dta1tvq	o5dta1u1q
Ovale côté disque	1.31	1.14	1.22	1.36	1.26	1.33
Ovale côté limbe	0.95	1.20	1.13	1.12	1.23	0.92

TABLE 4.3 – Rapports de couleur définis par l'équation 4.6 pour les spectres moyens de l'ovale côté disque et côté limbe tracés à la figure 4.11 (cf équation D.1 de l'annexe D).

On peut ainsi mesurer l'absorption totale en comparant l'intensité relative des bandes de Werner, absorbées, aux bandes de Lyman, non absorbées (pour  $\lambda \geq 1550 \text{ \AA}$ ). Un indice typique de la mesure de l'absorption est le rapport de couleur défini par Livengood [1991] :

$$RC = \frac{I_{sp}(1557 - 1619 \text{ \AA})}{I_{sp}(1230 - 1300 \text{ \AA})} \times \frac{1300 - 1230 \text{ \AA}}{1617 - 1559 \text{ \AA}} \quad (4.6)$$

où  $I_{sp}$  est l'intensité du spectre étudié. L'intervalle  $[1559, 1617 \text{ \AA}]$  correspond à des bandes de Lyman de  $H_2$  non absorbées tandis que l'intervalle  $[1230, 1300 \text{ \AA}]$  correspond à des bandes de Werner de  $H_2$  soumises à l'absorption. La valeur de RC augmente avec l'absorption et est voisine de 1 pour un spectre théorique non absorbé [Rego et al., 1999].

Le tableau 4.3 donne la valeur des rapports de couleur calculés pour chaque spectre 2D sur la partie de l'ovale côté disque et la partie de l'ovale côté limbe. On voit que les valeurs de RC côté limbe sont généralement moins grandes que celles calculées côté disque. Une interprétation littérale suggèrerait que l'absorption le long de la ligne de visée est plus faible pour l'ovale côté disque que pour l'ovale au limbe. Cependant les spectres observés côté limbe correspondent la plupart du temps à une émission très peu intense (voir les images de la figure 4.9). Que ceci soit dû à une intensité intrinsèque plus faible de l'ovale côté nuit ou une forte absorption de toutes les bandes de  $H_2$  (incluant les bandes de Lyman pour  $\lambda \geq 1500 \text{ \AA}$ ) sur la ligne de visée à cause de l'épaisse couche d'atmosphère traversée tangentiellement, le spectre résultant est peu intense et les bandes de  $H_2$  bien plus bruitées (en moyenne  $1.09 \pm 0.13$ , où l'erreur est donnée par l'écart-type) que pour la partie de l'ovale côté disque ( $1.27 \pm 0.08$ ). Les rapports de couleur associés sont donc plus imprécis que ceux déterminés côté disque.

Les spectres associés à ces derniers sont représentés sur la figure 4.11. Ils montrent que l'émission est plus intense le 7 décembre et très faible sur le dernier spectre du 8 décembre. Les valeurs du rapport de couleur varient entre  $\sim 1.1$  et  $\sim 1.3$  ce qui correspond à une absorption faible et légèrement variable avec le temps. Cette absorption sera prise en compte dans la reconstruction des spectres émis réels (voir annexe D).

La figure 4.11 révèle également un comportement des sources aurorales différent entre les émissions de l'hydrogène atomique et celles de l'hydrogène moléculaire. En effet, la contribution de  $H_2$  dans les spectres de l'ovale côté limbe est plus faible que dans les spectres de l'ovale côté disque : puisque les rapports de couleur indiquent que l'absorption sur la ligne de visée est faible, ceci peut s'expliquer simplement par un ovale plus intense à midi qu'à minuit. Cependant, l'effet inverse est observé pour la contribution de  $Ly_{\alpha}$ , généralement plus intense sur les spectres de l'ovale côté limbe que côté disque. Cette surintensité au limbe pourrait provenir d'une accumulation sur la ligne de visée (impliquant par exemple des émissions de la calotte polaire à haute altitude où l'hydrogène atomique domine) et compensant (spectres (b,c)) ou dominant (spectres (a,d,e,f)) l'effet précédent.



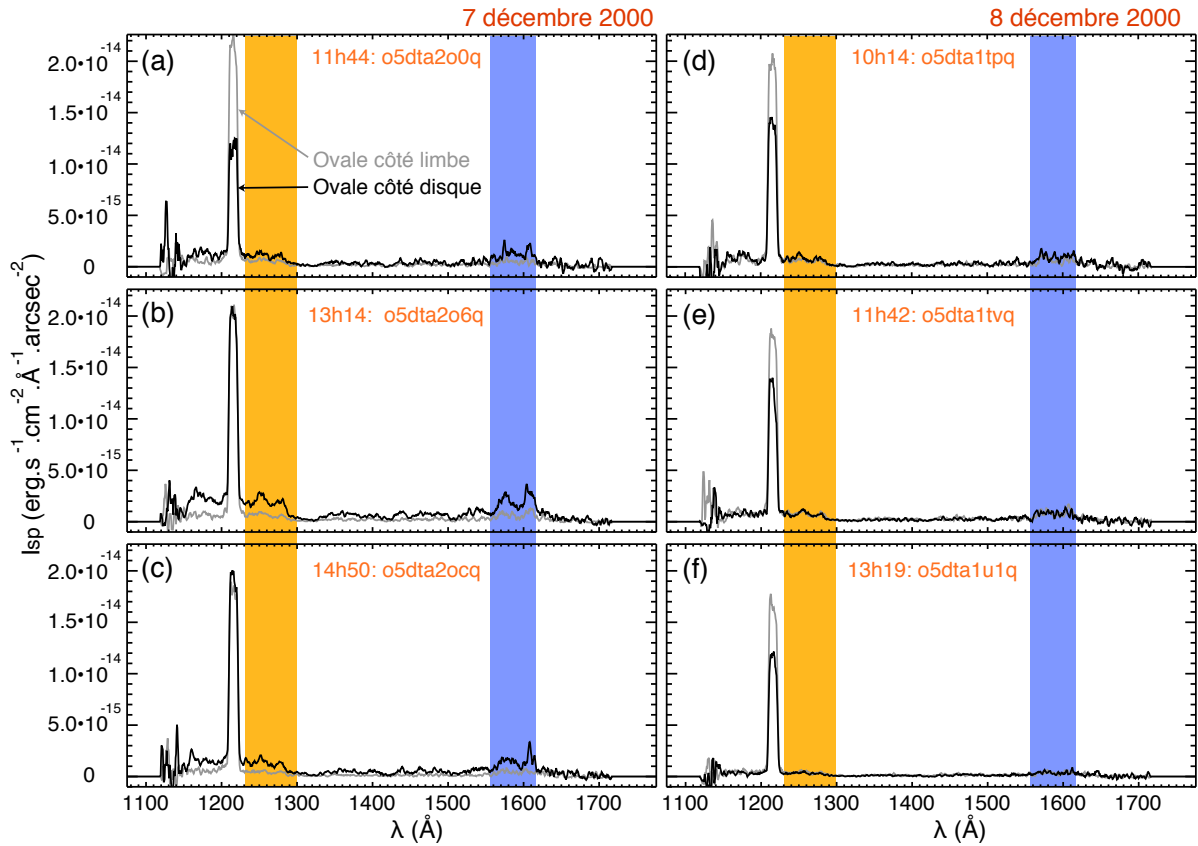


FIGURE 4.11 – Spectres de l'émission  $I_{sp}$  de l'ovale côté disque (en noir) et de l'ovale côté limbe (en gris) issus des six spectres 2D initiaux de la campagne d'observation de 2000 (voir tableau 4.2). Chaque spectre est en réalité un spectre moyen (calculé avec l'équation D.1, voir annexe D), lissé sur 5 valeurs consécutives. Les zones orange et violette indiquent les domaines de longueurs d'onde utilisés pour calculer les rapports de couleur et correspondant respectivement l'émission absorbée et l'émission non absorbée.

#### 4.2.4 Puissance des aurores

A l'aide des facteurs de conversion du tableau D.1, il est possible de calculer directement la puissance des aurores. Un exemple est donné à la figure 4.12 où, la puissance UV est comparée à la puissance radio du SKR pendant la phase d'approche de Cassini. Les données UV correspondent ainsi à 34 images individuelles prises avec le filtre SRF2 sur 13 jours de janvier 2004. Cette étude avait déjà été menée par Kurth et al. [2005], à la différence près que la puissance des aurores UV avait été calculée jour par jour.

La figure 4.12 montre qualitativement que les puissances UV et radio évoluent dans le temps de façon similaire : elles augmentent en moyenne d'un demi ordre de grandeur en 13 jours et les intensifications du SKR aux jours 16-18 et 27-29 janvier correspondent à des intensifications de la puissance UV. Pour évaluer quantitativement le lien entre ces deux séries, j'ai calculé un coefficient de corrélation  $C = 0.87$  (soit exactement le même que celui de Kurth et al. [2005]). Cependant, cette valeur a été calculée avec un nombre d'évènements environ trois fois plus élevé et présente ainsi un degré de confiance plus grand. La figure 4.13 permet de se rendre compte de l'apport d'un plus grand nombre d'évènements en reproduisant la figure 1c de Kurth et al. [2005]. La dispersion des points s'organise le long d'une droite de façon plus frappante que dans l'article.

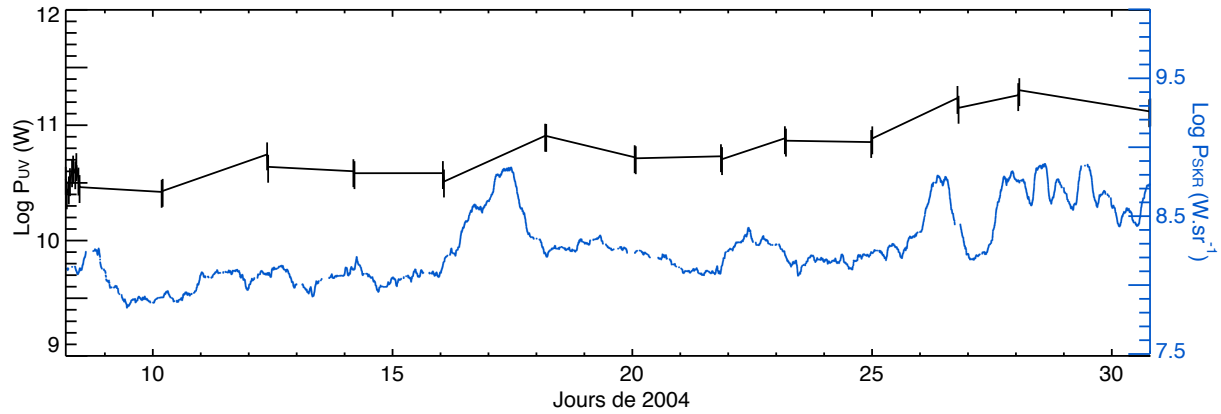


FIGURE 4.12 – Tracé comparatif des puissances UV (en W) déduites des images HST de la campagne 2004 et de la puissance totale du SKR (intégrée entre 3 kHz et 1500 kHz et exprimée en  $W.sr^{-1}$ ) lissée sur une période (prise égale à 648 min). Le coefficient de corrélation du logarithme décimal de ces deux séries vaut  $C = 0.87$ .

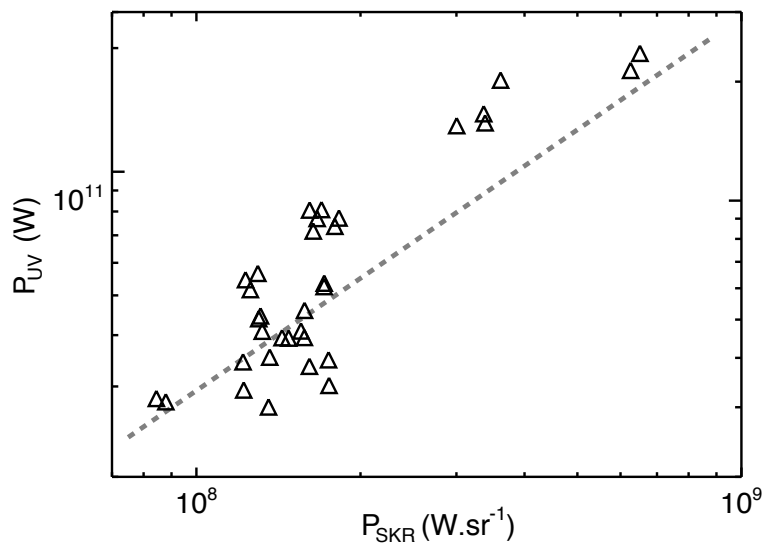


FIGURE 4.13 – Tracé de la puissance apparente totale de l'ovale UV en fonction de la puissance apparente du SKR en janvier 2004 (similaire à la figure 1c de Kurth et al. [2005]). Les barres d'erreur ne sont pas indiquées puisqu'elles ne sont pas connues pour l'émission radio dont l'anisotropie empêche d'évaluer quelle partie de la totalité des émissions est observée. La ligne en pointillés indique donc de façon qualitative la corrélation entre les émissions.

Ce résultat préliminaire constitue le premier d'une étude qui sera menée prochainement à long terme sur toutes les campagnes HST communes aux observations Cassini (*i.e.* depuis 2004) pour le lien entre SKR et ovales UV. Notons déjà que l'émission radio observée ne correspond pas à l'émission radio totale et que la visibilité devra être prise en compte pour pouvoir estimer l'énergie des émissions radio et UV sur une même zone source (voir le chapitre D).

### 4.3 Perspectives

La détermination de la puissance émise réelle ouvre une nouvelle fenêtre d'étude comparée radio/UV. J'ai ainsi collaboré avec J. Clarke avec J. Nichols, de l'université de Boston, sur la comparaison entre les puissances des aurores UV, radio et la variation des paramètres du vent solaire correspondant à la campagne HST 2007 et à la nouvelle campagne HST de janvier 2008 (dont les données ne sont pas encore accessibles). Cette étude est actuellement soumise pour publication à la revue *Journal of Geophysical Research* [Clarke et al., 2009] et reproduite à l'annexe G.6. Un coefficient de corrélation de 0.38 et 0.58 a été trouvé entre les puissances UV et radio pour les périodes 2007 et 2008 respectivement. Ces valeurs sont significatives en dépit du fait que lors de ces intervalles, Cassini parcourait des orbites de haute latitude pour lesquelles la détection du SKR était affectée de forts effets de visibilité.

Une manière de s'affranchir de ces effets de visibilité est de ne comparer que les émissions provenant des mêmes régions source. Le chapitre 5 détaille comment il est possible de remonter à la gamme de lignes de champ actives en radio. En utilisant la zone ainsi déterminée comme un masque pour chaque image du HST, il sera possible de faire un bilan de puissances plus pertinent. Cette étude sera menée à toutes les échelles de temps. En effet, si les variations à très court terme caractérisent la variabilité de chaque processus d'émission, les variations à très long terme peuvent montrer des liens à plus grand échelle, comme par exemple avec le cycle solaire. A ce sujet, on peut remarquer que les émissions UV de 2007 sont moins intenses qu'en 2004.

Le spectro-imageur UVIS, embarqué sur Cassini, est capable de faire des images des ovales sud comme nord. J'ai débuté une collaboration avec W. Pryor du Central Arizona College afin de tirer partie des d'observations UVIS en comparant les puissances UV et radio sur un plus grand nombre d'évènements. Un exemple d'observation des ovales kroniens par UVIS est donné à la figure 4.14.

Par ailleurs, j'ai utilisé jusqu'à présent des fonds empiriques pour déterminer le flux solaire réfléchi. Une amélioration de l'estimation du fond, et par conséquent de la puissance aurorale, pourrait consister à le modéliser numériquement, par exemple grâce à des fonctions de Minnaert [Wannawichian et al., 2008], pour diminuer l'incertitude sur l'intensité de l'émission aurorale.

L'extension ultérieure de cette analyse aux émissions IR (détectées par l'instrument VIMS sur Cassini ou les grands télescopes terrestres) correspond à une voie naturelle et prometteuse de l'analyse multi-spectrale des aurores.

Enfin, la connaissance de la position précise des aurores UV est une source d'information essentielle dans l'étude des phénomènes magnétosphériques puisque qu'elle permet, par projection le long des lignes de champ, de sonder la magnétosphère externe. Les orbites de Cassini ont permis d'obtenir des mesures in-situ de plasma (courants alignés, injection de plasma par reconnection magnétique dans la queue etc...) dont on peut directement étudier comment elles sont reliées aux aurores grâce à un modèle de champ magnétique.

### 4.4 L'apport du HST

Les observations de Saturne dans l'UV lointain par les différents instruments du satellite Hubble ont fourni une grande collection d'images ainsi que quelques spectres de bonne qualité. Ces données fournissent des indications essentielles sur l'émission aurorale due aux collisions entre les électrons accélérés à haute latitude et l'hydrogène atomique et moléculaire.

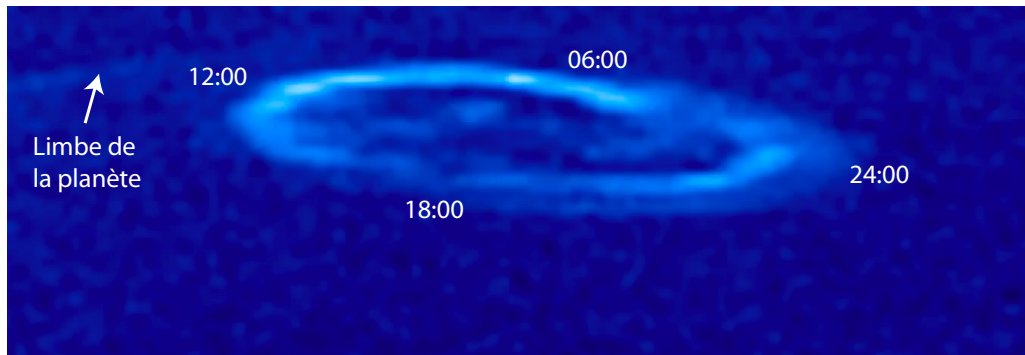


FIGURE 4.14 – Image de l'ovale nord UV (situé sur la face nuit) prise par le spectro-imageur de Cassini UVIS le 25 mai 2007. La position de Cassini correspondait alors à  $\lambda_{cass} \sim 26^\circ$ ,  $TL_{cass} \sim 18:30$  et  $r_{cass} \sim 18 R_{sat}$ . On distingue une forme double de l'ovale côté minuit.

J'ai montré que les aurores s'étendaient sur une gamme d'altitude de quelques centaines de km avec des émissions intenses situées à environ 1000 km au dessus de la surface planétaire (défini par le niveau de pression 1 bar). J'ai alors pu calculer la projection des images à la surface de la planète, révélant leur position précise en temps local et en latitude, c'est-à-dire directement le pied des lignes de champ magnétique actives. J'ai déterminé un ovale statistique typique créé à partir des projections d'environ 400 images différentes pour donner un poids statistique aux différentes études de morphologie précédentes. Cet ovale moyen montre que la gamme de latitude de l'ovale est très variable ( $\lambda \sim -75^\circ \pm 5^\circ$  et met clairement en évidence une région active de temps local où les émissions sont plus intenses, entre les temps locaux 05:00 et 14:00.

La localisation des sources UV sera directement comparée à celle des sources radio au chapitre 5 puis utilisée pour simuler numériquement le SKR au chapitre 6.

L'analyse des spectres acquis en décembre 2000 entre 1100 Å et 1800 Å a montré que l'absorption par les hydrocarbures atmosphériques était faible et a permis de réaliser l'étalonnage photométrique permettant de calculer la puissance des aurores pour les images de STIS. Ce travail a commencé à donner des résultats intéressants et présente des perspectives nombreuses (analyse comparée UV/SKR pour les observations de 2007/2008 et bilan énergétique global des processus d'émission aurorale incluant l'IR...).

La récente décision de la NASA d'envoyer une ultime mission de maintenance sur le HST est une nouvelle importante car elle permettra de réparer les instruments défectueux à bord et d'installer une nouvelle caméra UV, augurant de l'obtention prochaine de données à haute résolution (spatiale et spectrale).



# CHAPITRE 5

---

## Analyse comparée de la position des sources UV/Radio

---

**L**ES émissions aurales radio et UV planétaires reposent sur deux mécanismes d'émission distincts alimentés par des populations d'électrons accélérés de haute latitude, probablement communes. Ce faisant, le lien entre ces deux types d'émission en général, et entre les populations d'électrons qui les génèrent, a été peu étudié pour les autres planètes que la Terre.

Dans ce dernier cas, une étude menée avec le satellite DE-1 a montré que les lignes de champ actives en UV et radio étaient étroitement associées [Huff et al., 1988]. Le satellite Viking a également montré en traversant les sources de l'AKR qu'elles étaient connectées à des points chauds en UV le long de l'ovale auroral [de Feraudy et al., 1988]. Dans le cas de Jupiter, de premières études comparatives des données du satellite IUE et du radiotélescope de Nançay ont révélé que l'arrivée d'une éjection de masse coronale (CME) à la magnétosphère jovienne provoquait une intensification et un déplacement longitudinal simultanés de la source des émissions UV et radio décimétrique (DAM) [Prangé et al., 1993]. Pour Saturne, une seule étude comparative radio/UV a été menée jusqu'ici. En utilisant les observations de Cassini pré-insertion et les images HST de janvier 2004, Kurth et al. [2005] ont montré une forte corrélation entre les puissances du SKR et de l'ovale UV sud (le seul visible dû à l'inclinaison de la planète) avec une intensification simultanée correspondant au passage de régions d'interaction en corotation dans le vent solaire (CIR pour Corotating Interaction Region).

Ce chapitre présente la comparaison des images radio et UV des aurores de Saturne. La partie 5.1 résume brièvement les résultats obtenus sur la localisation goniopolarimétrique des sources du SKR, leur angle d'émission apparent et l'existence marginale de mode ordinaire lors de l'étude d'un périkronne parcouru en septembre 2006. Cette étude, menée en collaboration avec B. Cecconi, a donné lieu à une publication soumise à la revue *Journal of Geophysical Research* et reproduite à l'annexe G.7 [Cecconi et al., 2009]. La partie 5.2 montre la comparaison directe de cartes radio prenant en compte l'intensité du SKR avec les images des aurores UV mesurées par le HST. Cette analyse caractérise pour la première fois une correspondance instantanée et moyenne forte entre les lignes de champ actives des deux types d'émission, et montre que les sources du SKR se répartissent le long d'un ovale radio d'une ressemblance frappante avec l'ovale UV moyen.

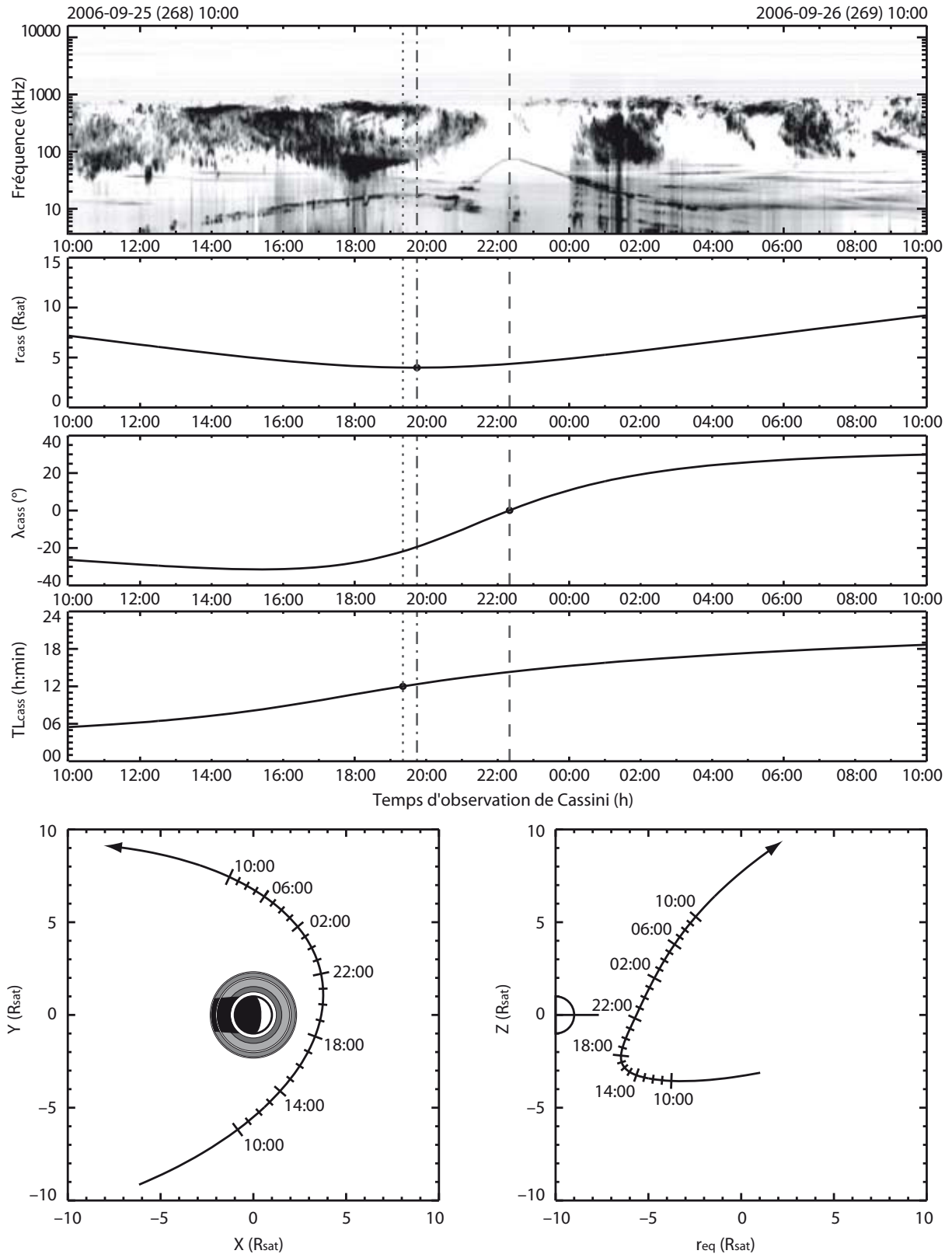


FIGURE 5.1 – Spectre dynamique du flux radio reçu (un fond a été retiré pour chaque fréquence) et éphémérides de la sonde Cassini pendant son passage au périkrone de l'orbite 29. Les lignes verticales indiquent le passage à  $TL_{cass} = 12:00$  (pointillés), la traversée du plan équatorial (tiretés) et la position de Cassini la plus proche de Saturne (pointireillés). Le SKR disparaît lorsque Cassini entre dans la zone d'ombre équatoriale autour du temps d'observation 22 h.

## 5.1 Goniopolarimétrie et localisation des sources radio

Les inversions analytiques appliquées aux mesures 2-antennes ou 3-antennes permettent de retrouver la direction d'arrivée de l'onde caractérisée par ses coordonnées angulaires  $(\theta, \phi)$  dans le repère des antennes [Baptiste Ceconi, 2004]. Le mode 3-antennes a, jusqu'ici, représenté une faible proportion des observations au regard du mode 2-antennes. Cependant, dans ce dernier cas, le calcul de  $(\theta, \phi)$  requiert de faire l'hypothèse "goniométrique" (voir l'annexe A) qui postule l'absence de polarisation linéaire ( $U = Q = 0$ ). Or on a vu au chapitre 2 que le SKR était polarisé purement circulairement uniquement pour des latitudes  $|\lambda_{cass}| \leq 30^\circ$ . Le calcul de  $(\theta, \phi)$  grâce au mode 2-antennes n'est donc valable qu'à l'intérieur de cette gamme de latitudes.

Les résultats présentés dans ce chapitre discutent la localisation des sources radio issue uniquement des mesures 2-antennes, mais lors d'intervalles où la latitude est inférieure à  $30^\circ$ .

### 5.1.1 Etude du périkrone de l'orbite 29

Comme la précision linéaire sur la position des sources dépend directement de la distance  $r_{cass}$ , une caractérisation précise de la localisation des sources requiert des mesures réalisées à proximité de la planète. L'étude de cas analysée par Ceconi et al. [2009] correspond à un passage de Cassini au périkrone de sa 29<sup>ème</sup> orbite, les 25 et 26 septembre 2006. Le spectre dynamique correspondant au flux du SKR ainsi que les éphémérides associées de la sonde sont représentés sur la figure 5.1.

Lors de cet intervalle, Cassini s'est approchée jusqu'à  $\sim 4 R_{sat}$  de Saturne, a balayé la gamme  $TL_{cass} \sim [06:00, 18:00]$  en temps local et  $\lambda_{cass} \sim [-30^\circ, 30^\circ]$  en latitude.

Le SKR se détache clairement entre 30 kHz et 1000 kHz avec une émission intense structurée en forme d'arcs t-f (cf chapitre 6) qui disparaît lors de l'entrée de la sonde dans la zone d'ombre équatoriale proche de la planète, autour du 25 septembre à 22 h (voir les chapitres 2 et 6).

On remarque la présence d'émissions basse fréquence ( $\leq 50$  kHz) parmi lesquelles se détache la variation de la fréquence plasma locale avec sa forme en cloche caractéristique de la position de la sonde, maximale à la traversée du plan des anneaux. En effet, comme la fréquence plasma est directement proportionnelle à la racine carrée de la densité de plasma, sa variation donne une indication directe sur la densité du milieu traversé.

Durant cette période, RPWS-HFR fonctionnait en mode 2-antennes, autorisant l'utilisation de l'inversion "goniométrique" sur toute la gamme de latitudes parcourues.

### 5.1.2 Localisation apparente des sources dans le plan d'observation

La figure 5.2a montre le spectre dynamique de flux du SKR après le traitement détaillé dans l'annexe A qui permet d'exclure les émissions faiblement polarisées (donc la plupart des émissions locales enregistrées le long de la trajectoire de la sonde, dont la variation de la fréquence plasma relevée sur la figure 5.1). Les émissions basse fréquence observées au dessous de 50 kHz correspondent aux émissions à bande spectrale étroite identifiées comme n-SKR au chapitre 2 et ne seront pas discutées ici.

Le taux de polarisation circulaire est donné par le spectre dynamique de la figure 5.2b. Il montre, en accord avec les résultats du chapitre 2, que l'émission dominante est polarisée LH quand Cassini est située dans l'hémisphère sud et RH quand Cassini franchit l'équateur (pointillés) pour passer dans l'hémisphère nord.

#### Mode extraordinaire...

Le résultat de l'analyse goniopolarimétrique à deux dimensions dans le plan d'observation (voir l'annexe E) de l'ensemble de ces données est représenté sur le spectre dynamique de la figure 5.2c. Son intensité correspond à l'altitude apparente  $z$  de l'émission par rapport au plan équatorial. Cette figure illustre que le SKR observé provient principalement de l'hémisphère où est située la sonde, confirmant que l'émission dominante (RH nord et LH sud, indiquées par la mention R-X sur la figure 5.2b) correspond au mode extraordinaire R-X.



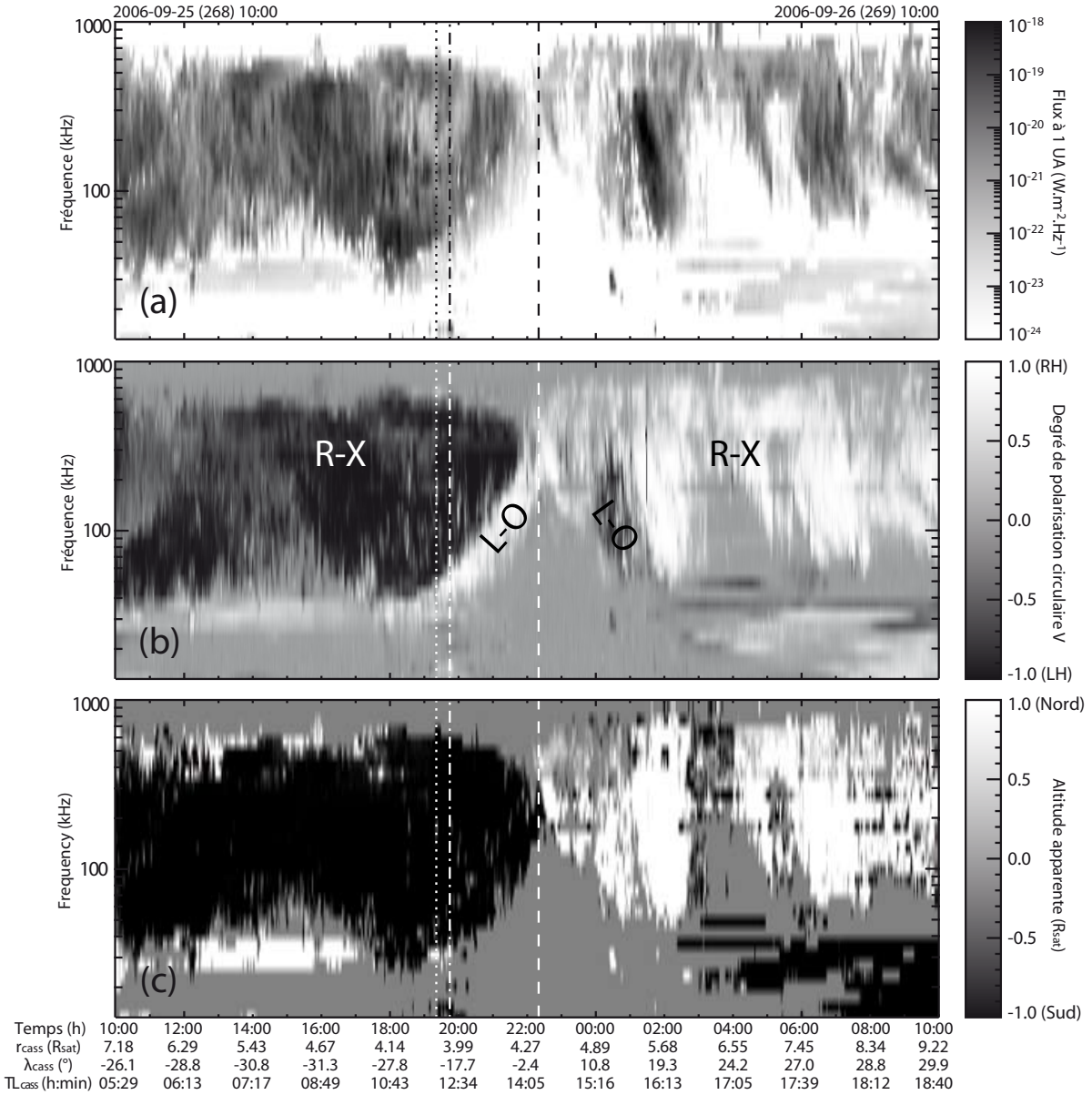


FIGURE 5.2 – Spectres dynamiques du flux du SKR normalisé à 1 UA (en  $\text{W.m}^{-2}.\text{Hz}^{-1}$ ) (a), du taux de polarisation circulaire V (b) et de l'hémisphère apparent des sources (c) fourni par l'analyse goniopolarimétrique dans le plan d'observation. Les données des panneaux (a) et (b) sont issues du traitement détaillé dans l'annexe A : elles correspondent à une exclusion des données  $|V| \leq 0.2$ . Sur le panneau (c), l'altitude apparente  $z$  (telle que définie à la figure E.1) est saturée aux valeurs -1 et 1 de façon à faire ressortir l'hémisphère d'origine de l'émission plutôt que son altitude projetée.

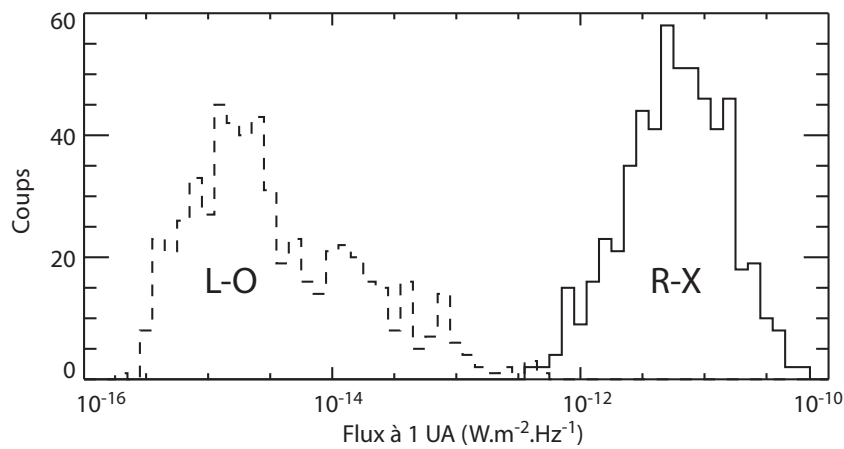


FIGURE 5.3 – Histogramme de la distribution des flux normalisés à 1 UA des émissions R-X et L-O de la figure 5.2b. Les zones utilisées correspondent à des fréquences comprises entre 100 kHz et 300 kHz et les intervalles de temps 16 h 19 min 12 s à 17 h 16 min 48 s pour R-X et 21 h 07 min à 22 h 05 min pour L-O.

### ... et mode ordinaire

Cependant on observe également de part et d'autre de la ligne en tiretés des émissions polarisées LH issues de l'hémisphère nord et RH issues de l'hémisphère sud. Cette caractéristique est compatible avec une émission sur le mode ordinaire L-O. Pour étayer cette assertion, on va montrer que cette émission présente d'autres caractéristiques du mode ordinaire.

Les zones repérées par la mention L-O sur la figure 5.2b correspondent à des fréquences plus basses que le mode R-X dominant. Or on sait que la fréquence de coupure du mode O vaut  $f_O = f_{pe}$  (la fréquence plasma électronique). Comme  $f_{pe} \ll f_{ce}$  dans les régions source kroniennes [Galopeau et al., 1989], la fréquence de coupure du mode X s'écrit :  $f_X \sim f_{ce}(1+(f_{pe}/f_{ce})^2)$ , c'est-à-dire  $f_X \sim f_{ce}$  aux basses fréquences. On a alors  $f_O \leq f_X$ , ce qui est compatible avec les observations.

Par ailleurs, on sait que l'amplification sur le mode ordinaire est moins efficace que sur le mode extraordinaire : Mutel et al. [2008] ont par exemple calculé pour le cas terrestre que le rapport du taux de croissance des ondes ordinaires à celui des ondes extraordinaires valait  $\sim 10^{-3}$ . Or on peut voir sur la figure 5.2a que les zones L-O sont bien moins intenses que les zones R-X. Le flux des deux types d'émission est estimé quantitativement sur la figure 5.3 et montre que deux à quatre ordres de grandeur les séparent en faveur de l'émission R-X. Une estimation moyenne au chapitre 2 sur plus d'évènements avait conduit à la valeur  $\sim 10^{-2}$ .

En résumé, l'établissement des caractéristiques précédentes (polarisation et hémisphère d'origine, fréquence d'émission et intensité comparés à l'émission R-X) permet d'assimiler l'émission étudiée au mode ordinaire L-O. Une étude statistique sur un plus grand nombre de cas sera utile pour caractériser complètement cette composante (flux réel et diagramme d'émission comparés au mode R-X).

### 5.1.3 Localisation réelle des sources dans l'espace

L'annexe E rappelle le moyen de retrouver la position réelle d'une source à partir de sa direction d'arrivée et l'hypothèse qu'elle est émise par IMC sur le mode R-X à  $f \sim f_X \sim f_{ce}$ . La connaissance de sa position dans l'espace permet non seulement de retrouver la ligne champ magnétique associée mais aussi l'ouverture apparente de son cône d'émission.

### 5.1.4 Projection polaire magnétique

Si on suit la ligne de champ magnétique modélisée depuis la source jusqu'à la surface de la planète, on obtient une projection polaire magnétique (*i.e.* la position du pied de la ligne de champ) qui est une représentation pratique de la distribution des sources.

La figure 5.4 résume la distribution des lignes de champ actives sur l'intégralité de l'intervalle étudié. La colonne de gauche montre que les émissions LH observées au sud jusqu'à la traversée de l'équateur (le 25 septembre à 22 h 20 min) se répartissent sur la gamme de temps locaux TL  $\sim$  [02:00,13:00] avec des latitudes  $\lambda \sim$  [-80,-65°]. Deux concentrations de points sont visibles à TL  $\sim$  06:00 et TL  $\sim$  13:00 (notamment pour  $f \geq 200$  kHz). La structure de l'émission suit la forme d'un ovale clairement défini à basse fréquence le long d'une latitude  $\lambda \sim -70^\circ$ . La colonne de droite montre que les émissions RH observées au nord après la traversée de l'équateur se répartissent principalement sur la gamme de temps locaux TL  $\sim$  [11:00,16:00] sur les latitudes  $\lambda \sim$  [70,85°] entre 100 kHz et 400 kHz. Des sources à haute fréquence (de 400 kHz à 800 kHz) sont également visibles côté nuit mais apparaissent comme très dispersées sur une vaste zone. Comme indiqué par la quantité de diamants gris, une grande part (42%) des directions d'arrivée correspondant à l'observation de sources nord n'intercepte pas l'iso- $f_{ce}$ .

La légère différence en terme de latitude des sources observées pour les deux hémisphères ([-80,-65°] au sud et [70,85°] au nord) peut provenir de deux origines. D'abord, le décalage vers le nord du centre du dipôle magnétique (inclus dans le modèle SPV utilisé pour mener cette étude) induit une différence de latitude des pieds d'une même ligne de champ dans chaque hémisphère. Ainsi pour une ligne de champ d'apex égal à  $7.3 R_{sat}$ , le pied sud a une latitude de  $-70^\circ$  tandis que le pied nord possède une latitude de  $71.8^\circ$ . Cette différence correspond à la tendance observée. Par ailleurs, on a vu que la latitude des émissions aurorales UV peut varier en fonction du temps local avec une zone émissive occupant des latitudes plus élevées côté soir (voir par exemple l'ovale du 19 janvier 2007 sur la figure 4.7), ce qui va également dans le sens de la tendance constatée.

Considérant le fait que le SKR est plus intense avant la traversée de l'équateur, les sources les plus actives sont donc situées côté matin entre TL = 05:00 et TL = 13:00. Ce résultat confirme ceux issus des observations de Voyager.

Enfin, l'anisotropie de l'émission a une influence considérable sur la position des sources observées qui dépend notamment de la position de l'observateur. En pratique, Cassini observe des sources préférentiellement situées à TL<sub>cass</sub>  $\pm$  03:00. Il est cependant possible d'observer des sources sur le même méridien que celui de Cassini (mais à une latitude très différente). Je montrerai au chapitre 6 que les sources qui sont observées sur le méridien de Cassini sont celles de plus haute fréquence et constituent la partie supérieure des arcs observés dans les spectres dynamiques. Ces caractéristiques mettent en évidence la nécessité de tenir compte des effets de visibilité pour toute analyse de la position des sources et, plus généralement, des émissions du SKR.

### 5.1.5 Diagramme d'émission

Dans [Ceconi et al., 2009], nous nous sommes intéressés à l'angle d'ouverture du cône d'émission des sources. Cet angle est un angle apparent puisque nous avons supposé que l'émission a lieu à  $f \sim f_{ce}$  et que les rayons se propagent en ligne droite depuis cette origine.

La figure 5.5 représente la valeur de l'angle d'ouverture en fonction de la fréquence pour les composantes LH et RH. Seules les émissions fortement polarisées circulairement ont été considérées (ce qui équivaut à une sélection des plus hautes valeurs de SNR comme souligné à l'annexe A). Tous les points sont représentés, y compris ceux pour lesquels la direction d'arrivée n'intercepte pas l'iso- $f_{ce}$ .

Pour la composante RH-nord, l'angle d'ouverture moyen  $\langle \theta \rangle$  calculé pour les points dont la direction d'arrivée intercepte l'iso- $f_{ce}$  (représentés par des croix) vaut  $60 \pm 15^\circ$  entre 80 kHz et 400 kHz. Cependant, une partie non négligeable (42%) des points correspond à des sources en dehors de l'iso- $f_{ce}$  et conduit à  $\langle \theta_{hors\ iso-f_{ce}} \rangle \sim 90^\circ$  (cf annexe E). Il existe donc un biais sur la détermination de l'angle d'ouverture réel des sources, probablement supérieur à  $\langle \theta \rangle$ .

Pour l'émission LH-sud, le nombre de points au limbe est négligeable et la valeur moyenne calculée apparaît comme plus significative. On trouve une valeur de  $\langle \theta \rangle$  qui varie en fréquence de  $46 \pm 5^\circ$  à 50 kHz à  $55 \pm 7^\circ$  à

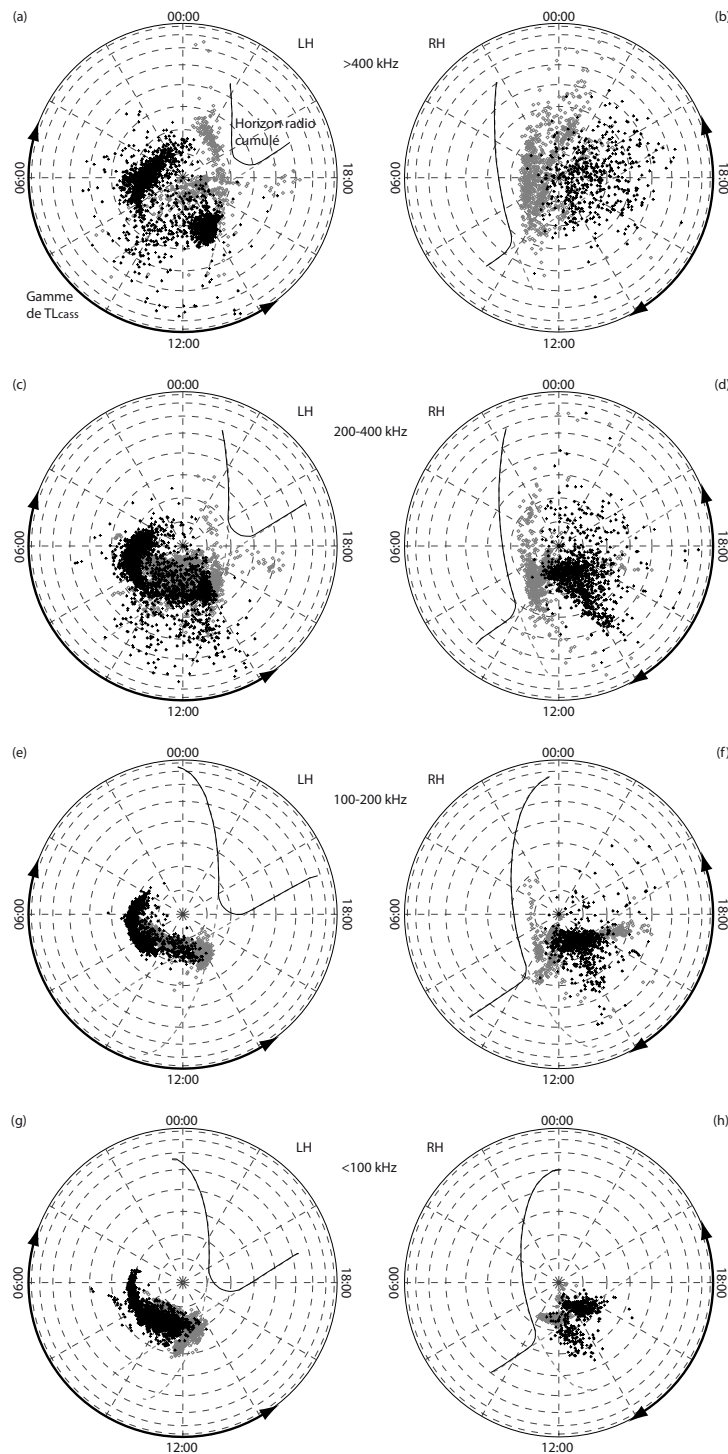


FIGURE 5.4 – Pied des lignes de champ magnétique, à la surface de la planète, portant les sources radio localisées par goniopolarimétrie. Les panneaux à gauche (a,c,e,g) et à droite (b,d,f,h) montrent respectivement les émissions LH-sud et RH-nord, qui correspondent chacune à une partie de l'intervalle étudié (voir figures 5.1 et 5.2). Les sources LH-sud sont observées de 10 h à 22 h 20 min (traversée du plan équatorial) le 25 septembre 2006 et les sources RH-nord de 22 h 20 min le 25 septembre à 10 h le 26 septembre 2006. Chaque ligne de la figure (constituée de deux panneaux) correspond à une sélection de fréquences différente :  $\geq 400$  kHz (a,b) 200–400 kHz (c,d), 100–200 kHz (e,f) et  $\leq 100$  kHz (g,h). Les croix noires et les diamants gris correspondent aux cas où la direction d'arrivée intercepte ou non l'isosurface  $f = f_{ce}$  associée (cf annexe E). La courbe en trait plein indique l'horizon radio "cumulé" sur l'intervalle, c'est-à-dire l'intersection de tous les horizons radio de la période (ce qui signifie qu'aucune émission n'a pu être observée au delà de cette limite). Les doubles flèches en trait gras montrent la gamme de  $TL_{cass}$  de l'intervalle étudié.

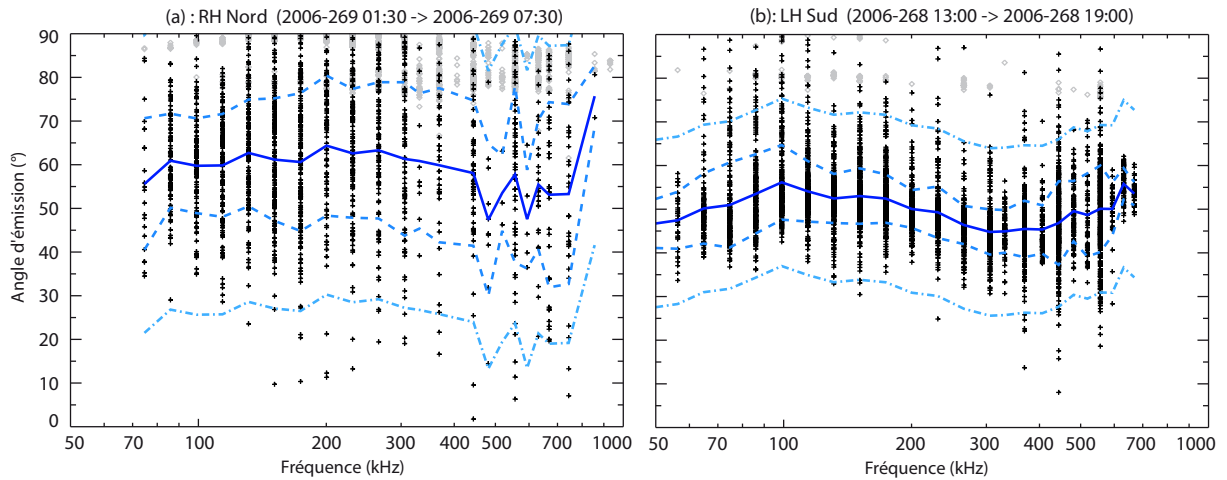


FIGURE 5.5 – Angle d'émission (entre la direction du champ magnétique à la source et la direction d'arrivée de l'onde) pour les sources nord (a) et sud (b) correspondant à un intervalle de 6 h précisé dans le titre de chaque panneau. Seules les données avec un taux de polarisation circulaire  $|V| \geq 0.9$  ont été retenues. Les croix noires et les diamants gris représentent les directions d'arrivée qui interceptent ou non leur iso- $f_{ce}$  (cf annexe E). Les courbes bleues en trait plein et en pointillés indiquent respectivement la moyenne et sa valeur  $\pm$  l'écart type calculées uniquement sur les croix. Les courbes mixtes en bleu clair montrent l'erreur maximale sur l'angle d'émission si on considère une barre d'erreur initiale de  $2^\circ$  sur la direction d'arrivée de l'onde dans le plan des antennes.

100 kHz, puis qui diminue pour atteindre  $45 \pm 5^\circ$  à 400 kHz.

Cette décroissance de l'angle d'émission vers les hautes fréquences ainsi que le fait que l'angle d'émission soit plus élevé au nord qu'au sud sont deux résultats importants qui font l'objet d'une discussion au chapitre 6.

## 5.2 Imagerie comparée des sources UV et radio

La partie 5.1 a montré qu'il était possible de localiser assez précisément les sources du SKR et les lignes de champ magnétique associées, ouvrant de nouvelles possibilités de comparaison directe des émissions UV et radio.

Dans le cas terrestre, et à l'aide des observations fournies par le satellite DE1, Huff et al. [1988] ont montré sur quelques exemples de goniométrie de l'AKR que les sources radio intenses se retrouvaient sur des lignes de champ se projetant dans la partie intense de l'ovale (observé en UV et visible). Une telle étude n'avait jamais été entreprise ni pour Jupiter ni pour Saturne.

Je me suis intéressé dans la partie qui suit, non seulement à la localisation des sources radio, mais également à leur intensité. L'annexe E détaille comment, une fois connues la position des sources, leur barre d'erreur associée et leur intensité, on peut réaliser des images radio semblables aux images UV.

### 5.2.1 Campagne d'observation commune HST-Cassini de janvier 2007

Les campagnes d'observation du HST de janvier 2004 et janvier 2007 correspondent toutes deux à des observations du SKR par RPWS. Cependant pour janvier 2004 (phase pré-insertion), les grandes valeurs de  $r_{cass}$  ne permettent pas de localiser les sources radio avec une précision suffisante. L'étude qui suit a donc été menée sur la campagne 2007.

La position de Cassini pendant cette période ainsi que les spectres dynamiques du flux et de la polarisation du SKR sont visibles au chapitre 6, où ils font l'objet d'une étude plus approfondie. On a vu à la partie 5.1 la faible erreur obtenue sur la localisation des sources radio lorsque Cassini est proche de la planète. Malheureusement

en janvier 2007, la sonde ne s'est pas approchée à moins de  $13 R_{sat}$  de Saturne, ce qui a pour effet d'augmenter considérablement la dispersion du signal par rapport aux dimensions de la planète. De plus l'intervalle du 20 janvier à midi au 23 janvier à midi montre une extinction du SKR caractéristique des hautes latitudes et fait disparaître une grande partie du signal utile. J'ai néanmoins analysé de manière systématique la position des sources radio sur tous les intervalles de temps correspondant aux images HST. Les quelques exemples ci-dessous illustrent les cas où la qualité des données est suffisante pour donner des résultats significatifs.

## 5.2.2 Etudes de cas

### Image HST individuelle du 17 janvier 2007

Le 17 janvier à 04 h 01 min, pendant que le HST enregistrerait une image de temps de pose 100 s avec l'instrument ACS et le filtre F125, le HFR fonctionnait en mode 2-antennes depuis Cassini, située à la position :  $r_{cass} = 13.1 R_{sat}$ ,  $\lambda_{cass} = -26.5^\circ$  et  $TL_{cass} = 12:47$ . Ces conditions étaient donc optimales : la distance Cassini-Saturne était la plus faible de la campagne, la latitude de Cassini permettait à la fois d'avoir une bonne visibilité sur l'hémisphère sud et de pouvoir utiliser les mesures 2-antennes. Enfin Cassini était quasiment sur le méridien sub-terrestre, jouissant d'un point de vue similaire au HST.

Les images UV et radio ainsi que leur projection polaire à la surface de la planète (voir les annexes C et E) sont représentées sur la figure 5.6. Là où l'émission radio est visible et intense, elles témoignent d'une correspondance frappante !

D'abord Cassini n'observe des sources radio intenses que côté matin, ce qui est en bon accord avec le fait que l'ovale UV devient diffus et peu intense côté soir. L'absence d'observation de sources sur le méridien de Cassini est directement à relier aux effets de visibilité décrits dans notre étude [Cecconi et al., 2009].

Ensuite la projection polaire radio montre que les émissions intenses côté matin reproduisent exactement la morphologie de la projection polaire de l'ovale UV à  $\lambda \sim -75^\circ$ , et ce, malgré une barre d'erreur large de  $\pm 10^\circ$  sur la latitude.

Par ailleurs, la structure de l'émission radio sur l'intervalle  $TL \sim [05:00, 08:00]$  est déterminée sur la projection polaire par les barres d'erreur "étalées" associées aux points proches du limbe (donc de l'horizon radio). On peut tirer une information supplémentaire de la localisation des points qui n'appartiennent pas à l'isosurface  $f = f_{ce}$  (non représentés sur la projection polaire radio). En effet, la figure E.2 correspond exactement aux images radio de la figure 5.6 mais représente uniquement la localisation des sources. On y voit sur la projection magnétique polaire que les points au limbe s'accumulent préférentiellement dans la continuité de l'ovale côté matin, en accord avec la tendance observée sur l'ovale UV.

Enfin, l'image dans le plan d'observation de Cassini permet de se représenter à deux dimensions que les sources radio intenses sont bien distribuées le long des lignes de champ magnétique de  $\lambda_B = -75^\circ$  et de  $TL_B = 06:00, 08:00$  et  $10:00$  (notées (1), (2) et (3)).

Ce premier cas illustre donc, malgré l'imprécision liée à la distance au moment de l'observation, une corrélation claire entre les lignes de champ actives en radio et en UV.

### Image HST moyenne du 17 janvier 2007

Le cas précédent consistait en l'étude d'un intervalle de 100 s. Pour améliorer le rapport signal sur bruit, la figure 5.7 montre une image similaire à celle de la figure 5.6, mais où le temps d'intégration en UV comme en radio correspond au temps de pose total du HST sur la journée (19 poses de 100 s chacune).

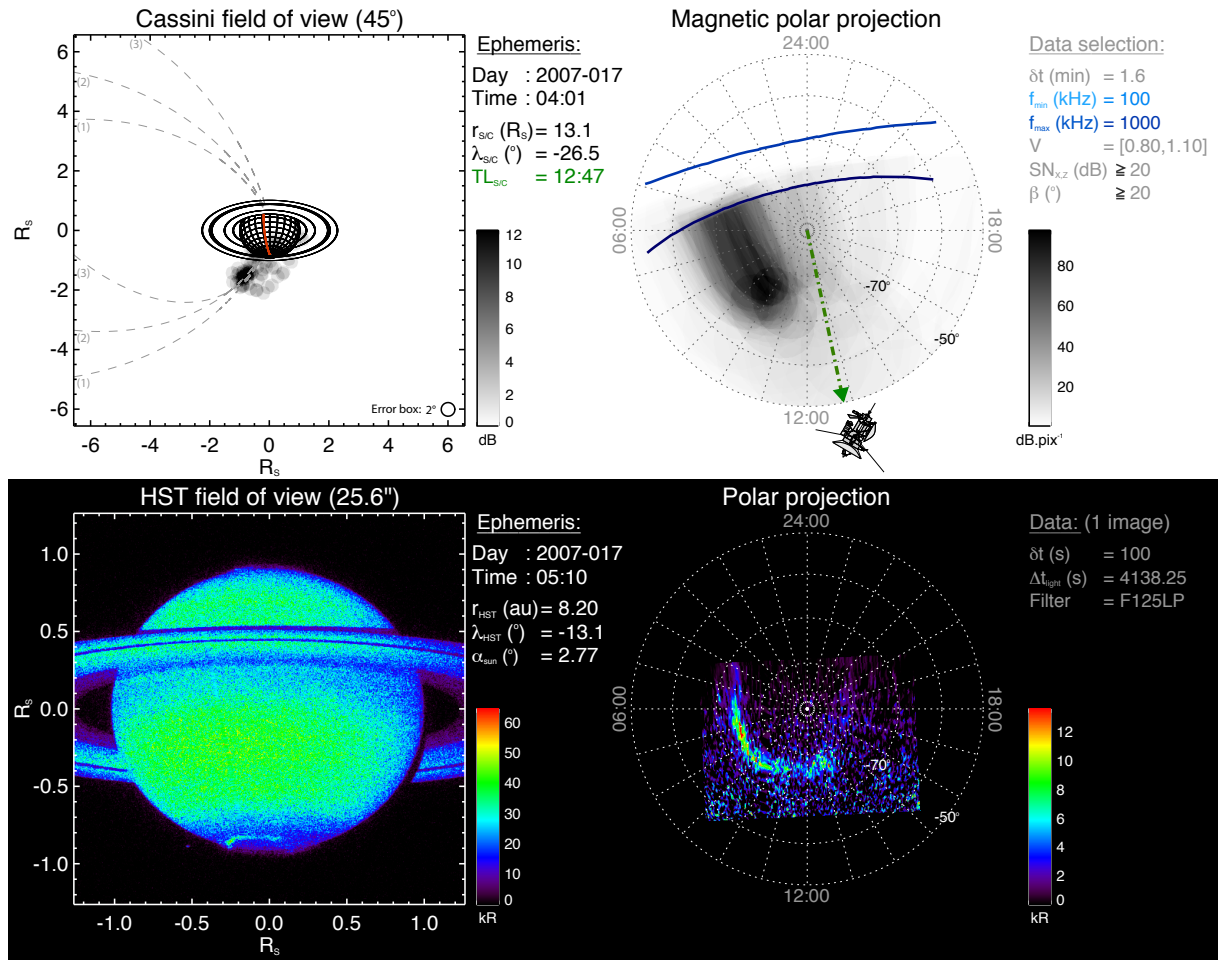


FIGURE 5.6 – Images radio et UV du 17 janvier 2007 à 04 h 01 min intégrées sur une durée de 100 s. Les éphémérides correspondantes de Cassini et du HST sont indiquées au centre. Les deux panneaux du haut montrent les images radio (voir annexe E) respectivement dans le plan d’observation de Cassini et en projection polaire magnétique à la surface de la planète, utilisant une sélection de données précisée à droite. Cette sélection est sévère pour ne prendre en compte que les sources les plus intenses et fortement polarisées pour toutes les fréquences du SKR entre 100 et 1000 kHz (des effets de réfraction sont probables au dessous de 100 kHz). Sur l’image de gauche le méridien de temps local midi est indiqué en rouge tandis que sur celle de droite (organisée en temps local)  $TL_{\text{cass}}$  est indiqué par une flèche verte. Les lignes de champ magnétique notées (1), (2) et (3) ont respectivement un pied de coordonnées  $\lambda_B = -75^{\circ}$  et  $TL_B = 06:00, 08:00$  et  $10:00$ . Les lignes bleues indiquent les horizons radio correspondant aux fréquences limites de la gamme sélectionnées : 100 kHz et 1000 kHz. Les deux panneaux du bas montrent l’image UV brute correspondant aux données indiquées à droite et sa projection polaire après soustraction du réfléchi solaire et correction de l’angle de phase.

On observe que la morphologie de l’ovale UV, la distribution des sources radio et leur intensité respective sont mieux définies. L’image radio dans le plan d’observation de Cassini montre une tache source très intense et une émission plus étalée à proximité de la planète (l’incertitude sur le couple  $(\theta, \phi)$  dépend du SNR). La projection polaire magnétique révèle une structure intense côté matin plus précise que celle de la figure 5.6 : la latitude de l’émission radio suit un ovale à  $-75 \pm 7^{\circ}$ , compatible avec l’ovale UV.

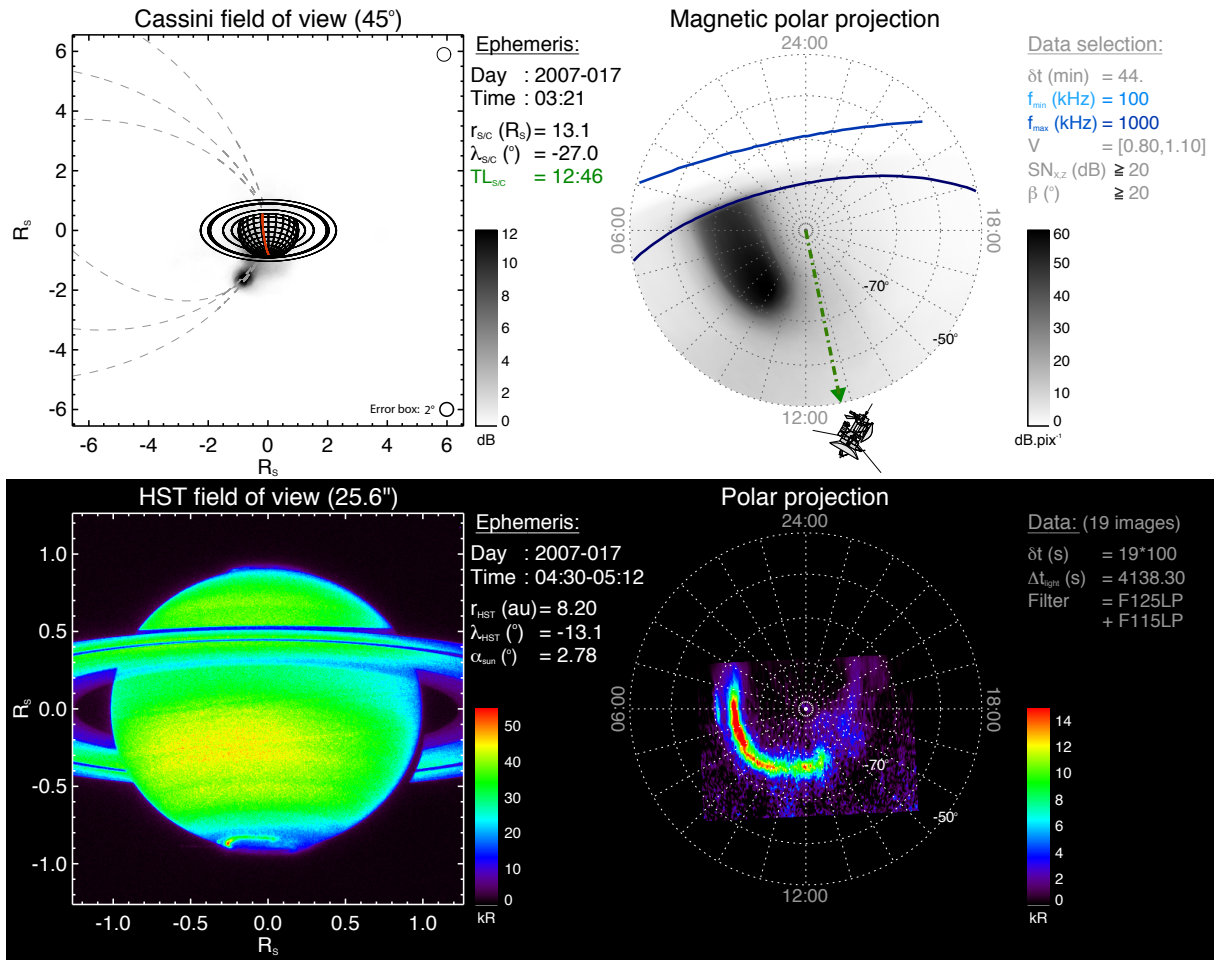


FIGURE 5.7 – Idem figure 5.6 à l’exception de la durée d’intégration des images, qui correspond ici à l’intégralité des prises de vue HST de la journée du 17 janvier 2007 (19 poses de 100 s chacune).

Effet de la visibilité, l’émission intense disparaît au temps local 11:00  $\sim TL_{\text{cass}} - 02:00$ . Autre effet probablement relié à la visibilité, l’observation d’un point chaud dans l’ovale UV à 06:00 (à une latitude  $\sim -70^\circ$ ) n’est pas observée aussi clairement dans l’image radio, mais dans ce cas  $\sim 07:00$  de temps local séparent Cassini et la position de la zone intense.

### Image HST moyenne du 14 janvier 2007

Pour tester la robustesse de cette correspondance UV/radio obtenue sur un jour particulier, il importait de la vérifier dans une autre configuration Cassini-Saturne. Cependant les autres journées d’observation n’ont pas permis d’obtenir des données radio d’aussi bonne qualité au moment des mesures HST, notamment à cause de la sporadicité de l’émission, de sa visibilité et de la distance Saturne-Cassini. Malgré tout, les cartes radio de la figure 5.8, bien qu’entachées d’une grande imprécision, viennent confirmer ces premiers résultats.

Le 14 janvier 2007, de 14 h 09 min à 14 h 52 min, Cassini était située à  $r_{\text{cass}} = 16.7 R_{\text{sat}}$ ,  $\lambda_{\text{cass}} = -26.5^\circ$  et  $TL_{\text{cass}} = 03:04$ . La sonde avait donc un point de vue quasiment opposé (côté minuit) à celui du HST (côté midi). La figure 5.8 montre que l’ovale UV moyen sur la journée est fin et bien défini entre  $TL = 05:00$  et  $TL = 13:00$



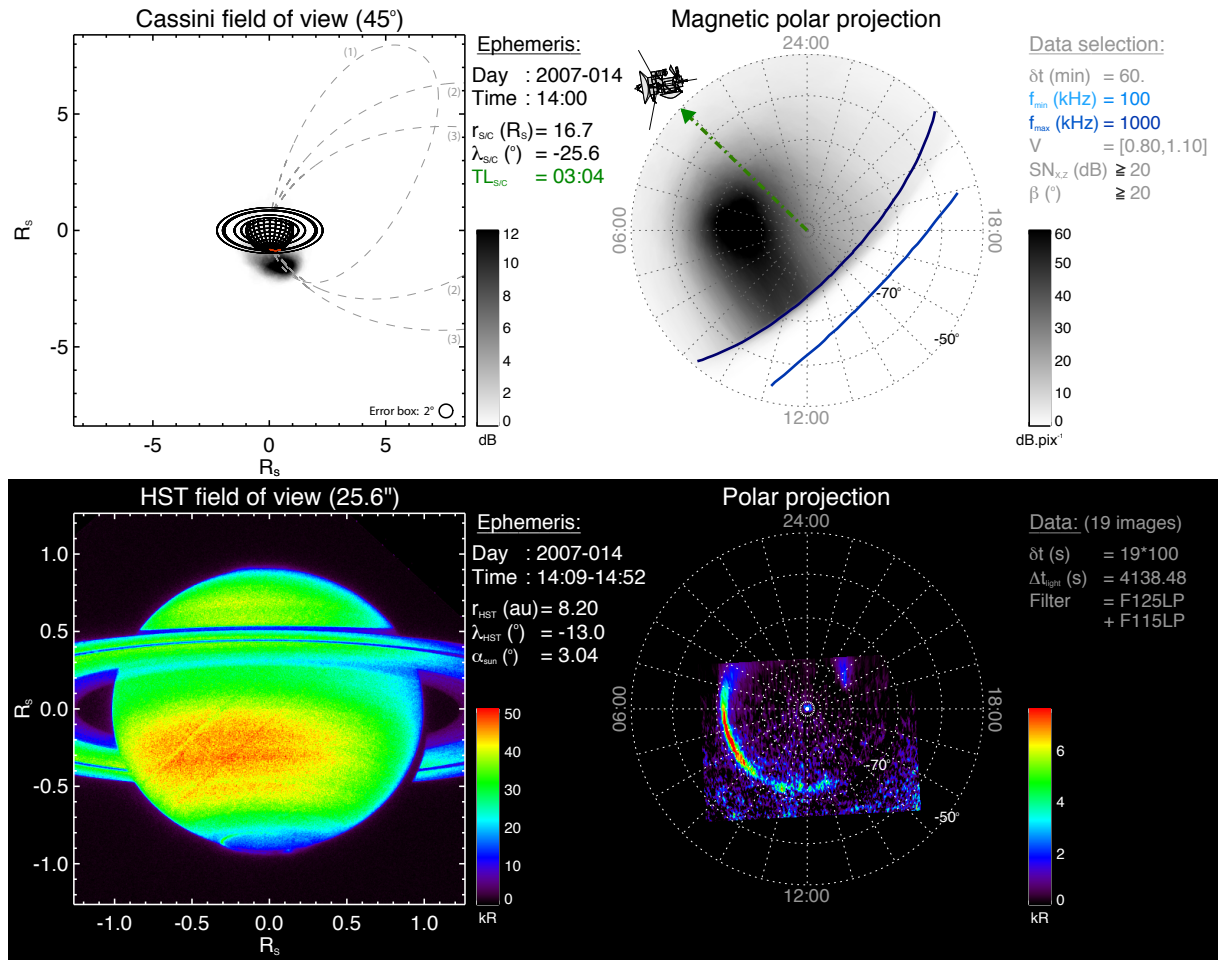


FIGURE 5.8 – Idem figure 5.7 pour la journée du 14 janvier. Les pieds des lignes de champ magnétique notées (1), (2) et (3) sur l'image radio en haut à gauche ont pour coordonnées :  $\lambda_B = -75^{\circ}$  et  $TL_B = 04:00, 06:00$  et  $08:00$ .

à  $-72 \pm 2^{\circ}$  de latitude. L'émission radio observée par Cassini provient à nouveau essentiellement du côté matin. La partie la plus intense de la projection polaire radio est située entre  $TL = 04:00$  et  $TL = 08:00$  à une latitude de  $-75 \pm 8^{\circ}$ . Avant  $04:00$ , l'émission qui fait face à la sonde ne peut plus être observée tandis que la structure de l'émission intense côté matin au delà de  $08:00$  s'étire dans la direction de la projection de l'ovale UV. Il n'est pas possible de discuter l'absence d'émission radio intense côté nuit puisque la partie projetée correspondante de l'ovale UV n'est pas visible. L'image non projetée suggère néanmoins la présence d'une émission peu intense.

Malgré une grande incertitude, ce second exemple vient donc confirmer une correspondance forte entre les lignes de champ actives en UV et en radio, établie grâce aux images précédentes. Ce résultat est important car il signifie que ce sont les mêmes faisceaux d'électrons énergétiques, accélérés à la frontière de la calotte polaire (à la limite entre les lignes de champ ouvertes et fermées), qui alimentent les sources UV et radio.

### 5.2.3 Ovale radio statistique préliminaire

Malgré une intersection limitée entre les observations du HST et de Cassini, les émissions aurales UV comme radio ont été suffisamment observées pour pouvoir mener une étude statistique sur chaque émission indépendam-

ment. Un ovale moyen UV calculé sur les campagnes 2004 et 2007 a été obtenu au chapitre précédent et est représenté sur la figure 4.8.

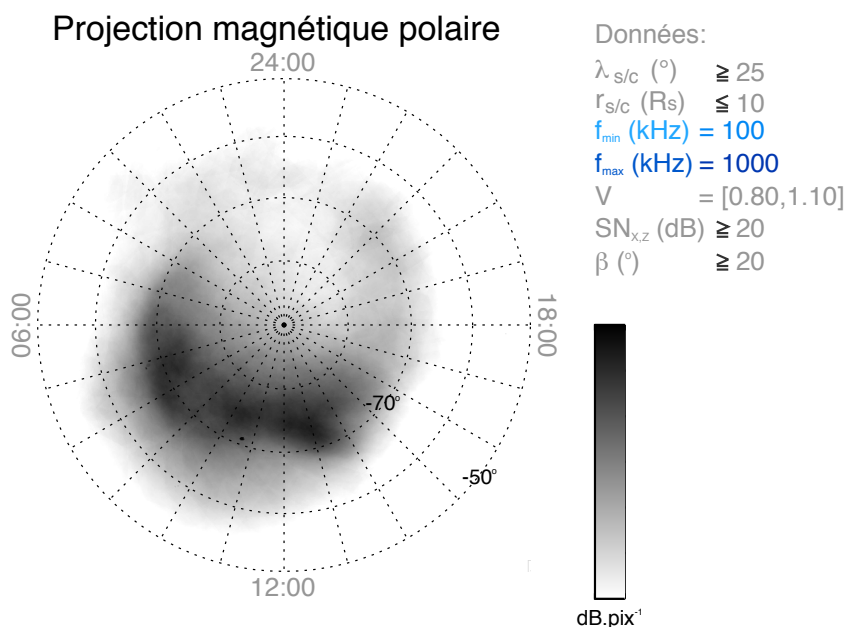


FIGURE 5.9 – Ovale radio statistique déduit des 11.7 jours d’observation cumulés (durant lesquels la sonde a observé tous les temps locaux) en mode 2-antennes pour les sélections indiquées à droite entre le 31 juin 2004 et le 31 décembre 2007. Les données de l’hémisphère nord et de l’hémisphère sud ont été utilisées ensemble sur une seule et même projection sous l’hypothèse d’une conjugaison magnétique des sources. On a donc une incertitude intrinsèque de  $\Delta\lambda_B \sim 2^\circ$  due au modèle de  $\mathbf{B}$  sur la latitude de l’émission. Un seuil a été appliqué pour augmenter le contraste.

Il est possible d’effectuer la même opération pour les observations radio. Afin d’obtenir une bonne précision sur la position de sources, seules les positions de Cassini correspondant à une bonne visibilité de l’émission ont été retenues ( $r_{cass} \leq 10 R_{sat}$  et  $\lambda_{cass} \geq 25^\circ$ ). Les mesures 2-antennes satisfaisant à cette sélection entre le 30 juin et 2004 et le 30 mars 2008 correspondent ainsi à une durée de 11.7 jours. Le calcul lourd ayant mené à l’image radio de la figure 5.9 a été réalisé avant la découverte de la polarisation elliptique du SKR pour  $\lambda_{cass} \geq 30^\circ$ . Une analyse à posteriori de la comparaison de la localisation des sources issues des modes 2-antennes et 3-antennes m’a permis de vérifier que les directions données par le mode 2-antennes étaient fausses au delà de la limite en latitude de  $30^\circ$ . Les implications sur la construction de la carte radio de la figure 5.9 sont les suivantes : il n’y a pas d’incidence lorsque les directions sont suffisamment fausses pour ne pas intercepter avec l’iso- $f_{ce}$  (points non pris en compte, voir annexe E) ; par ailleurs lorsqu’il y a intersection de l’iso- $f_{ce}$ , les positions trouvées sont aléatoires et produisent un fond diffus sur l’image. En conséquence les structures discrètes observées sur la figure 5.9 sont dues aux 18% des données pertinentes où  $|\lambda_{cass}|$  appartient à  $[25^\circ, 30^\circ]$ . Un seuil d’intensité a été appliqué à l’image pour atténuer la contribution des émissions diffuses.

La carte radio préliminaire obtenue révèle une structure forme d’ovale de latitude comprise entre  $70^\circ$  et  $80^\circ$  (les émissions nord et sud sont tracées ensemble, ce qui correspond à une vue "au travers" de la planète pour l’hémisphère sud) qui confirme les résultats présentés dans la partie 5.1. L’ovale radio moyen présente de plus une surintensité entre TL = 05:00 et TL = 14:00 (incluant une possible contribution liée au cornet polaire aux temps locaux voisins de midi) et une émission plus diffuse et moins intense côté soir (cette tendance est considérée

comme significative car Cassini a couvert tous les temps locaux). Les caractéristiques de cet ovale radio moyen correspondent exactement à celles relevées sur l'ovale UV moyen.

Si ce résultat va dans le sens des études de cas, seule une caractérisation à l'aide de mesures 3-antennes pourra permettre d'établir sans ambiguïté la morphologie précise l'ovale radio moyen.

### 5.3 Perspectives

Comme mentionné dans la dernière partie, les mesures 2-antennes présentent une limite intrinsèque à la détermination des grandeurs  $(\theta, \phi)$  dans la mesure où elles supposent une polarisation linéaire nulle. L'utilisation en routine des mesures 3-antennes devrait permettre de calculer précisément la localisation des sources depuis n'importe quelle position de la sonde. Les positions de haute latitude sont particulièrement intéressantes dans la mesure où elles permettent de voir des sources sur une grande gamme de temps locaux. La décision récente (RPWS Team Meeting de mai 2008) d'augmenter la proportion des mesures 3-antennes par rapport aux mesures 2-antennes va dans ce sens.

L'étude comparée UV/radio de la localisation des sources sur la campagne 2007 a vocation naturelle à s'étendre à la récente campagne d'observation de janvier 2008 pour laquelle Cassini a parcouru une grande variété de positions à haute latitude et à proximité de la planète avec des enregistrements en mode 3-antennes. Ces données devraient permettre de caractériser la morphologie détaillée mais aussi la variabilité de l'ovale radio, et enfin permettre de comparer les puissances émises par chaque mécanisme en ne considérant que les zones d'émission communes radio et UV.

Une étude étendue multi-spectrale, incluant les observations UV et IR des instruments UVIS et VIMS embarqués sur Cassini est une autre perspective proche fournissant l'opportunité d'observer toutes les émissions aurorales d'un même et unique point de vue.

Les résultats présentés dans ce chapitre sont cohérents avec ceux déduits de l'étude statistique du chapitre 2 sur la distribution des sources ou de l'angle d'émission du SKR. Cependant, ils montrent que la localisation du SKR devient vite difficile lorsque la visibilité n'est pas bonne ou lorsque la sonde est trop loin de la planète. Plusieurs moyens d'améliorer la précision sur la localisation des sources sont envisageables. La méthode de détermination de la position spatiale de la source repose d'abord sur l'hypothèse  $f \sim f_{ce}$ . Un moyen plus précis de déterminer cette position serait de calculer l'iso-contour de la fréquence de coupure réelle  $f_X$  en tout point de l'environnement de Saturne.

Le modèle de champ utilisé est le modèle SPV avec la contribution de l'anneau de courant de Connerney et al. [1983]. Si Cassini n'a pas encore permis d'obtenir des observations suffisamment proches de Saturne pour améliorer sensiblement le modèle SPV, un modèle d'anneau de courant récemment proposé par Bunce et al. [2007] pourrait être une autre étape pour améliorer la localisation des sources.

Une analyse statistique de l'angle d'émission des sources posera une contrainte empirique sur les caractéristiques de la production des émissions radio par IMC. Le chapitre 6 montre qu'on peut calculer des angles d'émission typiques au nord et au sud qui mènent à modéliser correctement le SKR.

L'étude de l'influence de la réfraction par tracé de rayons (dont on s'attend à ce qu'elle soit importante en deçà de 100 kHz) est indispensable pour estimer les caractéristiques des sources basse fréquence.

### 5.4 Les rendez vous d'Hubble et Cassini

L'instrument HFR embarqué sur la mission Cassini a permis de mener pour la première fois une analyse goniopolarimétrique systématique sur les émissions radio aurorales d'une autre planète que la Terre.

L'étude de la localisation des sources du SKR a confirmé un résultat fondamental : les sources radio sont présentes tout autour de la planète, y compris côté nuit, mais elles sont généralement plus intenses côté matin. Les effets de visibilité intrinsèque se traduisent par une observation partielle des zones émissives. La sonde observe en

général des sources dans des régions restreintes à une gamme de temps locaux voisins de celui de l'observateur, gamme qui dépend de la latitude de la sonde.

La localisation spatiale des sources sur un intervalle réduit correspondant à un périkrone a conduit à une identification d'émission marginale sur le mode ordinaire ainsi qu'à une première évaluation de l'angle d'émission pour les observations de chaque hémisphère qui semble évoluer autour de  $60 \pm 15^\circ$  à 100 kHz pour décroître avec la fréquence.

Les images UV ont également été comparées aux images correspondantes d'intensité du SKR. Des études de cas ont démontré que l'émission radio observée correspond à une partie de l'ovale UV. Les premiers résultats statistiques sont encore plus prometteurs puisque la structure moyenne des émissions radio tout autour de la planète ressemble fortement à celle de l'ovale UV.

Ces résultats suggèrent donc pour la première fois l'existence d'un ovale radio lié directement à l'ovale UV et posent de nouvelles questions. Quelle est la variabilité à court terme des lignes de champ actives pour chaque mécanisme ? Comment se distribue l'énergie des électrons auroraux entre précipitation dans l'atmosphère et amplification d'ondes électromagnétiques à haute altitude par effet maser ?

La campagne HST de janvier 2008, ainsi que les observations de Cassini (UVIS, VIMS) et celles des grands télescopes au sol fourniront l'occasion de se pencher prochainement sur ces questions.



# CHAPITRE 6

---

## Simulation des effets de visibilité du SKR

---

**P**RÉCÉDEMMENT a été mise en évidence la complexité de l'anisotropie du rayonnement kilométrique kronien dont les sources, distribuées de façon inhomogène dans les zones aurorales, illuminent sélectivement certaines régions de l'espace. Ceci peut s'observer sous la forme de structures temps-fréquence typiques dans les spectres dynamiques obtenus le long de la trajectoire de l'observateur. D'abord des formes d'arcs, connues depuis Voyager [Boischot et al., 1981] et observées dans les émissions radio aurorales joviennes ont de nouveau été détectées dans les spectres RPWS (voir figure 6.1a,b). L'utilisation par Thieman et Goldstein [1981] d'un diagramme d'émission empirique pour modéliser ces arcs constitue la seule tentative de simulation des émissions kroniennes. Par ailleurs, j'ai répertorié d'autres types de structures dans les observations Cassini au chapitre 2 comme la disparition du SKR à proximité de la planète (attribuée à l'entrée dans la zone d'ombre équatoriale) ainsi que l'extinction du signal aux limites haute et basse fréquence du spectre aux hautes latitudes nord.

Ce chapitre propose de tirer partie de ces mesures pour modéliser théoriquement l'effet de l'anisotropie de l'émission dans les spectres dynamiques en simulant la visibilité du SKR pour des sources et un observateur donnés. Les résultats présentés ont été obtenus grâce au code SERPE (Simulateur d'Emissions Radio Planétaires et Exoplanétaires) développé pour Jupiter et que j'ai adapté au cas de Saturne.

La modélisation des structures en forme d'arcs ainsi que la zone d'ombre équatoriale a fait l'objet d'une publication au Journal of Geophysical Research [Lamy et al., 2008a], visible à l'annexe G.8. Les parties 6.1 à 6.3 résument brièvement le fonctionnement du modèle utilisé et montrent les premiers résultats obtenus tandis que la partie 6.4 détaille la simulation des extinctions de signal observées aux hautes latitudes nord. Enfin, la partie 6.5 discute comparativement le résultat de ces simulations.

### 6.1 Simuler les émissions radio planétaires

Le code de simulation SERPE, développé par Hess et al. [2008] pour modéliser les émissions radio résultant de l'interaction Io-Jupiter (observées sous la forme d'arcs), repose sur le mécanisme de l'Instabilité Maser Cyclotron (IMC), considéré comme le meilleur candidat pour expliquer la génération des émissions radio aurorales (détectées sur la Terre, Jupiter, Saturne, Uranus et Neptune). SERPE permet de calculer la visibilité des sources radio dont

le diagramme d'émission est contraint par l'IMC, et ainsi de construire les spectres dynamiques détectés par un observateur donné. J'ai adapté ce code à Saturne en utilisant le modèle de champ magnétique connu sous le nom de SPV (Saturne-Pioneer-Voyager) développé par Davis et Smith [1990] associé à la contribution magnétique apportée par l'anneau de courant équatorial modélisé par Connerney et al. [1983]. La description de son fonctionnement est l'objet de l'annexe F.

### 6.1.1 Instabilité Maser Cyclotron

L'IMC a été décrite en détail par Wu [1985] et Wu et Lee [1979]. Son utilisation dans le cadre du code SERPE a été rappelée par Hess et al. [2008] et est brièvement résumée ci-dessous. L'IMC est un mécanisme d'émission qui repose sur une instabilité résonante entre des électrons énergétiques (quelques keV) en mouvement hélicoïdal autour des lignes de champ magnétique (à la gyropulsation  $\omega_{ce} = 2\pi f_{ce}$ ) et des ondes électromagnétiques polarisées circulairement (de pulsation  $\omega = 2\pi f$ ). L'équation de résonance s'écrit :

$$\omega = \omega_{ce}/\Gamma + k_{\parallel}v_{\parallel} \quad (6.1)$$

où  $\Gamma = 1/\sqrt{1 - v_{e-}^2/c^2}$  est le facteur de Lorentz relativiste,  $v_{e-}$  la vitesse des électrons résonants et  $\mathbf{k}$  le vecteur d'onde où l'indice  $\parallel$  indique la projection le long de la direction du champ magnétique à la source [Wu, 1985]. Cette équation exprime le fait qu'il y a résonance quand la pulsation de l'onde, égale dans le référentiel de l'électron à  $\omega - k_{\parallel}v_{\parallel}$ , est égale à la gyropulsation relativiste de l'électron  $\omega_{ce}/\Gamma$ .

Dans l'approximation faiblement relativiste,  $v_{e-} \ll c$ ,  $\Gamma$  s'écrit :

$$\Gamma \sim 1 + \frac{v_{e-}^2}{2c^2} \sim 1 + \frac{v_{\parallel}^2}{2c^2} + \frac{v_{\perp}^2}{2c^2} \quad (6.2)$$

et la condition de résonance 6.1 correspond à l'équation d'un cercle dans le plan des vitesses ( $v_{\parallel}, v_{\perp}$ ) de centre  $v_0 = k_{\parallel}c^2/\omega_{ce}$  et de rayon  $R(v_0, \omega, \omega_{ce})$  [Galopeau et al., 2004]. Le taux de croissance  $\gamma$  (dont l'intégrale sur le trajet de l'onde donne l'amplification) le long de ce cercle de résonance dépend directement de  $\nabla_{v_{\perp}} f(v_0, R)$  où  $f$  est la distribution des électrons dans le plan des vitesses ( $v_{\parallel}, v_{\perp}$ ) [Wu, 1985] et  $\nabla_{v_{\perp}}$  le gradient dans la direction  $v_{\perp}$ . Il peut y avoir amplification quand  $\nabla_{v_{\perp}} f(v_0, R)$  est positif et que sa contribution est dominante.

L'angle d'ouverture du cône d'émission radial  $\theta$  par rapport à la direction du champ magnétique est relié au centre du cercle de résonance  $v_0$  selon l'équation :

$$c \cos \theta = c \frac{\mathbf{k} \cdot \mathbf{B}}{k} = c \frac{k_{\parallel}}{k} = \frac{k_{\parallel} c^2}{\omega_{ce}} \frac{\omega}{k c} \frac{\omega_{ce}}{\omega} = v_0 \frac{1}{N} \frac{\omega_{ce}}{\omega} \quad (6.3)$$

où  $N$  est l'indice de réfraction (donné par l'équation de dispersion d'Appleton-Hartree dans un plasma froid) et  $\mathbf{B}$  le champ magnétique.

Je ne m'intéresse par la suite qu'à l'émission dominante émise sur le mode extraordinaire R-X (correspondant à une polarisation droite pour les ondes les plus amplifiées) à une pulsation proche de la pulsation de coupure  $\omega_X = 2\pi f_X$  (cf chapitre 1). Comme le SKR est émis dans des régions raréfiées en plasma ( $\omega_{pe} \ll \omega_{ce}$ , avec  $\omega_{pe}$  la fréquence plasma électronique, voir [Galopeau et al., 1989]), j'utiliserai ci-après l'approximation  $\omega \sim \omega_X \sim \omega_{ce}$ . Par ailleurs, je négligerai aussi les effets de réfraction le long de la trajectoire des ondes, ce qui correspond à un indice de réfraction  $N$  voisin de 1. En d'autres termes, je considérerai que les ondes émises se déplacent en ligne droite depuis la source jusqu'à l'observateur.

### 6.1.2 Distributions électroniques instables

L'IMC amplifie donc des ondes radio sous certaines conditions à partir de l'énergie perpendiculaire d'électrons accélérés. Cette énergie libre peut provenir d'une distribution électronique  $f$  dans le plan des vitesses  $(v_{\parallel}, v_{\perp})$  instable ( $\nabla_{v_{\perp}} f \geq 0$ ) comme celle de type "cône de perte" ou "fer à cheval" [Treumann, 2006].

#### L'instabilité "cône de perte"

Comme précisé au chapitre 1, les électrons responsables des émissions aurorales spiralent autour des lignes de champ magnétique entre deux points miroirs. La position des points miroirs sur la ligne de champ est déterminée par l'angle  $\alpha_{eq}$  (appelé angle d'attaque à l'équateur,  $\alpha$  représente l'angle d'attaque courant) entre la vitesse des électrons  $v_{e-}$  et le champ magnétique à l'équateur magnétique  $\mathbf{B}$ . On note  $\alpha_{eq, lim}$  l'angle d'attaque qui correspond à un point miroir situé à la limite entre la magnétosphère et l'atmosphère. Si ces points miroirs sont situés hors de l'atmosphère ( $\alpha_{eq} = ]\alpha_{eq, lim}, 90^\circ[$ ), les électrons sont réfléchis alternativement d'un hémisphère à l'autre. Si par contre, ces points sont situés dans l'atmosphère ( $\alpha_{eq} = [0^\circ, \alpha_{eq, lim}[$ ), les électrons "descendants" vers la planète ( $v_{\parallel} \geq 0$ ) sont perdus par collision, ce qui entraîne une asymétrie de la distribution dans le plan  $(v_{\parallel}, v_{\perp})$ . La partie de vide ( $[0, \alpha_{eq, lim}[$  pour les  $v_{\parallel} \leq 0$ ) correspond à un cône de révolution autour de l'axe  $v_{\perp}$  à l'origine du nom de "cône de perte".

Le cercle de résonance correspondant à l'onde la plus amplifiée doit être tangent à la limite du cône pour privilégier la contribution  $\nabla_{v_{\perp}} f(v_0, R) \geq 0$ . Ce cercle est centré sur  $v_0 = v_{e-} / \cos \alpha_{eq, lim} \neq 0$ . La distribution "cône de perte" favorise donc une émission oblique (cf équation 6.3) par rapport à la direction du champ magnétique à l'endroit de l'amplification.

Grâce à la conservation du premier invariant adiabatique  $v_{\perp}^2 / \omega_{ce}$  et de l'énergie cinétique des électrons  $v_{e-}^2 = v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2$ , on peut écrire :

$$\cos \alpha = \sqrt{1 - \omega_{ce} / \omega_{ce, max}} \quad (6.4)$$

où  $\omega_{ce, max}$  est la gyropulsation maximale au pied de la ligne de champ dans la haute atmosphère (voir annexe F.1). On peut alors calculer l'angle d'ouverture du cône d'émission correspondant  $\theta(f)$  à partir de l'équation 6.3 :

$$\theta = \arccos\left(\frac{v_{e-}}{c} \frac{1}{N} \frac{\omega_{ce}}{\omega} \frac{1}{\sqrt{1 - \omega_{ce} / \omega_{ce, max}}}\right) \quad (6.5)$$

Comme nous avons supposé plus haut  $\omega \sim \omega_{ce}$  et  $N \sim 1$ , l'équation 6.5 se simplifie finalement en :

$$\theta = \arccos\left(\frac{v_{e-}}{c} \frac{1}{\sqrt{1 - \omega_{ce} / \omega_{ce, max}}}\right) \quad (6.6)$$

#### L'instabilité type "fer à cheval"

L'instabilité de type "fer à cheval" provient de faisceaux d'électrons accélérés parallèlement à une vitesse  $v_f$ . Lorsque le faisceau se propage, les électrons qui le composent évoluent de façon adiabatique. Leur distribution prend la forme d'un fer à cheval dans le plan  $(v_{\parallel}, v_{\perp})$  (donc à deux dimensions). Le cercle de résonance associé à l'onde la plus amplifiée est un cercle centré sur  $v_0 = 0$  et tangent au bord interne de la coquille. D'après l'équation 6.3, cette distribution favorise donc l'émission strictement perpendiculaire :  $\theta(f) = 90^\circ$ . Comme cette distribution est de révolution autour de l'axe  $v_{\parallel}$ , la forme de la distribution prend le nom de "coquille" à trois dimensions.



Latitude $\lambda_B$ source radio	Longitude source radio	Altitude aurores	Distribution électronique	Vitesse des électrons $v_{e-}$ (énergie cinétique)	Angle d'ouverture $\theta(f)$ du cône d'émission	Epaisseur $\Delta\theta$ du cône d'émission	Position de l'observateur	Fréquence	Résolution temporelle
70° (65°-80°)	0°-360°	1000 km	Cône de perte	0.3 c (23 keV) (0.06-0.4c (1-23 keV))	cf. eq. (1)	5° (1-5°)	Cassini	10-1200 kHz	3 min.
70° (65°-80°)	0°-360°	-	Fer à cheval	-	55° (55°-90°)	5° (1-5°)	Cassini	10-1200 kHz	3 min.

TABLE 6.1 – Gamme de paramètres utilisée dans les simulations.

Par souci de clarté, j'éviterai ci-après la formulation complète : "simulation fondée sur l'IMC avec un angle d'ouverture calculé grâce à une distribution de type cône de perte ou fer à cheval" pour la remplacer avantageusement par : simulation "cône de perte" ou simulation "fer à cheval".

### 6.1.3 Cas kronien et paramètres libres

SERPE calcule l'intensité  $I(t,f)$  de sources radio fixées, observées par un observateur choisi, directement sous la forme de spectres dynamiques. Outre le choix du champ magnétique (voir plus haut), SERPE utilise en entrée une série de paramètres qui sont décrits et commentés dans l'annexe F, résumés dans le tableau 6.1 et discutés ci-après.

L'étude paramétrique menée dans la partie F.3 montre que les paramètres libres se réduisent à la latitude du pied des lignes de champ des sources radio  $\lambda_B$  et à l'angle d'ouverture du diagramme d'émission  $\theta(f)$ . L'objectif de la modélisation des effets de visibilité du SKR est de contraindre ce couple de variables.

Pour simplifier la formulation, le terme de "source" radio (nord ou sud) désigne ci-après une demi-ligne de champ magnétique active (c'est-à-dire correspondant à un seul hémisphère), peuplée par des points source (sources individuelles) sur une gamme de fréquence donnée (voir tableau 6.1).

## 6.2 Arcs et arcs double dans le SKR

Les spectres dynamiques 6.1a,b montrent un exemple caractéristique d'arcs détectés depuis le plan équatorial sur une période d'environ deux jours correspondant à cinq bouffées (ou occurrences) typiques de SKR. Les arcs ajustés par les pointillés jaunes se répètent avec la même morphologie, ce qui suggère qu'il pourrait s'agir d'une seule et même région source observée (au moins) deux fois. Leur récurrence correspond à une période égale à 90% de la période radio : les arcs "dérivent" par rapport aux bouffées de SKR. On remarque également que chaque arc correspond en réalité à une structure double constituée de deux arcs imbriqués qui possèdent une polarisation circulaire opposée. En accord avec les observations détaillées au chapitre 2, c'est la composante RH qui domine à haute fréquence.

Les figures 6.1c,d,e montrent les spectres dynamiques simulés avec SERPE pour une gamme de paramètres typiques (voir tableau 6.1) et deux types d'angle d'ouverture calculés grâce aux instabilités "cône de perte" (panneaux (c) et (d)) et "fer à cheval" (panneau (e)) définies dans la partie 6.1. Chaque spectre modélise l'observation d'une ou plusieurs sources radio le long de la trajectoire de Cassini.

La figure 6.1c simule le spectre observé pour deux types de source dans l'hémisphère sud : l'une fixée en temps local (en gris), et l'autre fixée en longitude (en noir) c'est-à-dire qui tourne en corotation rigide avec la planète. On voit qu'il est possible de modéliser une structure en forme d'arc grâce à une émission oblique (ici type "cône de perte") quand la source radio observée se déplace dans le référentiel de l'observateur. Les deux cas simulés ici correspondent à deux limites de la vitesse relative source/observateur, qui fixe la largeur de l'arc simulé. Les arcs observés dans les figures 6.1a,b ne sont pas ajustés par des sources fixes en temps local (pourtant suggérées par les observations Voyager) mais plutôt par des sources en corotation avec la planète. La fréquence maximale des arcs simulés, située à  $\sim 1000$  kHz est un peu plus élevée que celle des arcs LH, observée à  $\sim 700$  kHz.

La figure 6.1d montre que le meilleur ajustement de la forme des arcs simulés est obtenu pour une source entraînée avec la planète à un taux de sous-corotation de l'ordre de 90%. On note également que l'utilisation de deux sources conjuguées nord/sud permet de retrouver une structure d'arc double où, comme observé, la composante

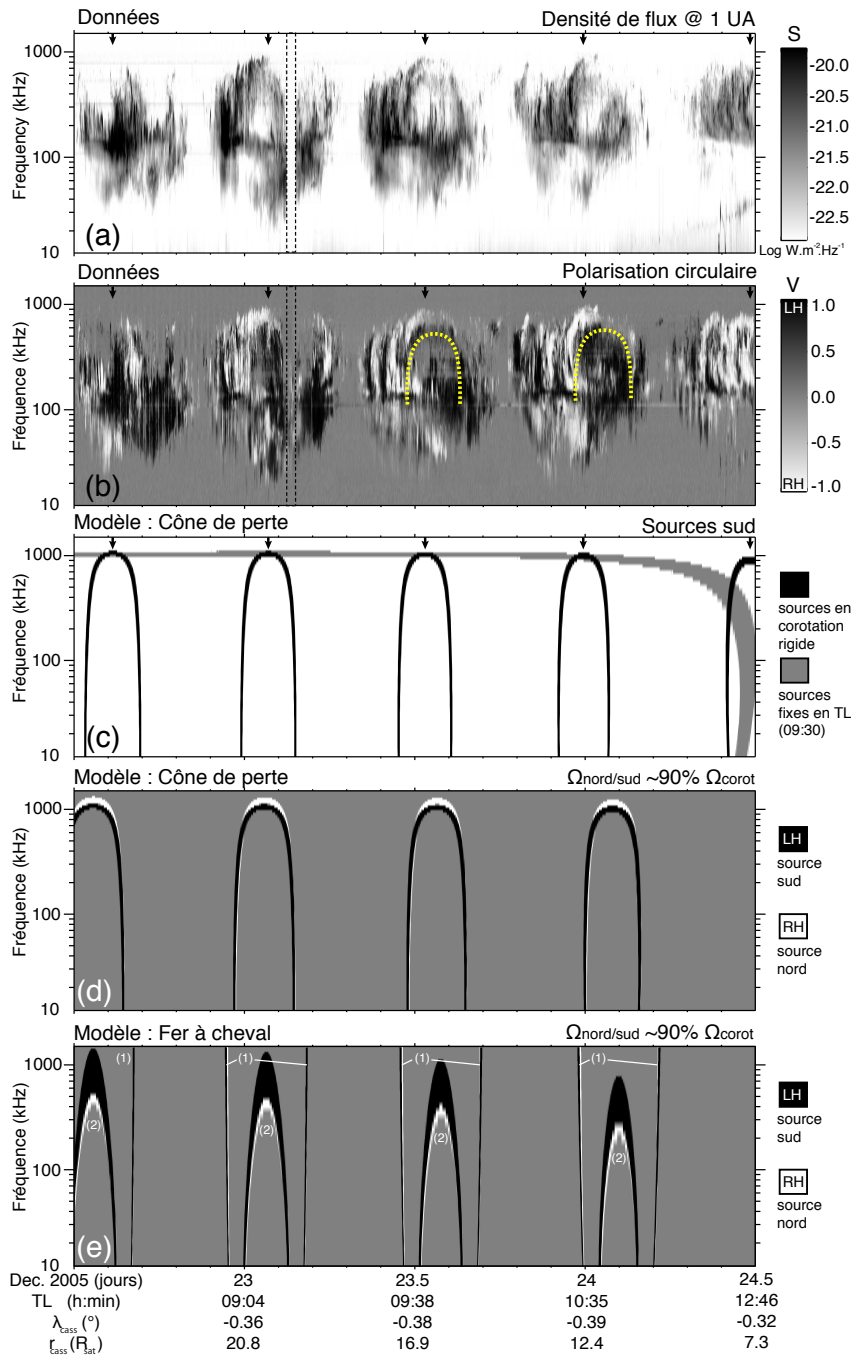


FIGURE 6.1 – Spectres dynamiques du SKR observés et simulés sur une durée de 2 jours de l'année 2005. Les panneaux (a) et (b) indiquent conventionnellement la densité de flux  $S$  normalisée à 1 UA et le taux de polarisation circulaire normalisé  $V$ . Les flèches noires indiquent la période radio (correspondant à chaque occurrence de SKR). Les pointillés jaunes indiquent les arcs "doubles" observés. Le panneau (c) montre le résultat de simulation de deux sources sud. Chacune est constituée de points source répartis le long de la ligne de champ entre 10 et 1200 kHz pour une latitude du pied de la ligne de champ  $\lambda_B = -70^{\circ}$ . L'angle d'ouverture  $\theta(f)$  associé à chaque point source de fréquence  $f$  est calculé sur la base de l'instabilité "cône de perte". L'émission représentée en gris est fixée à TL = 09:30 tandis que l'émission en noir est en sous-corotation avec la planète (l'observateur la voit donc passer autant de fois que la planète a fait de tours sur elle-même). Le panneau (d) représente le résultat de la simulation "cône de perte" de deux sources conjuguées nord/sud qui sont entraînées en sous-corotation à 90% de la période radio (proche de la période de rotation planétaire, voir chapitre 3). Comme pour le panneau (b), les émissions sud sont représentées en noir et les émissions nord en blanc. Enfin, le panneau (e) montre le résultat de simulation de deux sources conjuguées nord/sud obtenu dans l'hypothèse "fer à cheval" pour deux angles d'ouverture constants différents : l'indice (1) indique  $\theta(f) = 90^{\circ}$  tandis que l'indice (2) correspond à  $\theta(f) = 55^{\circ}$ .

nord domine à haute fréquence. Cet effet est une conséquence géométrique directe de la décroissance de  $\theta(f)$  avec la fréquence associée à l'asymétrie nord/sud du champ magnétique (le centre du dipôle est décalé de  $0.04 R_{sat}$  vers le nord). Ainsi, lorsque Cassini est à l'équateur kronographique, la sonde est légèrement en dessous de l'équateur magnétique.

Pour illustrer les résultats de simulation utilisant un angle constant, la figure 6.1e modélise deux sources conjuguées nord/sud pour deux angles  $\theta(f) = 90^\circ$  (émission perpendiculaire) et  $\theta(f) = 55^\circ$  (émission oblique). On remarque qu'il n'est pas possible de simuler les arcs observés à partir d'une émission perpendiculaire. Pour parvenir à représenter la gamme de fréquences observée en gardant un angle  $\theta(f)$  constant, il faut un angle  $\theta(f) \leq 55^\circ$ . Cependant, dans ce dernier cas on observe que la simulation ne rend compte ni de la forme de l'arc (variable dans le temps), ni de la bonne polarisation à haute fréquence. Ce dernier point illustre la conséquence géométrique du décalage du champ magnétique : sans angle d'ouverture variable, c'est la composante LH qui domine à haute fréquence.

En résumé, ces simulations du SKR illustrent un résultat important : il est possible de simuler théoriquement des arcs avec une source radio mobile dans le référentiel de Cassini. On parvient à les ajuster aux arcs observés sous les conditions suivantes : d'abord avec des sources entraînées en sous-cotation (à  $\sim 90\%$  de la période radio), ensuite avec une émission oblique plutôt que perpendiculaire, et enfin avec un cône d'émission dont l'angle d'ouverture décroît avec la fréquence (calculé uniquement dans le cas "cône de perte").

### 6.3 Zone d'ombre équatoriale

Une conséquence importante de l'anisotropie du SKR est l'existence de régions qui ne sont illuminées par aucune source radio aurorale kronienne. La figure 6.2a montre un exemple typique de disparition de l'émission lorsque la sonde traverse l'une de ces zones. Comme la trajectoire correspondante est quasi-équatoriale et située à proximité de la planète, cette disparition a été attribuée au chapitre 2 à l'existence d'une zone d'ombre équatoriale. La dimension de cette zone (ajustée par les courbes en pointillés qui excluent les émissions attribuées au mode L-O qu'on ne cherche pas à simuler) varie avec la fréquence. Elle est minimale entre 200 kHz et 400 kHz où elle atteint  $\sim 4 R_{sat}$ . De nouveau, les composantes LH et RH dominent les parties du spectre correspondant à des fréquences respectivement inférieures et supérieures à  $\sim 600$  kHz.

Les figures 6.2b,c montrent le résultat des simulations des modèles "cône de perte" et "fer à cheval" de la zone équatoriale modélisée par des sources disposées à tous les temps locaux le long de deux ovales circulaires nord/sud conjugués pour lesquels  $\lambda_B = -70^\circ$ . Les autres paramètres de simulation sont identiques à ceux utilisés dans la partie 6.2 (voir tableau 6.1). Pour tenir compte de la différence d'intensité réelle entre les émissions RH et LH (voir chapitre 2), l'émission sud est considérée comme dominante lorsque les deux composantes nord et sud sont détectées simultanément à une même fréquence.

Le spectre 6.2b ("cône de perte") simule correctement le moment précis de la disparition de l'émission ainsi que sa durée temporelle (directement liée à la dimension spatiale de la zone d'ombre) autour du jour 285. L'extension de la zone d'ombre varie avec la fréquence avec une valeur minimale obtenue entre 200 et 400 kHz. De plus, l'émission RH est toujours dominante à haute fréquence. A titre de comparaison, la figure 6.2c ("fer à cheval"), obtenue pour  $\theta(f) = 55^\circ$ , ne simule toujours pas d'émission nord à haute fréquence (en permanence masquée par la composante sud) mais ne simule non plus correctement, ni la durée de la disparition, ni la bonne variation de l'extinction en fréquence.

Notons cependant que ces simulations ne rendent pas compte de la variation "basse fréquence" observée (en deça d'une limite d'environ 100 kHz). Ce point est discuté plus loin.

Pour visualiser simplement la zone d'ombre équatoriale, la figure 6.3 représente les régions illuminées par des sources nord et sud dans un plan méridien. Les angles des cônes d'émissions de chaque point source (bleus au nord et rouges au sud) correspondent au modèle "cône de perte" qui conduit aux simulations les plus réalistes. On retrouve la zone d'ombre équatoriale (région d'indice (1)), dont l'extension minimale vaut environ  $4 R_{sat}$  pour les fréquences comprises entre 200 et 400 kHz (en noir). Ce modèle prédit également l'existence de zones d'ombre polaire (régions d'indice (2)) en deça de distances d'environ  $1.5 R_{sat}$ .

En conclusion, il est possible de simuler une zone d'ombre équatoriale avec une hypothèse très large sur la position des sources (ici organisées le long de deux ovales circumpolaires). En comparaison du modèle "fer à cheval", le modèle "cône de perte", qui conduisait déjà aux meilleures simulations d'arcs, est le seul à même de reproduire correctement l'extinction observée.

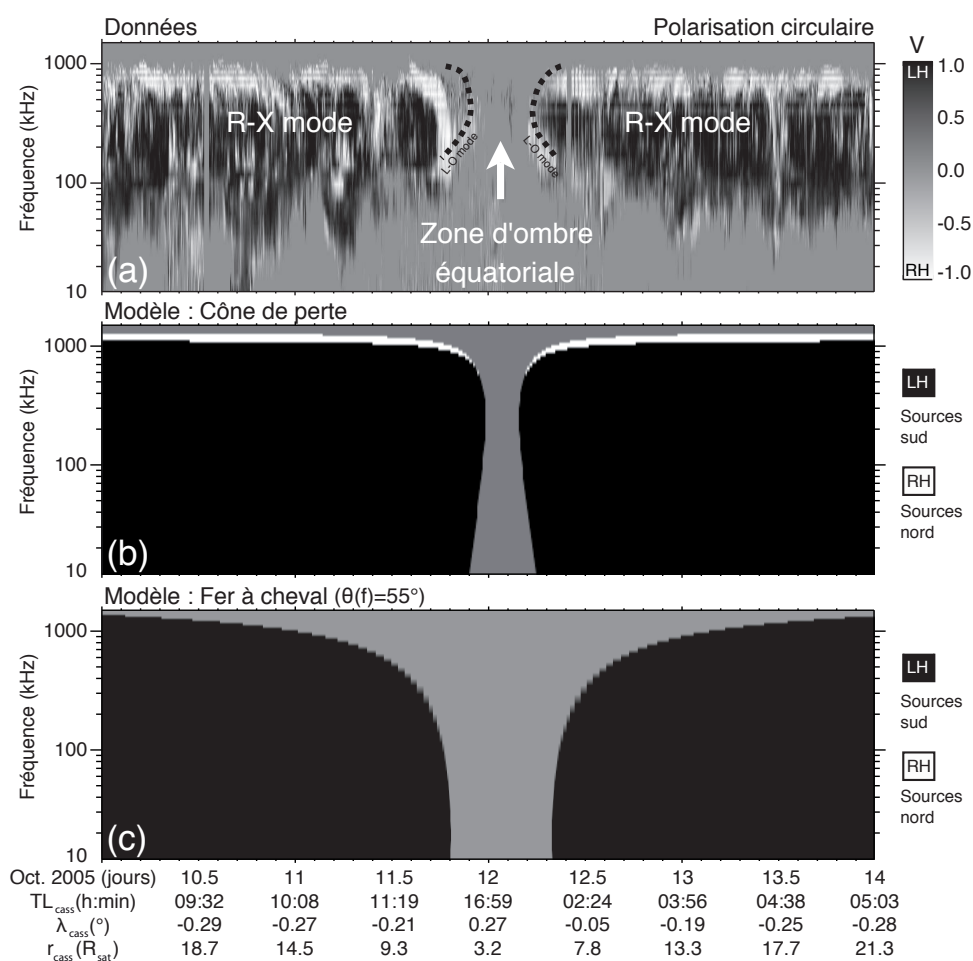


FIGURE 6.2 – Spectres dynamiques du SKR observés et simulés sur une durée de quatre jours de l'année 2005, incluant une traversée de la zone d'ombre équatoriale. Le panneau (a) montre le taux de polarisation circulaire normalisé  $V$ . Les courbes en pointillés indiquent la variation de la disparition du signal avec la fréquence. Ils ajustent le mode dominant R-X (voir chapitre 2). Les zones blanches détectées entre 100 et 300 kHz et situées "sous" les courbes en pointillés au voisinage du 12 octobre correspondent à des émissions identifiées au mode L-O [Ceconi et al., 2009]. Les panneaux (b) et (c) montrent les spectres simulés pour les émissions obliques données par les distributions "cône de perte" et "fer à cheval" (avec  $\theta(f) = 55^\circ$ ). Les sources sont distribuées à toutes les longitudes sur des lignes de champ pour lesquelles  $\lambda_B = -70^\circ$  et dans les deux hémisphères (correspondant donc à deux ovales circulaires circumpolaires). Les autres paramètres de simulation sont indiqués dans le tableau 6.1

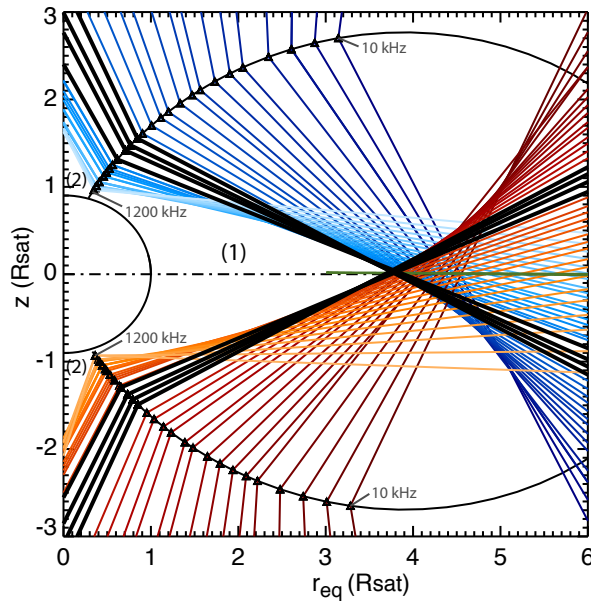


FIGURE 6.3 – Vue méridienne de Saturne et d’une ligne de champ magnétique de latitude  $\lambda_B = -70^\circ$ . Cette ligne est peuplée d’une source nord (échelle de couleur bleue) et d’une source sud (échelle de couleur rouge) conjuguées sur la même ligne de champ et chacune constituée de points source (triangles) dans la gamme [10, 1200 kHz]. Pour chaque point source sont représentées les deux directions de son cône d’émission, en coupe méridienne, calculé dans le cas "cône de perte" : plus on s’approche de la planète, plus le champ augmente, plus  $f \sim f_{ce}$  augmente et plus  $\theta(f)$  diminue. Les fréquences entre 200 kHz et 400 kHz, correspondant à l’extension minimale de la zone d’ombre équatoriale, sont représentées en noir. Les indices (1) et (2) indiquent les zones d’ombre équatoriale et polaires. La trajectoire de Cassini correspondant à la traversée de la zone d’ombre équatoriale de la figure 6.2 est représentée par la courbe verte.

## 6.4 Extinctions de haute latitude

Un autre effet attribué à la visibilité de l’émission au chapitre 2 correspond aux extinctions systématiques du signal (notamment aux hautes fréquences) observées depuis les hautes latitudes nord. Un exemple d’une telle disparition est représenté sur la figure 6.4. Lors de l’extinction, Cassini était située dans la gamme  $[24, 29 R_{sat}]$ , soit à une grande distance de Saturne tandis que les latitudes maximales explorées atteignaient  $\lambda_{cass} \sim 60^\circ$ . Cette gamme de positions exclut d’emblée la possibilité d’expliquer la disparition d’une partie du SKR par l’entrée de la sonde dans une zone d’ombre polaire (prédite beaucoup plus proche de la planète, voir figure 6.3). Par ailleurs ces extinctions ne sont observées qu’au nord alors que la même gamme de latitudes est balayée au sud. Le chapitre 2 a postulé que cette différence était liée à l’inhomogénéité de la couverture des positions de Cassini entre nord ( $r_{cass} = [24, 29 R_{sat}]$  et  $TL_{cass} = [18:00, 22:00]$ ) et sud ( $r_{cass} = [9, 16 R_{sat}]$  et  $TL_{cass} = [06:00, 10:00]$ ).

Cette partie présente le résultat des simulations tentant de modéliser l’exemple représentatif d’extinction haute fréquence de la figure 6.4, entre le 13 et le 26 janvier 2007. Seules les simulations du modèle "cône de perte" ayant conduit aux meilleurs résultats des parties 6.2 et 6.3 et correspondant aux paramètres de la première ligne du tableau 6.1, sont présentées.

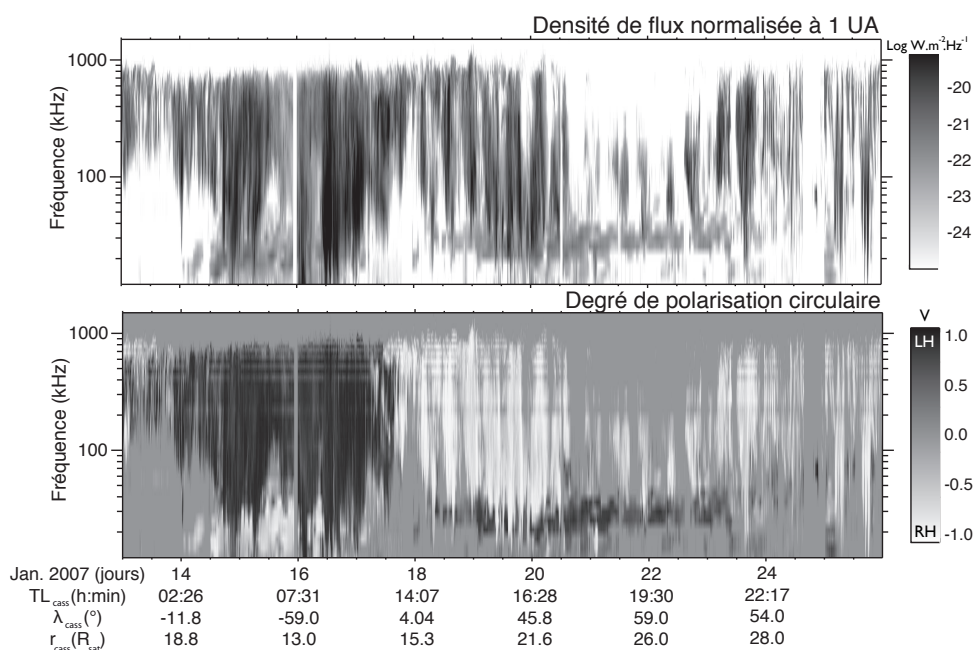


FIGURE 6.4 – Spectres dynamiques de la densité de flux S normalisée à 1 UA et du taux de polarisation circulaire normalisé V sur une période de 13 jours en janvier 2007. Lorsque Cassini parcourt les hautes latitudes nord ( $\lambda_{cass} \geq 55^\circ$ ), le SKR disparaît aux hautes ( $\geq 300$  kHz) et basses ( $\leq 40$  kHz) fréquences. Les émissions observées aux basses fréquences ( $\leq 40$  kHz) avec une polarisation inverse à celle du SKR dominant correspondent au n-SKR décrit au chapitre 2 et ne sont pas considérées ici.

### 6.4.1 Ovale "idéal"

Comme pour les simulations de zone d'ombre de la partie 6.3, j'ai d'abord supposé des sources disposées le long de deux ovales circulaires nord/sud conjugués (toujours sans extension latitudinale). La figure 6.5 montre la simulation du spectre dynamique correspondant pour différentes valeurs de  $\theta(f)$  (*i.e.* de l'énergie des électrons). On observe que la valeur  $v_{e-} = 0.3 c$  (23 keV, panneau (a)), qui menait précédemment aux meilleures simulations, ne permet de modéliser aucune extinction. Pour y parvenir, l'angle d'ouverture doit être plus grand, donc la vitesse des électrons plus faible (cf panneaux (b) et (c)). Par ailleurs, si les extinctions sont bien simulées pour les hautes fréquences, la disparition du SKR intervient au nord comme au sud, contrairement à ce qui est observé.

Ces résultats montrent que l'approximation des régions source par un ovale circulaire circumpolaire est insuffisante pour simuler uniquement l'extinction nord.

### 6.4.2 Ovale "réel"

La période du 13 au 26 janvier 2007, représentée à la figure 6.4, a le bon goût de coïncider à la campagne d'observation HST de janvier 2007. Suivant les résultats du chapitre 5, qui a montré que les sources radio et UV étaient reliées aux mêmes lignes de champ actives, j'ai utilisé la position moyenne des ovales UV à la surface de la planète pour définir la position du pied des lignes de champ portant les sources radio.

Pour chaque journée d'observation, j'ai ainsi relevé manuellement la position ( $TL_B, \lambda_B$ ) de la projection cylindrique (voir l'annexe C) de l'ovale UV issu de la moyenne de toutes les images de la journée. Comme l'ovale sud projeté n'était visible que partiellement en 2007 sur la gamme [04:00,20:00] (à cause de l'inclinaison sub-terrestre relativement faible de Saturne d'environ  $-13^\circ$ ), j'ai postulé, sur la base des images initiales, un ovale continu en

extrapolant la partie projetée connue côté nuit. Pour ce faire, j'ai défini une position de référence pour l'extrapolation à  $\lambda_B = -65^\circ$  pour  $TL_B = 24:00$  pour obtenir un ovale réaliste descendant à plus basse latitude côté nuit, comme suggéré par les images. Le résultat est indiqué par la figure 6.6.

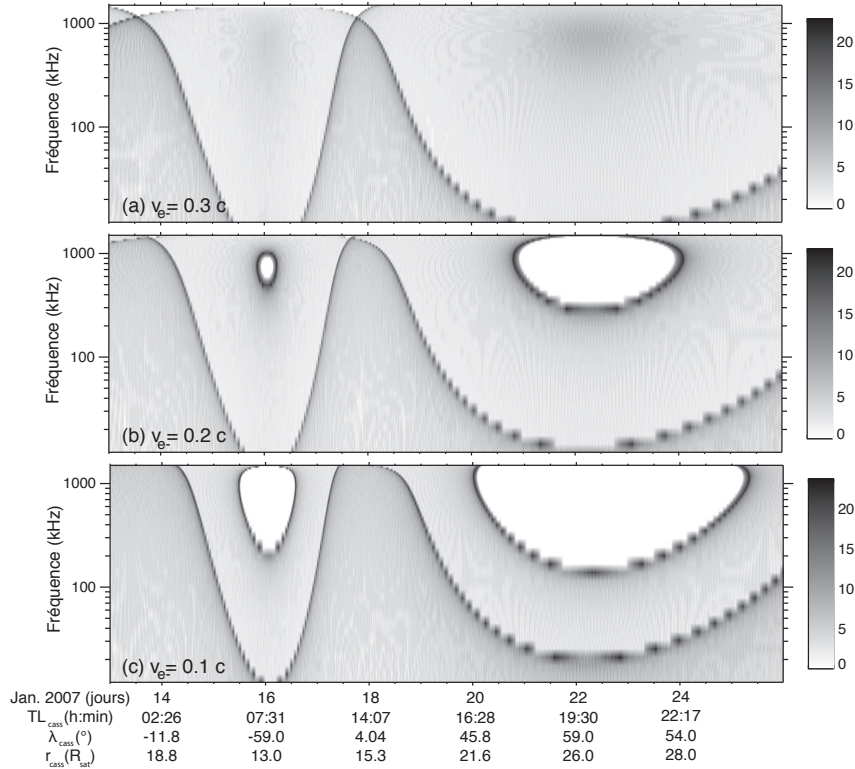


FIGURE 6.5 – Spectres dynamiques de la visibilité des émissions radio simulées par "cône de perte" entre le 13 et le 26 janvier 2007. La répartition des sources correspond à deux ovales circulaires nord/sud conjugués pour lesquels  $\lambda_B = -70^\circ$ . Les panneaux (a), (b) et (c) sont obtenus pour des angles d'ouverture différents (définis par  $v_{e-}$ ).

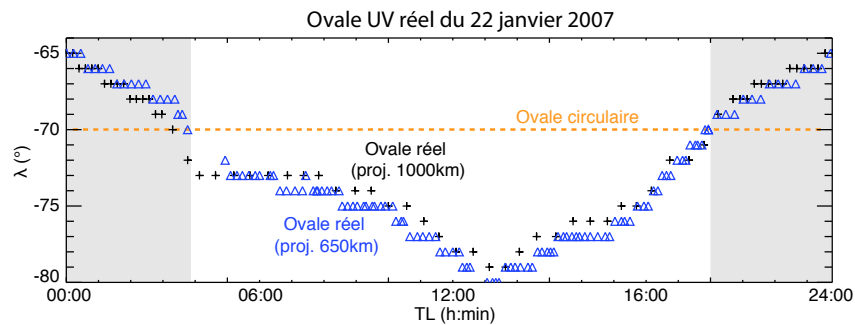


FIGURE 6.6 – Position de l'ovale UV moyen (sud) correspondant au 22 janvier 2007 dans le repère (temps local, latitude). Les croix indiquent le relevé de la position de l'ovale projeté à une altitude de 1000 km tandis que les triangles bleus donnent la position de l'ovale projeté à une altitude de 650 km. La latitude des points peut varier de  $1^\circ$  à  $5^\circ$  de jour en jour. Les zones grisées indiquent la partie de l'ovale projeté non visible. Cette partie manquante a été calculée par extrapolation continue jusqu'à une référence de  $\lambda_B = -65^\circ$  située à  $TL_B = 24:00$ . La ligne en tirets oranges indique la position de l'ovale circulaire utilisé dans les parties 6.3 et 6.4.

J'ai ensuite simulé le spectre dynamique obtenu pour plusieurs angles d'ouverture  $\theta(f)$ . Le résultat est présenté sur la figure 6.7. Pour  $v_{e-} = 0.3$  c (panneau (a)), le spectre montre une extinction seulement au nord mais également une disparition notable des hautes fréquences au passage de l'équateur le 17 janvier. Cette tendance est différente de celle modélisée avec un ovale circulaire sur la figure 6.5a (aucune extinction pour la même valeur de  $v_{e-}$ ) et montre l'importance de connaître la position réelle des sources à toutes les longitudes.

Le panneau (b) illustre le cas  $v_{e-} = 0.2$  c : les hautes fréquences ne disparaissent presque plus au passage de l'équateur et l'extinction, toujours simulée seulement au nord, est plus prononcée. Si on la compare quantitativement à celle observée sur la figure 6.4a, elle apparaît quasi-exactement au même moment (entre le 20 et le 24 janvier), et éteint la même gamme de fréquences  $\geq 200$  kHz. Les variations quotidiennes de la fréquence maximale (bien visibles au moment de l'extinction) sont directement dues aux brusques changements de forme de l'ovale évalué chaque jour (voir l'annexe C). La figure 6.7b représente les émissions sud et nord respectivement en noir et blanc dans la même convention que la figure 6.4b. On voit ici que les zones d'émission dominante nord/sud sont semblables dans les données et les simulations avec un passage de l'équateur bien repéré le 17 janvier à midi.

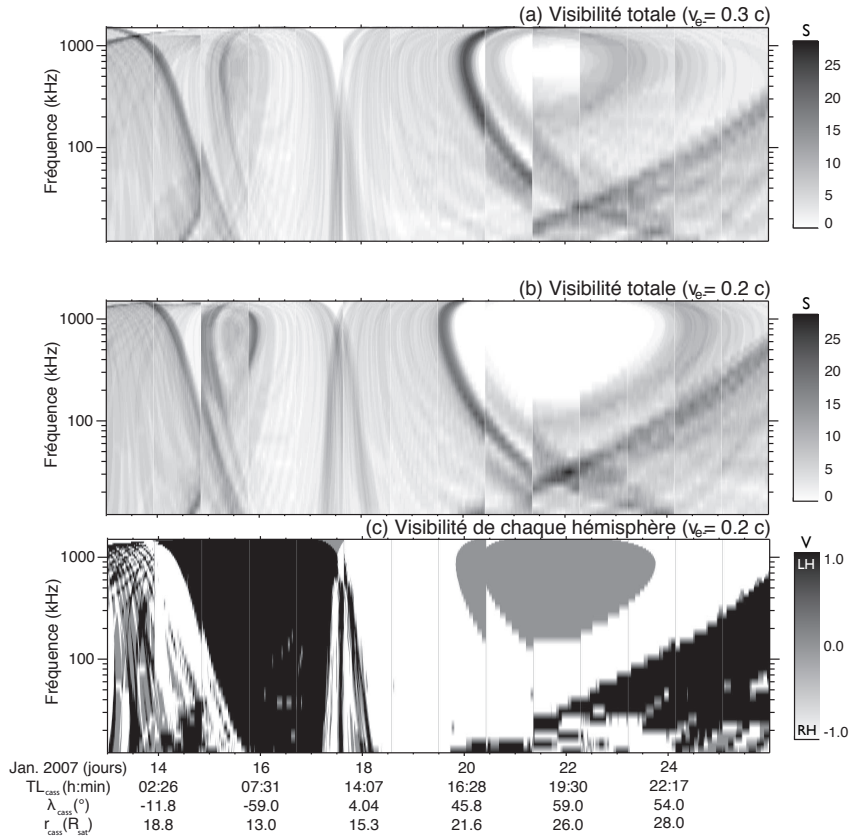


FIGURE 6.7 – Spectres dynamiques de la visibilité des émissions radio simulées par le modèle "cône de perte" entre le 13 et le 26 janvier 2007. La distribution des sources est définie par la position de l'ovale UV réel, déterminé jour par jour. Le panneau (a) correspond à un angle d'ouverture calculé avec une vitesse des électrons égale à  $v_{e-} = 0.3$  c. Le panneau (b) correspond à  $v_{e-} = 0.2$  c. Le panneau (c) diffère du panneau (b) avec une convention de tracé identique à la figure 6.4b : les émissions sud (correspondant à la composante LH) sont tracées en noir et les émissions nord (composante RH) en blanc.

Comme pour les parties 6.2 et 6.3, les simulations ne rendent pas compte des variations basse fréquence. De plus, la fréquence maximale simulée ( $\geq 1200$  kHz) est quantitativement moins en accord avec les observations ( $\sim 1000$  kHz). Ces points sont discutés dans la partie 6.5.



Il est donc possible de simuler les extinctions de haute latitude nord simplement à l'aide de la position des sources radio fixée par celle des ovales UV.

## 6.5 Discussion des paramètres de simulation

La modélisation des structures temps-fréquence caractéristiques de la visibilité des sources du SKR se résume aux résultats suivants :

- (i) Des arcs peuvent être modélisés grâce à une émission oblique lorsque des sources radio se déplacent dans le référentiel de l'observateur ;
- (ii) La dimension des arcs observés suggère les sources ne sont pas fixes en temps local mais plutôt en sous-corotation avec la planète (estimée à  $\sim 90\%$ ) ;
- (iii) Les structures en forme d'arc double (RH dominant à haute fréquence) ainsi que la zone d'ombre équatoriale sont correctement modélisées uniquement dans le cas du modèle "cône de perte" ;
- (iv) L'extinction aux hautes latitudes nord est également simulée correctement par "cône de perte" lorsqu'on définit en plus la position des sources radio par celle des sources UV ;

Une façon d'appréhender différemment le résultat (i) consiste à utiliser la goniopolarimétrie pour visualiser l'émission dans le plan d'observation (cf chapitre 5). La figure 6.8 montre la distribution caractéristique de l'émission observée en forme de cloche sur l'image radio. Lorsqu'une source (ligne de champ active) se déplace par rapport à Cassini, la fréquence observée par la sonde correspond à celle d'une source ponctuelle qui évolue le long de cette cloche (quel que soit le sens de parcours) : elle est maximale lorsque Cassini et la source sont sur le même méridien. Le résultat de cette observation dans le spectre dynamique associé forme un arc.

Les résultats (i) et (ii) sont compatibles avec la sous-corotation observée dans les émissions UV aurorales. Cependant cet accord est uniquement qualitatif puisque Clarke et al. [2005] et Grodent et al. [2005] ont montré que le taux de sous-corotation UV maximum avoisinait les 70-75%. Une étude statistique de la forme et de la récurrence des arcs sera nécessaire pour déterminer la ou les vitesses caractéristiques des sources radio. Notons que si les radio sources en sous-corotation sont potentiellement observables (sous la forme d'arcs) sur une grande gamme de temps locaux, ce résultat reste compatible avec l'existence d'une gamme "active" côté matin où l'intensité moyenne est plus élevée.

La modélisation des effets de visibilité (incluant la forme des arcs, la fréquence maximale observée, la dimension de la zone d'ombre équatoriale et celle des extinctions de haute latitude nord) est sensible à deux paramètres clef : la position des sources (qui peut se résumer à leur latitude) et leur diagramme d'émission (ou encore la variation de l'angle d'ouverture en fonction de la fréquence le long de la ligne de champ).

### 6.5.1 Position des sources

Les simulations se sont affranchies de la position en longitude des sources en supposant soit une source ponctuelle, soit une distribution continue en longitude, laissant la latitude des sources comme seul paramètre clef.

S'il a suffi d'utiliser une latitude de  $\lambda_B = -70^\circ$  (compatible avec la valeur typique caractérisant les aurores UV calmes de l'hémisphère sud [Badman et al., 2006]) pour simuler correctement les arcs et la zone d'ombre équatoriale observés depuis l'équateur, le résultat (iv) illustre que cette hypothèse ne suffit plus pour simuler un effet de visibilité plus complexe observé à haute latitude.

Les extinctions aux hautes latitudes nord, directement liées à la distribution latitudinale inhomogène des sources autour de la planète, correspondent à l'entrée de Cassini dans une région non illuminée par une partie des fréquences du SKR ( $\leq 40$  kHz et  $\geq 200$  kHz). L'existence d'une telle région dans l'hémisphère sud est prévisible si les sources des deux hémisphères sont bien conjuguées (voir chapitre 2). De plus, si la distribution des

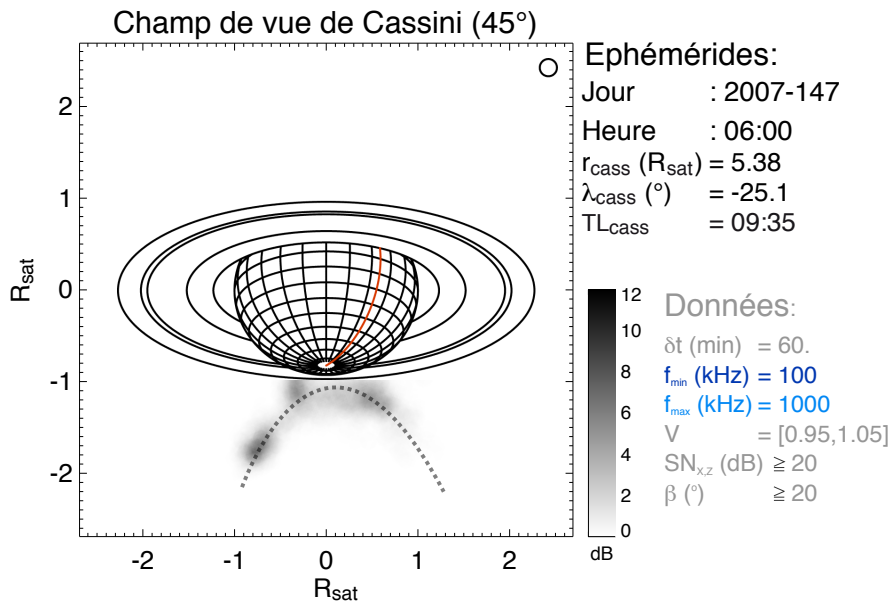


FIGURE 6.8 – Image radio dans le plan de Cassini le 27 mai 2007 de  $TL = 06:00$  à  $TL = 07:00$ . La distribution des sources au sud suit la forme caractéristique d'une cloche (en tirets gris). Le méridien rouge indique midi ( $TL = 12:00$ ). Lorsqu'une source radio (c'est-à-dire une ligne de champ active) balaie le méridien occupé par Cassini, l'émission observée évolue le long de la courbe en pointillés. Sa traduction dans le plan temps-fréquence est un arc.

sources radio est variable (de façon semblable aux ovales UV), on peut également s'attendre à ce que la position (voire l'existence) de telles zones change avec le temps.

La pertinence de l'analyse du couple  $(\lambda_B, \theta(f))$  repose sur la solidité de l'évaluation de la position réelle des sources du SKR supposée associée à celle des sources UV (voir à ce sujet le chapitre 5). Comme expliqué dans l'annexe C, la détermination de la position réelle de l'ovale UV inclut deux causes d'erreur. La première concerne l'altitude des aurores UV utilisée pour les projections. En utilisant les images HST, je l'ai déterminée à  $h = 1000$  km. Pour estimer l'incertitude sur cette détermination, j'ai réalisé les projections de l'ovale quotidien en utilisant une altitude  $h' = 650$  km (J. Nichols, communication personnelle), comme montré par la figure 6.6. Les spectres dynamiques simulés avec les altitudes  $h$  et  $h'$  sont représentés sur la figure 6.9. J'ai ainsi pu vérifier que la position de l'ovale UV ainsi que la forme de l'extinction simulée n'étaient pas significativement affectées par ce changement. La seconde source d'incertitude concerne l'extrapolation continue de la partie de l'ovale projeté non visible (sur la gamme de temps locaux  $[20:00, 04:00]$ ) à une latitude limite  $\lambda_{B, \text{lim}} = -65^{\circ}$ , évaluée pour  $TL_B = 24:00$  à partir des images. J'ai estimé la pertinence de cette extrapolation en testant la simulation de la figure 6.7b avec différentes valeurs de  $\lambda_{B, \text{lim}}$  à  $-60^{\circ}$  et  $-70^{\circ}$  (encadrant la forme estimée de l'ovale côté nuit). Ce résultat est représenté sur la figure 6.10. Il montre que l'influence de l'extrapolation continue côté nuit a un effet négligeable sur la simulation de l'extinction.

### 6.5.2 Diagramme d'émission

En négligeant l'incertitude sur la position des sources radio, l'angle d'ouverture est donc le paramètre crucial de la modélisation. Les simulations qui fournissent les meilleurs résultats ont été obtenus pour une émission oblique avec un angle  $\theta(f)$  variant de  $\sim 75^{\circ}$  aux basses fréquences à  $\sim 40^{\circ}$  aux hautes fréquences. Les résultats (iii) et (iv) indiquent que la forme de cette décroissance est obtenue simplement par un calcul IMC "cône de perte".

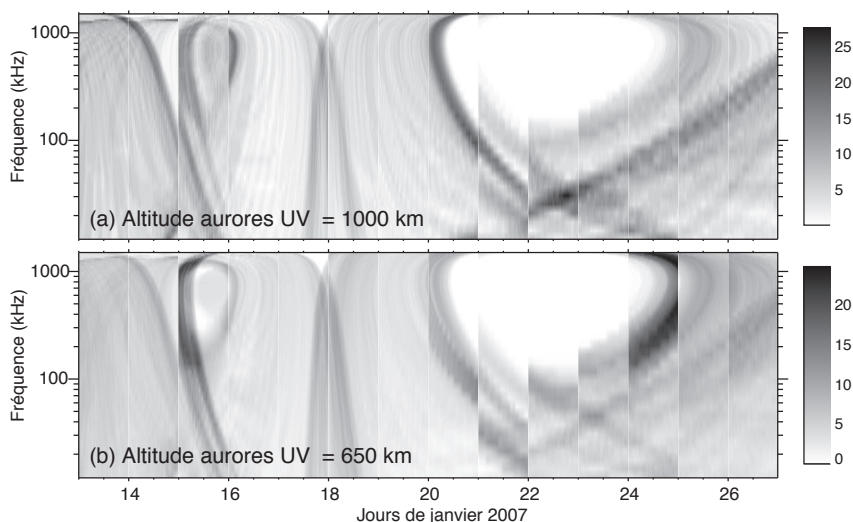


FIGURE 6.9 – Spectres dynamiques des émissions radio simulées par le modèle "cône de perte" entre le 13 et le 26 janvier 2007. L'angle d'ouverture est calculé pour une vitesse  $v_{e-} = 0.2 c$  et la position des sources radio est celle d'un ovale typique UV quotidien dont la partie manquante a été extrapolée côté nuit à  $\lambda_{B, lim} = -65^\circ$  pour  $TL_B = 24:00$ . Pour le panneau (a) (identique au panneau (b) de la figure 6.7), la projection des ovals UV quotidiens ainsi que la grandeur  $\omega_{ce,max}$  utilisée dans l'équation 6.6 ont été calculées pour une altitude des aurores fixée à 1000 km. Pour le panneau (b), l'altitude des aurores utilisée est 650 km.

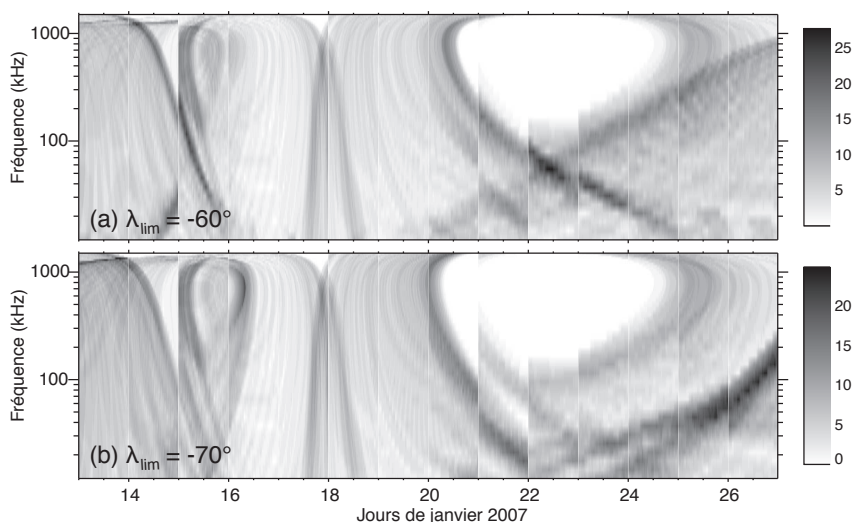


FIGURE 6.10 – Spectres dynamiques des émissions radio simulées par le modèle "cône de perte" entre le 13 et le 26 janvier 2007. L'angle d'ouverture est calculé pour une vitesse  $v_{e-} = 0.2 c$  et la position des sources radio est celle d'un ovale typique UV quotidien utilisant une altitude de projection de 1000 km. La partie manquante des ovals UV a été extrapolée côté nuit à la valeur  $\lambda_{B, lim} = -60^\circ$  (panneau (a)) et  $\lambda_{B, lim} = -70^\circ$  (panneau (b)) au temps local  $TL_B = 24:00$ . Ces deux valeurs encadrent la valeur  $\lambda_{B, lim} = -65^\circ$ , utilisée pour tracer les figures 6.7b et 6.9a

L'énergie cinétique électronique requise par les simulations des arcs et de la zone d'ombre équatoriale doit être  $\sim 23$  keV ( $v_{e-} \sim 0.3 c$ ) pour obtenir des valeurs suffisamment basses de  $\theta(f)$  à haute fréquence, et, par suite, des valeurs suffisamment basses de la fréquence maximale simulée ( $\sim 1000$ – $1100$  kHz) permettant de simuler correctement la forme à haute fréquence des arcs double et s'approcher de la fréquence maximale observée ( $\sim 800$ – $900$  kHz). La valeur de 23 keV correspond à la limite haute ( $\sim 20$  keV) de la fourchette énergétique des électrons auroraux kroniens calculée par Cowley et al. [2004a,b]. Galopeau et al. [1989] avaient, eux, modélisé correctement le spectre du SKR à l'aide d'électrons dans la gamme 1–10 keV, il est donc difficile de justifier l'utilisation d'électrons plus énergétiques que  $\sim 20$  keV pour pouvoir simuler des fréquences maximales plus basses en accord avec les observations.

La simulation des extinctions de signal aux fréquences  $\geq 200$  kHz aux hautes latitudes a nécessité une énergie cinétique électronique  $\sim 10$  keV ( $v_{e-} \sim 0.2 c$ ). Cette valeur semble plus en accord l'énergie typique des électrons auroraux mais n'est pas en contradiction avec les électrons résonants de  $\sim 20$  keV utilisés pour modéliser les arcs. En effet, la figure 6.1a montre que les arcs font partie de la partie intense du SKR observé. Il est ainsi plausible de penser que les extinctions de haute latitude pourraient être le fait de sources d'intensité moyenne typique (correspondant à des électrons de  $\sim 10$  keV) tandis que les arcs observés correspondraient à des sources quasi-ponctuelles plus intenses.

Cependant, la fréquence maximale simulée est trop haute dans toutes ces simulations, en particulier pour les extinctions de haute latitude. Ceci peut provenir du fait que l'amplification des ondes par IMC est moins efficace aux fréquences supérieures à la fréquence maximale observée ( $\sim 1000$  kHz), puisque SERPE n'a simulé jusqu'ici que les effets de visibilité de sources d'intensité égale, ou simplement du fait que la valeur de l'angle d'ouverture calculée ne décroît pas assez rapidement avec la fréquence. Dans ce dernier cas, il faut envisager d'autres causes pouvant être responsables des faibles valeurs de  $\theta(f)$  requises.

Dans ces simulations, j'ai négligé de possibles effets de réfraction pouvant intervenir à plusieurs niveaux. D'abord, un indice de réfraction  $N$  différent de 1 (dépendant de la densité de plasma) à la source conduit à un  $\theta(f)$  "cône de perte" différent (voir équation 6.5). Ensuite, que le modèle soit de type "cône de perte" ou "fer à cheval", l'angle d'ouverture  $\theta(f)$  réel pourrait en fait être plus faible (de quelques degrés à quelques dizaines de degrés) à cause de possibles effets de réfraction au lieu des sources, générés par un milieu inhomogène [Le Quéau et al., 1985], ou des cavités raréfiées en plasma froid [Louarn et Le Quéau, 1996]. Cependant, la densité de plasma dans les sources kroniennes n'a jamais été mesurée et si l'existence de cavités a pu être mise en évidence dans le cas terrestre [Louarn et Le Quéau, 1996], nous n'avons pour le moment aucune preuve de leur éventuelle existence dans le cas de Saturne. Enfin, la réfraction pourrait affecter significativement la trajectoire des émissions basse fréquence  $\leq 100$  kHz, et peut-être d'expliquer les grandes variations de la limite basse fréquence observées dans les spectres. La vérification de cette hypothèse nécessite une étude de tracé de rayons dédiée.

Finalement, j'ai obtenu dans ces simulations une largeur de cône  $\Delta\theta = 5^\circ$  en ajustant l'épaisseur des arcs observés (voir annexe F). Cette valeur est comparable aux valeurs moyennes mesurées pour les émissions hectométrique et décimétrique de Jupiter [Zarka et al., 2004], et légèrement supérieure aux valeurs instantanées observées/modélisées [Kaiser et al., 2000; Queinnec et Zarka, 1998; Hess et al., 2008]. Cependant, j'ai ajusté cette valeur de  $5^\circ$  en simulant des sources ponctuelles. En considérant une source réelle étendue spatialement (en latitude, longitude), la convolution de la dimension de la zone source avec  $\Delta\theta$  pourrait mener aux mêmes résultats avec une valeur de  $\Delta\theta \leq 5^\circ$ .

## 6.6 Perspectives

Un ajustement quantitatif des observations Cassini par les simulations de SERPE est une voie naturelle de prolongation de ces premiers résultats. Une telle étude aura à charge de vérifier que des sources peuvent être entraînées avec la planète et le cas échéant de déterminer la vitesse typique de corotation associée. Elle pourra aussi et surtout permettre de réduire l'incertitude sur les paramètres libres du modèle (latitude des sources et extension latitudinale, valeur de  $\theta$  ...).

L'analyse goniopolarimétrique de Cecconi et al. [2009] déduisant la localisation tridimensionnelle des sources

du SKR a montré que les pieds des lignes de champ actives variaient avec le temps dans une gamme de latitude étendue  $|\lambda_B| = [65^\circ, 80^\circ]$  avec une extension typique de quelques degrés. De plus, cette étude a permis de calculer les angles d'ouverture instantanés pour les émissions nord (décroissant de  $\sim 65^\circ \pm 15^\circ$  à  $\sim 50^\circ \pm 15^\circ$ ) et sud (décroissant de  $\sim 55^\circ \pm 15^\circ$  à  $\sim 40^\circ \pm 15^\circ$ ). Ce résultat est en accord avec l'asymétrie prévue par le modèle "cône de perte" entre les angles d'ouverture nord et sud. Une étude statistique des résultats de goniopolarimétrie constituera un moyen de vérification directe des résultats de simulation.

L'étude présentée ici a montré deux limites concernant la simulation des hautes et basses fréquences. La prise en compte des effets de réfraction dans le calcul de  $\theta(f)$  grâce à un modèle de densité de plasma kronien permettra de vérifier s'il est possible d'obtenir de plus faibles valeurs de  $\theta$  à haute fréquence que celles calculées avec l'hypothèse  $N \sim 1$ . Parallèlement, l'étude de la propagation des ondes dans l'environnement plasma complexe de Saturne par tracé de rayons pourrait permettre d'expliquer les variations basse fréquence non correctement simulées.

Par ailleurs, la découverte récente de la modulation diurne du rayonnement kilométrique terrestre (voir chapitre 3) a posé la question de l'origine de la période radio observée. Une application du code SERPE au cas terrestre est prévue et devrait permettre de déterminer si la modulation diurne de l'AKR observée par Panchenko et al. [2009] avec l'un des satellites STEREO est due à un effet de visibilité ou à une modulation physique réelle.

## 6.7 L'apport de Cassini et de SERPE

Dans ce chapitre, j'ai montré comment il est possible de modéliser les spectres dynamiques du SKR observés par Cassini à l'équateur comme aux hautes latitudes malgré les nombreuses contraintes imposées notamment par la distribution inhomogène des sources radio.

Le code de simulation SERPE, fondé sur l'instabilité Maser Cyclotron, permet de simuler des arcs lorsque des sources radio se déplacent dans le référentiel de l'observateur. La structure et la répétition des arcs observés a suggéré qu'ils étaient le résultat de l'observation de sources radio quasi-ponctuelles intenses en sous-corotation avec la planète. Cet entraînement des sources avec la planète reste cependant compatible avec une zone active des sources côté matin où l'intensité est plus élevée. La modélisation de la structure double des arcs (avec une prédominance de la polarisation RH à haute fréquence), de la forme de la zone d'ombre équatoriale (traversée par Cassini pour des distances  $\leq 4R_{sat}$ ) ainsi que de l'extinction des hautes fréquences du SKR observée aux hautes latitudes nord (pour des latitudes  $\geq 55^\circ$ ) a montré que le paramètre crucial est la forme de la décroissance de l'angle d'ouverture des basses aux hautes fréquences et qu'une émission oblique conduit aux résultats observés, contrairement à l'émission perpendiculaire.

Le modèle "cône de perte" a permis de calculer simplement une décroissance menant à des simulations en accord qualitatif avec les observations à l'aide d'électrons résonants d'énergie compris entre  $\sim 10$  keV (pour les extinctions) et  $\sim 20$  keV (pour les arcs), compatible avec la gamme 1–20 keV calculée pour les électrons auroraux responsables des aurores UV. Cependant, il n'est pas exclu que des effets annexes négligés dans cette étude (comme le phénomène de réfraction lié à la densité de plasma) influent fortement la valeur de l'angle d'émission apparent et donc l'angle d'émission à la source en dehors de la nature de la distribution électronique.

En d'autres termes, ces simulations ont permis d'aboutir à une bonne compréhension des effets de visibilité du SKR au premier ordre. Les effets importants (occurrence des structures, forme en fréquence) ont été simulés avec succès sur la partie du spectre où le SKR est le plus intense tandis que les écarts aux observations observés à haute fréquence ( $\geq 1000$  kHz) et basse fréquence ( $\leq 100$  kHz) sont justifiables par des effets d'ordre plus élevé (efficacité de l'émission, effets de réfraction etc ...)

# CHAPITRE 7

---

## Conclusion

---

**M**ON travail de thèse a consisté à mettre en relation des données et des thématiques différentes pour aborder la physique des émissions aurorales kroniennes sous un angle comparatif. En particulier, le traitement et l'analyse des données radio de Cassini et UV du HST, caractéristiques de deux processus d'émission distincts mais associés, m'a permis de développer des compétences instrumentales et observationnelles tandis que l'adaptation du code de simulation SERPE à Saturne a fourni l'occasion d'étudier spécifiquement les émissions radio par le biais de la modélisation.

Le dépouillement des observations a requis la mise en place de lourds traitements automatisés et abouti à la création d'une base de données (pour le SKR et les aurores UV) à la fois homogène et étalonnée. Cette base de données croît à mesure que de nouvelles observations sont acquises. Dans le cas des mesures du HFR, les observations traitées du SKR ont été mises à disposition de la communauté scientifique sur le site internet du LESIA de l'Observatoire de Paris : <http://lesia.obspm.fr/kronos/> et sur celui du Centre de Données sur la Physique des Plasmas (CDPP) : <http://cdpp-amda.cesr.fr/> sous la forme de séries temporelles temps-fréquence de flux, de puissance et de polarisation du SKR. Un archivage semblable est possible pour les données HST (sous la forme d'images traitées, étalonnées en flux et projetées ainsi que des séries temporelles de puissance).

### Premiers résultats

J'ai posé en introduction un certain nombre de questions rappelées ci-dessous :

1. Quelles nouvelles informations sur les propriétés macroscopiques et microscopiques du SKR peut-on tirer de Cassini par rapport à Voyager ? En particulier, quel est l'apport de la couverture orbitale de la sonde ? de l'analyse goniopolarimétrique rendue possible par le HFR ?
2. Quelle est l'origine de la modulation rotationnelle des émissions radio ? Comment et pourquoi varie-t-elle ?
3. Comment la comparaison des observations de Cassini et du HST permet-elle de relier les processus d'émission radio et UV ? Existe-t-il une différence avec les cas terrestre et jovien ?

4. Comment modéliser le SKR tel qu'observé par Cassini, *i.e.* en tenant compte des effets de visibilité liés à la forte anisotropie de l'émission radio ? Le cas échéant, quelles informations peut-on tirer des simulations sur les caractéristiques de l'émission et celles des populations électroniques qui la produisent ?

On peut résumer ci-dessous quelles ont été les avancées à l'issue de cette thèse au regard de ces questions :

1. Par rapport à Voyager, la mission Cassini a observé le SKR depuis une variété de positions jamais explorées, notamment côté matin et hors de l'équateur. Cette spécificité, couplée à l'analyse goniopolarimétrique à long terme du SKR (rendue possible grâce au travail de thèse de Baptiste Cecconi [2004]) a permis de confirmer les caractéristiques connues de l'émission (gamme spectrale, prédominance du mode R-X, puissance typique de  $10\text{-}100 \text{ MW}\cdot\text{sr}^{-1}$ ) mais surtout d'apporter de nouveaux résultats.

L'analyse polarimétrique a révélé que le SKR était polarisé purement circulairement pour une latitude de l'observateur inférieure à  $30^\circ$  (c'est-à-dire relativement proche du plan équatorial), et elliptiquement au delà. Les composantes radio de chaque hémisphère apparaissent conjuguées spectralement et temporellement. J'ai utilisé cette conjugaison pour caractériser la dépendance du spectre de l'émission totale en fonction de la latitude de l'observateur mais également du temps local, les émissions les plus intenses étant observées depuis le côté matin. Les orbites variées de Cassini ont mis en lumière l'existence de régions non illuminées par les sources radio (zone d'ombre équatoriale, extinctions de haute latitude), résultant de l'anisotropie de l'émission.

Par ailleurs, l'étude goniopolarimétrique a permis de caractériser pour la première fois la distribution spatiale des sources du SKR. Cette analyse a révélé que les sources du SKR sont situées tout autour de la planète (y compris côté nuit) sur des lignes de champ de latitude comprise entre  $70^\circ$  et  $80^\circ$ . La construction de cartes radio instantanées comme moyennes a permis de voir que cette distribution s'organise globalement sous la forme d'un ovale radio (dont Cassini n'observe jamais qu'une partie à cause des effets de visibilité).

Enfin, la connaissance de l'état de polarisation et de la direction d'arrivée des émissions a permis d'obtenir la première détection du mode ordinaire L-O, ainsi qu'une première évaluation du diagramme d'émission des sources, dont l'angle d'ouverture atteint  $60\text{-}70^\circ$  et décroît avec la fréquence.

2. Le phénomène de période variable du SKR est une caractéristique tout à fait particulière de la magnétosphère de Saturne. La caractérisation de la variation de période de la composante sud a mis en évidence des variations à court terme de période de l'ordre de 20-30 jours, dont l'origine a été attribuée à la variation de la vitesse du vent solaire. On retrouve également les variations connues à long terme pour lesquelles différentes origines externe ou interne ont été proposées par divers auteurs. Le lien entre les variations à court et à long terme et leur(s) origine(s) supposée(s) est à déterminer.

Par ailleurs, la modulation du SKR reste une question majeure dont l'origine reste à élucider.

3. L'étude comparée des émissions UV et radio a fourni des résultats nouveaux suggérant une conjugaison étroite des mécanismes d'émission. La localisation des sources montre que les lignes de champ actives sont identiques tandis que les puissances émises apparaissent varier de concert. Ces premiers résultats vont dans le sens de ceux issus des études comparatives similaires menées sur la Terre et Jupiter et laissent penser que l'association UV/radio est une caractéristique globale des aurores planétaires.
4. Enfin, il été possible de modéliser le SKR via l'IMC en ajustant les structures simples observées dans les spectres dynamiques depuis l'équateur (arcs, zone d'ombre équatoriale). Ceci a montré que les deux paramètres cruciaux contrôlant la visibilité de l'émission sont l'angle d'ouverture du cône d'émission et la latitude de la ligne de champ active. La simulation de structures plus compliquées (extinctions de haute latitude) a été rendue possible par l'utilisation des images UV pour définir les lignes de champ actives (en tirant parti de l'association observée entre les lignes de champ actives en UV et en radio). Ces simulations ont permis de comprendre au premier ordre les effets sur la visibilité de l'anisotropie du SKR et d'en tirer des contraintes sur ses caractéristiques microphysiques. L'ajustement des observations requiert en effet des électrons d'énergie comprise entre 10 keV et 20 keV et un angle d'ouverture décroissant avec la fréquence

(en accord avec les résultats de l'analyse goniopolarimétrique citée plus haut), calculé simplement avec une distribution électronique de type cône de perte.

En marge du travail effectué sur Saturne, la découverte de la modulation diurne du rayonnement kilométrique terrestre a ouvert une nouvelle fenêtre sur l'étude de l'AKR.

### **Perspectives : de Saturne...**

Près de trois décennies après Voyager, l'apport de la mission Cassini est d'ores et déjà considérable et constitue un tournant dans l'étude et la compréhension de la magnétosphère kronienne. La poursuite de la mission (terme prévu en 2012, peut-être repoussé à 2017) constitue un cadre idéal pour continuer à faire progresser notre compréhension des phénomènes auroraux. Les perspectives de ce travail sur Saturne peuvent se résumer autour de trois directions principales.

- D'abord, le SKR est loin d'avoir livré tous ses secrets, et, si les pistes explorées dans cette thèse ont quasiment toutes pour perspective une analyse étendue (puissance émise, diagramme d'émission, distribution des sources, modélisation du SKR intégrant la densité de plasma...), des questions importantes méritent une attention particulière. L'origine de la modulation rotationnelle, notamment, fait toujours débat. La connaissance de la position des sources apporte un angle d'étude nouveau. Il sera ainsi peut-être possible de vérifier l'existence d'une anomalie magnétique [Galopeau et al., 1991], et, le cas échéant, déterminer directement la période de rotation interne. Une autre particularité de la magnétosphère kronienne est l'apparition de la période radio (et parfois de sa variation) dans les observations de nombreuses grandeurs (n-SKR, champ magnétique, position de la magnétopause, surdensité de plasma à l'équateur...). Aussi, une étude comparée entre ces différentes variations s'avère indispensable pour comprendre l'interaction entre ces différentes observables, l'origine de cette modulation et son lien avec la période de rotation interne. Ceci doit plus généralement amener des clefs dans la compréhension du fonctionnement global de la magnétosphère de Saturne, visiblement très différent de celui des magnétosphères de la Terre ou Jupiter. La découverte de la polarisation elliptique du SKR à haute latitude représente également un résultat surprenant. La compréhension du mécanisme de circularisation de la polarisation d'ondes polarisées elliptiquement se propageant au travers d'un plasma donnera peut-être l'opportunité de sonder le plasma magnétosphérique par des observations à distance.
- Ensuite, la poursuite d'études multi-spectrales comparatives, incluant de nouvelles observations des aurores UV par le HST (*e.g.* janvier 2008), ou par les spectro-imageurs embarqués VIMS (en IR) et UVIS (en UV) permettront d'affiner les résultats obtenus (position des sources, zones d'embranchement, conjugaison des processus d'émissions) et d'analyser quantitativement la dissipation de l'énergie injectée dans les régions aurorales par chaque processus d'émission.
- De façon plus générale, j'ai eu l'occasion de participer à diverses collaborations étudiant l'interaction du SKR avec plusieurs phénomènes magnétosphériques (rôle des sous-orages sur l'activité du SKR, influence du passage d'une CIR sur la période radio et le champ magnétique, transfert de plasma du bord interne de l'anneau de courant aux régions aurorales). Ces études fournissent l'occasion d'étudier les phénomènes de couplage à grande échelle, de dynamique et de fonctionnement global de la magnétosphère.

### **... aux planètes magnétisées**

Les résultats obtenus sur Saturne ont vocation à être comparés à ceux obtenus pour les autres planètes magnétisées.

L'analyse des observations des sondes STEREO déterminera ainsi si la modulation diurne de l'AKR est liée à une origine géométrique ou physique et de vérifier la période est fixe ou variable (comme le SKR). L'instrument



radio S/WAVES embarqué sur ces sondes a été conçu et réalisé au LESIA et garantit un accès privilégié aux données.

Le code de simulation SERPE, fonctionnant actuellement pour les planètes Jupiter et Saturne, sera adapté à la Terre, où il permettra de circonscrire facilement l'influence de la visibilité de l'AKR dans la modulation observée par Cassini ou les sondes STEREO. Ce code est toujours en développement et peut servir à simuler tout type d'émission radio planétaire ou exoplanétaire générée par IMC.

La physique aurorale et magnétosphérique planétaire verra enfin bientôt l'occasion de s'enrichir avec le lancement prochain de la mission Bepi-Colombo vers la planète Mercure, les missions JUNO puis LAPLACE vers Jupiter ou la détection d'exoplanètes à l'aide de radio-télescopes au sol.

---

## Remerciements

---

Il existe un vieux proverbe suédois qui dit : "Skol Offenstrüe". Cela signifie en substance qu'on ne naît pas de la cuisse d'Odin et que la réussite d'un travail de thèse est conditionnée par plusieurs ingrédients extérieurs : le sujet proprement dit, son actualité, l'équipe... Bien que d'obédience non norvégienne, j'ai pu vérifié la pertinence de cet adage populaire pendant ces trois années passées au LESIA. Et je sais dorénavant que ce n'est pas par hasard que les finlandais affectionnent le port de sabots de bois jusque dans la neige, même si j'ignore encore pourquoi...

Merci d'abord à mes directeurs de thèse pour leurs qualités (que je ne me risquerai pas à énumérer, eu égard à la dimension finie de leurs chaussures) : Philippe, celui-qui-vous-propose-huit-sujets-de-thèse-au-lieu-d'un et Renée, celle-qui-lut-mon-manuscrit-jusque-dans-son-lit. Le vrai coup de chance de cette thèse, ce fut de tomber sur vous.

Vient ensuite l'occasion de thankyouter Baptiste, troisième homme (de l'ombre), gourou informatique et compagnon de colloque, sans le travail duquel cette thèse n'aurait pas été possible, ainsi que Mathieu Barthélémy, qui eut l'idée lumineuse de m'indiquer Philippe, il y a quelques quatre années dans un couloir de l'université de Grenoble.

Dankechen aux membres du mon jury (particulièrement aux anglophones pour avoir lu le manuscrit et suivi la soutenance en français), et à la population du pôle Plasmas, toujours chargée de sé-thé-lu-minaires mais globalement toujours prête à prendre un café sucré (donc neutre).

Grazie mille "surtout particulièrement" aux forces précaires libres (prononcer efpéel avec un krisprolls entre les dents) : cette cohorte de thésards, post-docs et stagiaires en tout genre spécialistes des apéros, surtout improvisés (technique célèbre, dite de la Xavier's way), des pauses thé ou café, avec ou sans soleil et transat, des pique-niques, anniversaires, billards, pots, barbecues, crémaillères mais aussi des truquages de photos, expositions de couloirs, marches algorithmiques ou innombrables envois de mails et autres sujets de conversation improbables. Ces discrets précaires (rendez vous compte qu'aucun nom n'est même divulgué lorsqu'ils sont accusés publiquement de tapage diurne en pleine réunion de pôle !), dont le repaire fut le grenier du Bât. 16, ont développé avec succès l'auto-administration : Quynh-nhu la secrétaire un peu générale, Jim le flegmatique ex-chef de la police secrète (en exil au pays du gouda), Xavier le ministre des minorités (<=> Xavier's way), Arnaud en grand sachem du rez-de-chaussée (en exil au rez-de-chaussée), Cilia l'écliptique ministre de l'innovation précaire durable, notamment humaine (en pré-ezil rocameboulesqué au pays dou parmigiano), Lorenzo le photographe pré-FPL, Sébastien le ministre de l'action contre la faim (en exil au pays des bisons républicains), Baptiste l'ex-ministre de la répression

de la vertu et de la promotion du vice, Stepan le tchèque en bois, Magda l'actrice grecque "Aggela", Nesibe l'importatrice de loukoums, Pierre le militant hyperactif chargé du bras armé de l'organisation et Gaëtan notre membre non fonctionnel. Une page se tourne, mais les précaires, eux, demeurent...

Muchas gracias à Nicole et Aurélie, les "petites mains" professionnelles (pour l'organisation millimétrée du pot), mais aussi à Fabrice (son violon et sa théorie du goulash), Ioannis, Arielle, Olga (et son téléphone "russe"), Milan, Carine (et sa spectaculaire imitation canine), Catherine, Laurent (et son calme olympien), Jean-Louis, M. Bois, Angelo etc... en peu de mots tous ceux qui font que, dans la tempête, l'observatoire conserve ses airs de village gaulois (avec du miel !).

Bref, trois années pleines : des tea time, des dates limites, un potager qui ne potage pas, des voyages, des mauresques, des horaires mouvantes, des débats animés, des erreurs téléphoniques, des langues étrangères, des ordis qui ne marchent plus, des gens qui dorment dans leur bureau, des observations (souvent de nuages), beaucoup de musique, des proverbes scandinaves, des rencontres avec parfois des découvertes inattendues...

Dziekuje aussi aux autres, ceux qui ne font pas partie du labo mais qui ont toujours été curieux de savoir ce qu'on peut y chercher à part un emploi, voire, à la rigueur, une tasse à café : des parents (hé oui... mais ceux là sont un peu spéciaux !), des grand-mères (à qui on explique avec de grands gestes que ce qu'on observe depuis son bureau, c'est l'écran de son ordinateur !), des oncles, tantes et cousins amateurs de belles images, une belle-famille alors-tu-pars-où-l'an-prochain ?...

Pour finir, alligato surtout à elle, cette fille exceptionnelle qui m'a suivi jusque sous la pluie, avec qui j'ai la chance de partager mes jours, et qui a vaillamment enduré de ne plus partager que mes nuits quelques semaines durant...

---

## Traitement automatisé à long terme des données radio RPWS-HFR

---

L'INSTRUMENT radio RPWS-HFR fonctionne de façon quasi-continue selon une grande variété de modes instrumentaux (correspondant à différents temps d'intégration, résolution et échelle spectrale) [Zarka et al., 2000; Gurnett et al., 2004]. Il enregistre au moyen de 2 ou 3 antennes tous les signaux radio (incluant bruit de fond, émissions électromagnétiques, électrostatiques et parasites) sur une gamme de fréquences comprise entre 3.5 kHz et 16.125 MHz.

Pour pouvoir étudier spécifiquement le SKR, j'ai développé un traitement automatisé permettant de construire une base de données constituée uniquement de l'émission kilométrique étalonnée, normalisée et organisée régulièrement en temps et en fréquence. Ce type de traitement est adapté aussi bien aux grandeurs physiques calculées à partir des mesures 2-antennes ( $S, V, \theta, \phi$ ) que 3-antennes ( $S, Q, U, V, \theta, \phi$ ), décrites dans le chapitre 2. J'ai notamment utilisé les grandeurs ( $S, V$ ) pour construire des spectres dynamiques de flux étalonné (exprimé en  $W.m^{-2}.Hz^{-1}$ ) normalisé à 1 UA, de taux de polarisation circulaire (normalisé) et de SNR (en dB) ainsi que des séries temporelles régulières de puissance rayonnée (en  $W.sr^{-1}$ ).

Cette annexe décrit successivement l'étude de la variabilité du bruit de fond (partie A.1), le choix de la sélection d'antennes (partie A.2), la sélection du SKR (partie A.3) avant d'aborder le traitement proprement dit (partie A.4).

### A.1 Variabilité du niveau de fond

La première étape du traitement des données radio consiste à extraire le signal réel des mesures en soustrayant préalablement le bruit de fond enregistré par l'instrument. Zarka et al. [2004] ont montré que ce bruit de fond consiste en deux composantes : l'une d'origine physique (bruit galactique, bruit de plasma et bruit d'impact) et l'autre d'origine instrumentale (bruit du récepteur et raies parasites). L'étude de la variabilité temporelle du bruit de fond total est nécessaire pour déterminer la durée minimale requise pour l'estimer correctement.

Ce bruit de fond est déterminé sur une période donnée de façon indépendante pour chaque fréquence par la valeur à 5% de la distribution de flux (voir [Zarka et al., 2004]). Le bruit de fond galactique et le bruit du récepteur (constant en fonction de la fréquence) ne varient pas significativement avec le temps. A contrario, la présence

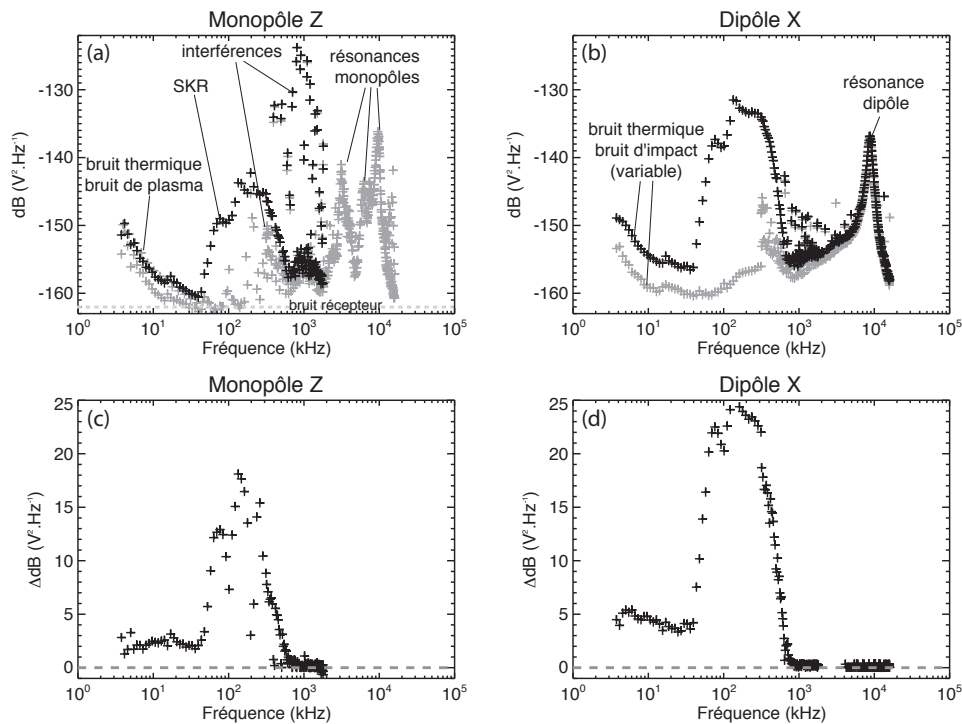


FIGURE A.1 – Spectres du bruit de fond à 5% (incluant le bruit de fond galactique et le bruit de fond instrumental) mesurés par l'instrument RPWS-HFR. Les panneaux (a) et (c) concernent le monopôle Z tandis que les panneaux (b) et (d) concernent le dipôle X. Sur les panneaux (a) et (b), le bruit de fond calculé sur la journée du 9 février 2005 est indiqué en noir tandis que le bruit de fond calculé sur le trimestre allant du 1er janvier au 31 mars 2005 est indiqué en gris. On remarque l'existence de plusieurs "pics" dans les spectres (résonance d'antenne, parasites...) ainsi qu'un massif correspondant au spectre du SKR dans le fond journalier. Les panneaux (c) et (d) montrent le résultat de la soustraction du fond trimestriel au fond journalier. On constate que le fond trimestriel est constamment inférieur au fond journalier, quel que soit le canal de fréquence.

de raies parasites (dus à des résonances avec de nombreux convertisseurs de puissance présents sur la sonde, principalement aux harmoniques de 100 kHz), souvent intenses, dépend des modes instrumentaux utilisés. Enfin, le bruit de plasma et le bruit d'impact varient avec la densité in situ (décroissance typique en  $f^{-\alpha}$  visible aux fréquences  $\leq 40$  kHz).

La figure A.1 compare le niveau de fond calculé sur le monopôle Z et le dipôle X sur deux périodes de temps différentes : une journée et un trimestre (cette étude a été menée sur une palette de durées variant entre ces deux limites). Qu'il s'agisse du monopôle ou du dipôle, les résultats sont similaires : le fond journalier est calculé sur une période trop courte pour estimer correctement la gamme de fréquence correspondant au SKR (indiquée sur la figure A.1a). En d'autres termes, lors d'une journée de mesure, le SKR est présent si souvent sur les canaux de fréquence correspondant à sa gamme spectrale (environ [10,1000 kHz]) qu'il pollue significativement la mesure du fond. A contrario, le fond trimestriel a été estimé sur une période suffisamment longue pour estimer plus efficacement cette gamme de fréquences : sur les tracés en gris, la "bosse" correspondant au SKR a disparu. Par ailleurs, le spectre trimestriel est également plus faible sur quasiment tous les autres canaux de fréquences comme l'attestent les figures A.1c et A.1d. L'évaluation des contributions physique et instrumentale s'en trouve améliorée.

Comme il était nécessaire, pour la construction de notre base de données, de pouvoir estimer régulièrement le fond instrumental suivant l'organisation de l'archivage des données en périodes de trois mois, le bruit de fond total

a donc été calculé indépendamment sur chaque trimestre.

## A.2 Choix de la sélection d'antennes

L'instrument HFR a la possibilité d'opérer des mesures utilisant 2 ou 3 antennes fournissant respectivement 4 ou 7 mesures d'auto- et d'intercorrélations indépendantes. En règle générale, le fonctionnement 2-antennes utilise le dipôle X et le monopôle Z, on mesure alors  $A_{XX}$ ,  $A_{ZZ}$ ,  $C_{XZ}^r$  et  $C_{XZ}^i$  (voir tableau 2.1). Le mode 3-antennes utilise les 3 monopôles et calcule directement  $A_{+X+X}$ ,  $A_{-X-X}$ ,  $A_{ZZ}$  (deux fois),  $C_{+XZ}^r$ ,  $C_{+XZ}^i$ ,  $C_{-XZ}^r$  et  $C_{-XZ}^i$  (voir tableau 2.1). Cecconi et Zarka [2005a] ont développé des inversions analytiques capables d'extraire les paramètres physiques de l'onde à partir de ces mesures : les quatre paramètres de Stokes (S,Q,U,V) [Kraus, 1966] et la direction du vecteur d'onde  $\mathbf{k}$  caractérisée par les angles ( $\theta$  pour la colatitude,  $\phi$  pour l'azimut) dans le repère du satellite. La goniopolarimétrie permet ainsi de retrouver à la fois la direction d'arrivée et l'état de polarisation de l'onde. En postulant que l'onde observée est émise par une source ponctuelle (onde plane), elle permet de retrouver l'intégralité des six paramètres de l'onde à partir des mesures 3-antennes ou quatre de ces six paramètres à partir des mesures 2-antennes.

Entre le 29 juin 2004 (date de mise en orbite) et le 30 mars 2008, 90.53 % des mesures ont été acquises en mesures 2-antennes et 9.47 % en mesures 3-antennes. L'utilisation privilégiée du fonctionnement 2-antennes apparaît ainsi plus judicieuse pour toute étude à long terme. Lorsque c'est le cas, les données 3-antennes sont utilisées comme deux mesures 2-antennes successives.

### A.2.1 Fonctionnement 2-antennes

Avec une hypothèse physique sur deux des six inconnues, les inversions 2-antennes permettent de retrouver les quatre inconnues restantes.

Avant l'entrée de Cassini en orbite ( $r_{cass} \geq 150 R_{sat}$ ), la taille angulaire de Saturne vue de Cassini était  $\leq 0.75^\circ$ , soit une valeur inférieure à la résolution angulaire sur la direction d'arrivée de l'onde (1 à  $2^\circ$ , [Cecconi et Zarka, 2005a]). On peut alors raisonnablement approximer la position des sources radio par celle du centre de la planète. En postulant ainsi les angles ( $\theta, \phi$ ) de chaque mesure égaux aux coordonnées de Saturne, l'inversion "Polarimétrique" [Cecconi et Zarka, 2005a] (ci-après notée P) permet de retrouver l'intensité  $S_P$  du vecteur de Poynting et l'état de polarisation complet de l'onde (les taux normalisés de polarisation circulaire  $V_P$  et linéaire  $Q_P$  et  $U_P$ ).

Depuis l'insertion de Cassini en orbite autour de Saturne en juillet 2004, on ne peut plus assimiler la position des sources radio au centre de Saturne. Cecconi et Zarka [2005a] ont montré en analysant les données pré-insertion ( $r_{cass} \geq 150 R_{sat}$ ) à l'aide de l'inversion Polarimétrique que le taux de polarisation linéaire du SKR était quasi-nul. En supposant l'absence de polarisation linéaire ( $U = Q = 0$ ), l'inversion Goniométrique (ci-après notée G) permet d'extraire l'intensité  $S_G$ , la polarisation circulaire  $V_G$  ainsi que la direction d'arrivée de l'onde ( $\theta_G, \phi_G$ ).

L'inversion Goniométrique est donc plus pertinente pour toute étude des données 2-antennes après l'insertion en orbite.

### A.2.2 Fonctionnement 3-antennes

Jusqu'à mi-2008, le fonctionnement 3-antennes, qui engendre un balayage en fréquence plus long (puisque le récepteur effectue une mesure 3-antennes à l'aide de deux mesures 2-antennes) a été utilisé de façon sporadique. Cependant, l'inversion 3-antennes Goniopolarimétrique (ci-après notée GP) ne fait pas d'autre hypothèse physique que celle d'une source ponctuelle et permet de retrouver directement les paramètres (S,Q,U,V, $\theta, \phi$ ). Cette information complète sur les caractéristiques de l'onde sera par exemple indispensable pour toute étude statistique précise de la polarisation du SKR.

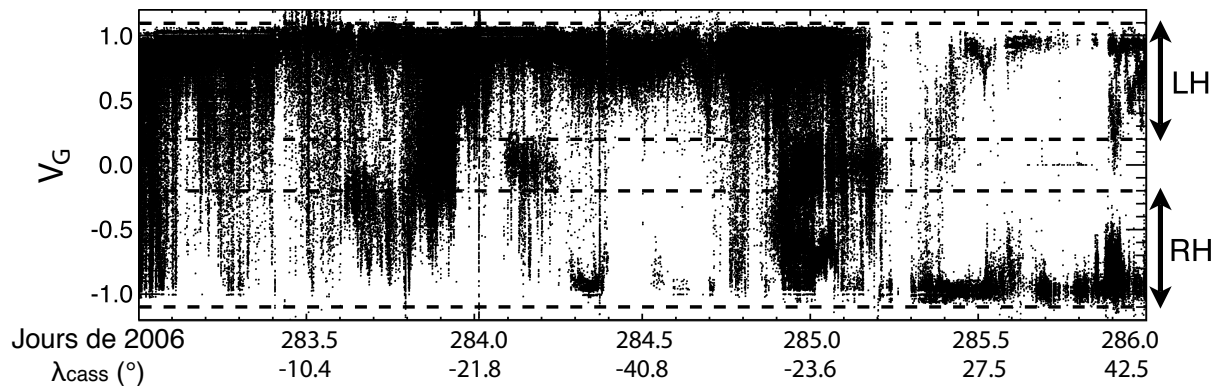


FIGURE A.2 – Taux normalisé de polarisation circulaire  $V_G$  calculé à partir de l'inversion Goniométrique. Seuls les points possédant un SNR supérieur à 25 dB (simultanément sur chacune des 2-antennes) sont tracés. Les lignes en tirets indiquent les gammes de sélection du SKR :  $0.2 \leq V_G \leq 1.1$  pour la composante LH et  $-1.1 \leq V_G \leq -0.2$  pour la composante RH. Ces limites permettent de rejeter la plupart des émissions non polarisées. Le signe de la polarisation dominante change avec la latitude de Cassini.

### A.3 Sélection du SKR

Les émissions kilométriques ont deux caractéristiques importantes : elles sont émises dans les zones aurorales environnant chaque pôle magnétique et possèdent une polarisation circulaire forte (dont le signe est lié à l'hémisphère d'origine). Il est ainsi possible de séparer les différentes composantes du SKR en tirant parti du taux de polarisation circulaire et/ou de la localisation des sources.

#### A.3.1 Sélection en polarisation

Le signe du taux de polarisation circulaire permet de séparer les composantes polarisées main droite (RH) et main gauche (LH). La détermination de  $V$  est différente selon le mode utilisé. Cecconi et Zarka [2005a] ont montré que la précision sur le calcul de  $V$  dépendait fortement du SNR et de la configuration géométrique entre l'onde incidente et le plan des antennes. Ils ont estimé une incertitude typique de  $\Delta V \sim 0.1$ , conduisant occasionnellement à des valeurs de  $|V|$  supérieures à 1 (voir figure 2.6).

#### Fonctionnement 2-antennes

Dans le cas de l'inversion Goniométrique, la figure A.2 montre que les valeurs de  $V_G$  oscillent entre les limites  $-1-\epsilon$  et  $1+\epsilon$ . J'ai donc défini la gamme  $0.2 \leq |V_G| \leq 1.1$  afin de sélectionner uniquement le SKR. Cette sélection permet en effet de rejeter la plupart des émissions électrostatiques locales (*e.g.* à la fréquence plasma électronique), les émissions électromagnétiques d'origine solaire (types III) ainsi que la plupart des parasites radio. Ces parasites se traduisent sous la forme de raies horizontales dans les spectres dynamiques, polluant les fréquences harmoniques de 100 kHz.

Cependant, malgré la sélection sur  $V_P$ , une partie de cette pollution demeure (pour laquelle  $|V_G| \geq 0.2$ ). Pour réduire encore la quantité de parasites, une sélection secondaire a été appliquée sur  $V_P$  avec la même gamme de polarisations que précédemment. Comme les parasites radio affectent différemment le calcul de  $V_G$  et  $V_P$ , cette double sélection est plus efficace pour nettoyer les spectres dynamiques et sélectionner le SKR. La figure A.3 illustre le résultat d'une double sélection sur  $(V_G, V_P)$ .

### Fonctionnement 3-antennes

Dans le cas des enregistrements 3-antennes, une sélection sur tous les paramètres de polarisation (Q,U,V) peut être appliquée. Comme le SKR présente une polarisation elliptique à haute latitude, la sélection doit dépendre de la position de Cassini.

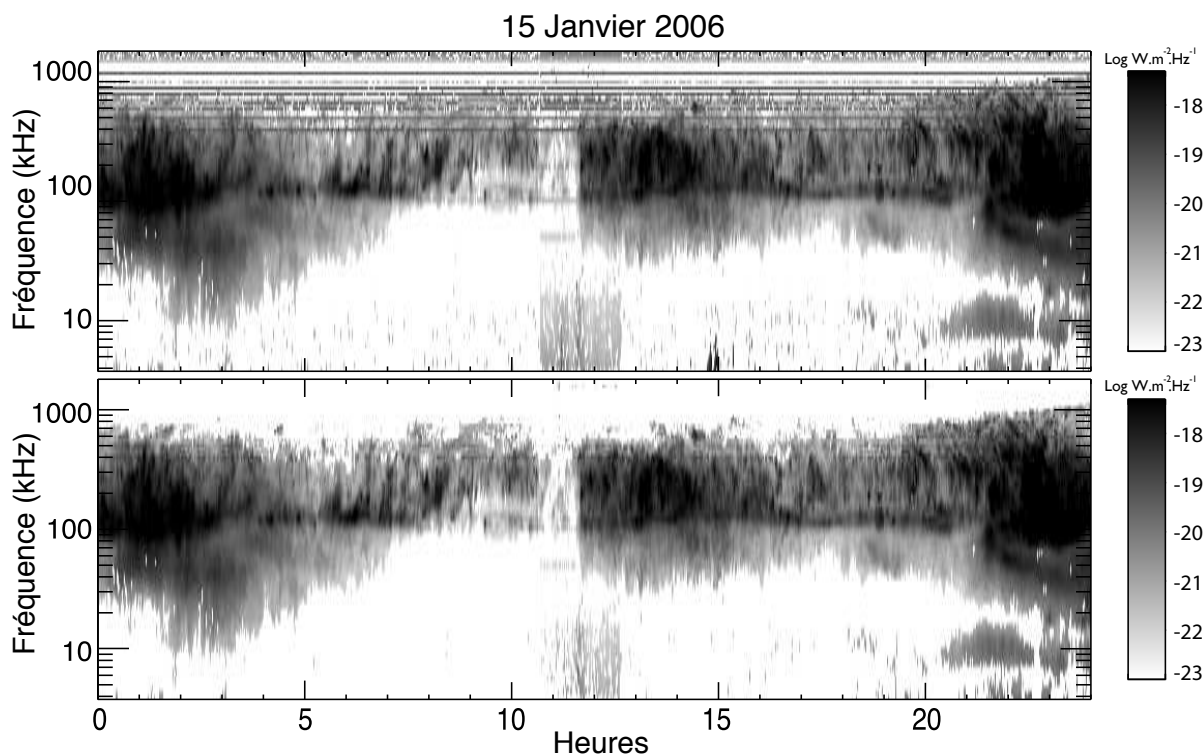


FIGURE A.3 – Spectres dynamiques (cartes d’intensité temps-fréquence) de la densité de flux  $S$  exprimée en  $W.m^{-2}.Hz^{-1}$ . Le panneau du haut montre les émissions correspondant à la condition  $0.2 \leq |V_G| \leq 1.1$ . Le panneau du bas trace les émissions avec la sélection additionnelle  $0.2 \leq |V_P| \leq 1.1$ . Cette seconde sélection permet d’éliminer plus efficacement les parasites radio (bandes de fréquences horizontales multiples de 100 kHz) ainsi que les émissions électrostatiques locales (visibles autour de 15 h). Les spectres ont été réinterpolés en fréquence après suppression des bandes de fréquence parasitées.

#### A.3.2 Sélection par la localisation des sources

Les inversions Goniométrique (2-antennes) ou Goniopolarimétrique (3-antennes) donnent la direction d’arrivée de l’onde dans le repère du satellite. On peut ainsi utiliser les paramètres  $(\theta, \phi)$  pour définir des régions dans le plan d’observation permettant de distinguer le signal utile des données aberrantes (dues aux parasites) ou imprécises (grande erreur sur  $\theta$  et  $\phi$  liée à la configuration géométrique direction de l’onde/plan des antennes).

Comme pour le calcul du taux de polarisation circulaire, la précision sur  $(\theta, \phi)$  dépend du SNR et de l’angle entre la direction d’arrivée de l’onde et le plan des antennes. Cecconi et Zarka [2005a] ont estimé une erreur typique de l’ordre de  $2^\circ$ . Pour différencier les émissions des hémisphères nord et sud à partir du centre de Saturne, on définit deux angles. D’abord la latitude minimale  $\lambda_{min}$  de la direction d’arrivée est choisie égale à  $2^\circ$  au dessus du plan de l’équateur. Par ailleurs, grâce au modèle de champ magnétique quasi-dipolaire de Saturne, on peut calculer la position des sources les plus lointaines, c’est-à-dire de plus basse fréquence. A  $f = 3.5$  kHz (plus basse fréquence du HFR) et dans les zones de haute latitude, les sources sont situées à moins de  $3 R_{sat}$ . En conséquence, on peut



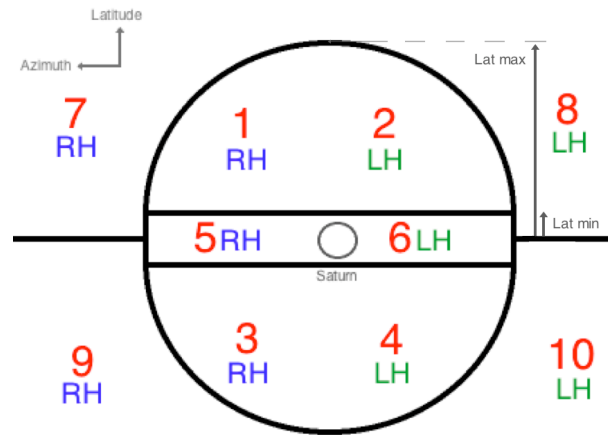


FIGURE A.4 – Indichage du lieu de provenance des émissions mesurées grâce à deux angles limites et une sélection sur le signe du taux de polarisation circulaire (positif pour la composante LH, négatif pour RH). Lat min indique  $\lambda_{min}$  et Lat max  $\lambda_{max}$ . Chaque région est numérotée par un indice.

définir une latitude maximale par une limite raisonnable choisie à  $10 R_{sat}$ . Si on considère une erreur additionnelle de  $2^\circ$ , on obtient les deux angles limites :

$$\lambda_{min} = 2^\circ$$

$$\lambda_{max} = \arctan \frac{10 R_{sat}}{r_{cass}} + 2^\circ$$

Ces angles permettent de définir cinq régions différentes indiquées sur la figure A.4. Les deux régions correspondant aux indices 1, 2, 3 et 4 indiquent le lieu des émissions SKR nord et sud.

## A.4 Traitement des données et création des séries à long terme

Une fois le bruit de fond soustrait, la sélection d'antennes choisie et les données triées, on peut alors procéder au traitement des données. Ce traitement suit plusieurs étapes détaillées ci-dessous. Chaque composante du SKR (sélectionnée grâce à un indice ou une série d'indices) peut ainsi être traitée séparément à partir des données hétérogènes initiales pour produire des séries à long terme organisées en tableaux réguliers temps-fréquence (voir figure A.5).

Les tableaux finaux possèdent une résolution temporelle et spectrale fixes. La résolution temporelle dépend de la durée maximale requise pour balayer intégralement la gamme spectrale du HFR, estimée à  $\sim 90$  s par Gurnett et al. [2004]. Suivant Zarka et al. [2004], la résolution temporelle a été prise égale à 180 s afin de s'assurer d'avoir au moins un balayage complet par pas de temps. La résolution ainsi que l'échelle spectrale sont, elles, choisies en fonction de l'étude souhaitée.

Par souci de clarté, le détail du traitement explicité dans les parties suivantes est illustré sur l'exemple du jeu de données construit pour l'étude de Lamy et al. [2008c]. Pour cette étude statistique, j'ai choisi d'utiliser préférentiellement les mesures 2-antennes et les grandeurs  $(S_G, V_G)$ . J'ai opté pour une résolution spectrale large afin de pouvoir comparer les données très hétérogènes acquises pendant ces 2.75 années. L'échelle de fréquence est ainsi définie par 24 canaux de fréquence répartis de façon logarithmique entre 3.5 et 300 kHz (avec  $\Delta f/f = 20\%$ ) et 24

canaux répartis linéairement entre 350 et 1500 kHz (avec  $\delta f = 50$  kHz). J'ai étudié séparément les composantes RH et LH sélectionnées sans choix sur la localisation des sources : RH correspond donc à la série d'indices [1,3,5,7,9] et LH à [2,4,6,8,10].

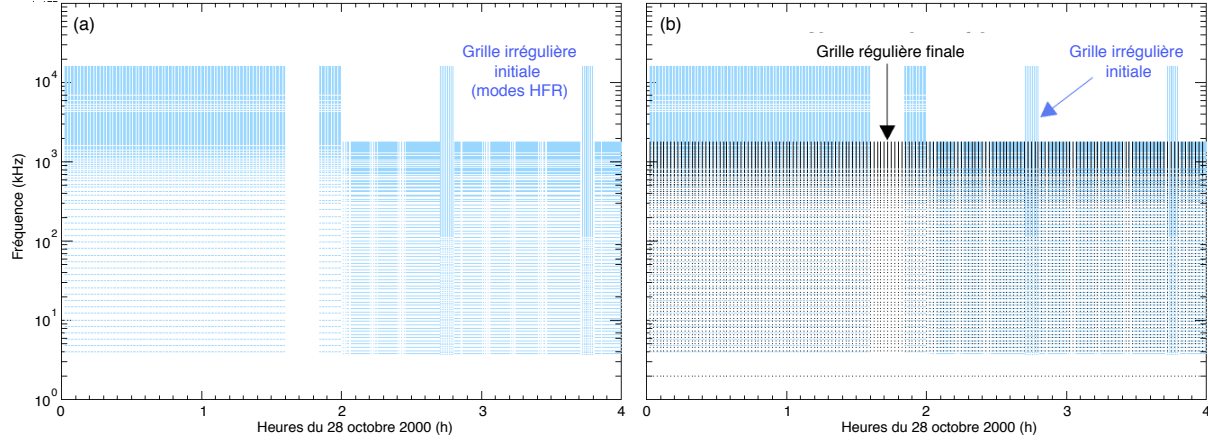


FIGURE A.5 – (a) Exemple de la distribution temps-fréquence hétérogène des différents modes du HFR utilisés le 28 octobre 2000 entre minuit et 4 h. (b) Superposition de la distribution temps-fréquence homogène (définie à la partie A.4) pour intégrer les données (en noir).

#### A.4.1 Intégration initiale

Pour tenir compte de la diversité des modes instrumentaux (voir figure A.5), les données sont traitées mode par mode. Pour chaque mode, le temps d'enregistrement initial de chaque mesure  $t_{initial}$  est d'abord corrigé du temps de propagation de l'onde entre Saturne et Cassini :

$$t_{reel} = t_{initial} - \frac{r_{cass}}{c} \quad (\text{A.1})$$

où  $c$  est la célérité de la lumière et  $r_{cass}$  la distance de Cassini à la planète. Les données sont ensuite organisées le long de tableaux réguliers avec une résolution temporelle égale à 180 s et avec une résolution spectrale correspondant à celle du mode considéré. Les valeurs de  $S_G$  et  $V_G$  correspondant aux événements non sélectionnés (ici  $|V| < 0.2$ ) sont fixés par défaut à 0.

Suivant Zarka et al. [2004], les flux  $S_G$  en  $V^2.Hz^{-1}$  sont transformés en flux  $S_W$  en  $W.m^{-2}.Hz^{-1}$  :

$$S_W = \frac{S_G}{Z_0 \left( \frac{LC_a}{C_a + C_b} \right)^2} \quad (\text{A.2})$$

où  $Z_0$  est l'impédance du vide  $\sim 377 \Omega$ ,  $L$  la longueur effective du monopôle  $Z$ ,  $h_z \sim 1.68$  m et  $C_a$  et  $C_b$  les capacités d'antenne et de base avec  $C_a/(C_a + C_b) \sim 0.4$ .

Les grandeurs  $SNR_{X,Z}$  indiquent pour chaque antenne de la paire (X,Z) le rapport signal sur bruit sur l'auto-corrélation calculé à partir du bruit théorique [Baptiste Cecconi, 2004]. Chaque mesure 2-antennes possède donc deux valeurs de SNR (exprimés en dB).

Les tableaux  $S_i$ ,  $P_i$ ,  $V_i$  et  $SNR_{X,Z,i}$  (ci-après simplement notés  $SNR_i$ ) sont alors remplis avec un type de moyenne prenant en compte une pondération par le temps d'intégration et la largeur de la bande spectrale de chaque mesure individuelle initiale. Si chaque élément des tableaux d'indice  $i$  correspond à  $m$  pas de temps et  $n$

fréquences des données initiales ( $S_{W\ m,n}, V_{G\ m,n}, SNR_{X,Z,m,n}$ ) et si (\*) renvoie à la sélection considérée (ici RH ou LH), on procède comme suit :

$$S_i(*) = \frac{\sum_{m,n} S_{W\ m,n}(*) \delta t_m(*) \delta f_n(*)}{\sum_m \delta t_m \sum_n \delta f_n} \quad (\text{A.3})$$

$$P_i(*) = \frac{\sum_{m,n} S_{W\ m,n}(*) \delta t_m(*) \delta f_n(*)}{\sum_m \delta t_m(*)} \quad (\text{A.4})$$

$$V_i(*) = \frac{\sum_{m,n} V_{G\ m,n}(*) S_{W\ m,n}(*) \delta t_m(*) \delta f_n(*)}{\sum_{m,n} S_{W\ m,n}(*) \delta t_m(*) \delta f_n(*)} \quad (\text{A.5})$$

$$SNR_i(*) = \frac{\sum_{m,n} SNR_{X,Z,m,n}(*) S_{W\ m,n}(*) \delta t_m(*) \delta f_n(*)}{\sum_{m,n} S_{W\ m,n}(*) \delta t_m(*) \delta f_n(*)} \quad (\text{A.6})$$

Les puissances  $P_i$  diffèrent simplement des flux  $S_i$  par une intégration sur la bande spectrale et une moyenne temporelle sur la sélection (\*). Les équations A.5 et A.6 incluent une pondération par la densité de flux pour prendre en compte le fait que la polarisation et le SNR des événements les plus intenses ne soient pas artificiellement réduits par ceux des événements voisins de moindre intensité.

## A.4.2 Elimination des parasites

Une étape de nettoyage des spectres dynamiques est appliquée uniquement sur les tableaux  $S_i$  et  $P_i$  (les tableaux  $V_i$  and  $SNR_i$  ne sont pas traités et conservent ainsi l'information initiale). Pour chaque spectre, les pixels isolés sont supprimés afin d'exclure les fréquences potentiellement polluées par des parasites résiduels avec  $|V_i| \geq 0.2$ . Comme l'illustre la figure A.6, la largeur spectrale typique des raies parasites correspond à 2-3 canaux de fréquence. Les tableaux  $S_i$  et  $P_i$  sont ensuite reconstruits en fréquence selon la condition suivante : une interpolation linéaire est appliquée sur deux valeurs non nulles du spectre lorsque le nombre de valeurs nulles consécutives entre ces deux limites est inférieur ou égal à 4. J'ai vérifié que, sous cette formulation compliquée, l'interpolation associée maximise bien la continuité spectrale sans ajouter artificiellement de signal.

## A.4.3 Intégration finale

Finalement les tableaux finaux  $S_f, P_f, V_f$  et  $SNR_f$  sont remplis à partir des tableaux initiaux traités de nouveau selon les équations A.3, A.4, A.5 et A.6. Si la résolution de l'échelle spectrale finale est plus fine que celle du mode courant, une interpolation supplémentaire est appliquée sur chaque spectre des tableaux  $S_f$  et  $P_f$ . Les données manquantes sont identifiées par l'attribution d'une valeur physique par défaut égale à -1 pour les tableaux  $S_f$  et  $P_f$  et 0 pour les tableaux  $V_f$  et  $SNR_f$ . Entre le 29 juin 2004 et le 30 mars 2008, les trous de données ont représenté 7.6 % de l'intervalle.

## A.4.4 Normalisation

### Flux radio reçu

Les spectres dynamiques de flux étalonné (en  $W.m^{-2}.Hz^{-1}$ ) sont normalisés à 1 UA par une correction du carré de la distance entre Cassini et Saturne :

$$S = S_f \times r_{ua}^2 \quad (\text{A.7})$$

où  $r_{ua}$  est la distance Cassini-Saturne distance en UA.

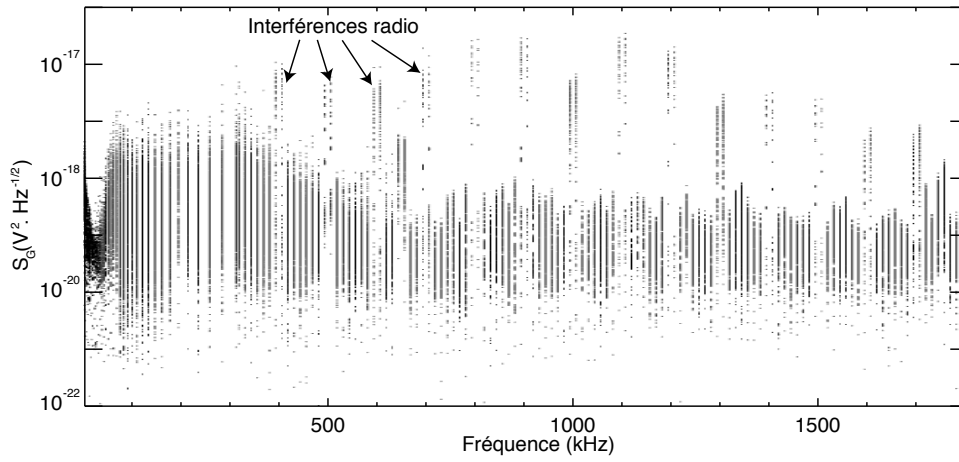


FIGURE A.6 – Flux  $S_G$  ( $V^2.Hz^{-1/2}$ ) en fonction de la fréquence pour le jour 115 de l'année 2004. Les parasites se traduisent sous la forme de valeurs de flux plus intenses que la normale sur les canaux de fréquence au voisinage des harmoniques de 100 kHz. La largeur typique de ces parasites est en général de 2 à 3 canaux.

### Puissance radio rayonnée

La puissance totale moyenne  $P_W$  (exprimée en  $W$ ) rayonnée par les sources radio observées sur une plage de fréquences donnée  $[f_{min}, f_{max}]$  s'écrit :

$$P_W = \Omega \times r_{cass}^2 \int S_W(f) df \quad (A.8)$$

où  $S_W$  est la densité de flux en  $W.m^{-2}.Hz^{-1}$ ,  $r_{cass}$  la distance à Saturne en m et  $\Omega$  l'angle solide du diagramme d'émission des sources. Comme l'émission radio est anisotrope, et que l'angle solide correspondant est inconnu, la grandeur physique conservée est  $P = P_W/\Omega$  exprimée en  $W.sr^{-1}$ .

Les séries temporelles de puissance rayonnée  $P$  sont ainsi directement obtenues à partir des tableaux finaux  $P_f$  par intégration spectrale sur la gamme  $[f_{min}, f_{max}]$  et par correction de la distance suivant :

$$P = \int P_f \times r_{cass}^2 df \quad (A.9)$$

où  $r_{cass}$  est la distance à Saturne en m.

Un exemple typique illustrant les effets du traitement des données décrit dans cette annexe est visible sur la figure 2.3.



# ANNEXE B

---

## Méthodes d'analyse harmonique d'un signal périodique de période variable

---

**D**EUX méthodes de détermination de la période du SKR (notée  $P_{skr}$ ) sont détaillées dans cette annexe. Elles permettent de calculer  $P_{skr}$  sur des échelles de temps "courtes" de l'ordre de quelques dizaines de périodes ( $\leq 20-30$  jours) avec une résolution spectrale plus fine que celle de la transformée de Fourier équivalente.

### B.1 Méthode de corrélation de pics séparés par N périodes

La technique baptisée "corrélation de pics séparés par N périodes" a été développée par Philippe Zarka pour calculer spécifiquement les variations de  $P_{skr}$  en corrélant les pics (ou bouffées/occurrences) du SKR. Son principe est expliqué sur l'exemple donné par la figure B.1 : l'analyse porte sur la composante LH émise dans l'hémisphère sud ayant servi à l'étude de Zarka et al. [2007]. Le choix de cette composante a pris en compte les conditions d'observations pré-insertion où la latitude de Cassini valait  $\lambda_{cass} \sim -18^\circ$ , favorisant ainsi l'observation des émissions sud (voir chapitre 2).

Les figures B.1a et B.1b montrent respectivement le spectre dynamique des données LH traitées (pour éliminer les parasites et les émissions différentes du SKR, voir annexe A), et la série temporelle de puissance associée intégrée entre 100 et 400 kHz avec une résolution temporelle de 3 min. Le logarithme décimal de cette série de puissance est alors lissé deux fois consécutivement sur un intervalle de cinq heures pour faire ressortir la modulation de l'émission (courbes noires sur les figures B.1b et B.1c). Les maxima locaux, bien identifiés sur la série lissée sont ainsi relevés systématiquement (points noirs sur la figure B.1c) à raison d'un point par rotation de  $\sim 10.75$  h (à titre d'exemple, l'intervalle de 1186 jours étudié par Zarka et al. [2007] a conduit à 2717 points identifiés comme maxima locaux). Il a été vérifié que le lissage n'avait pas d'incidence sur l'instant de détection des maxima.

L'étape fondamentale de cette méthode d'analyse consiste alors à calculer le coefficient d'intercorrélation entre deux intervalles larges de  $\pm 3$  h de la série lissée (c'est-à-dire environ la moitié de la durée typique d'une occurrence de SKR), chacun centrés sur un maximum local et séparés par N périodes (représentés par les boîtes bleues sur la figure B.1c). Ce moyen permet de vérifier si ces deux intervalles présentent bien la forme en cloche caractéristique

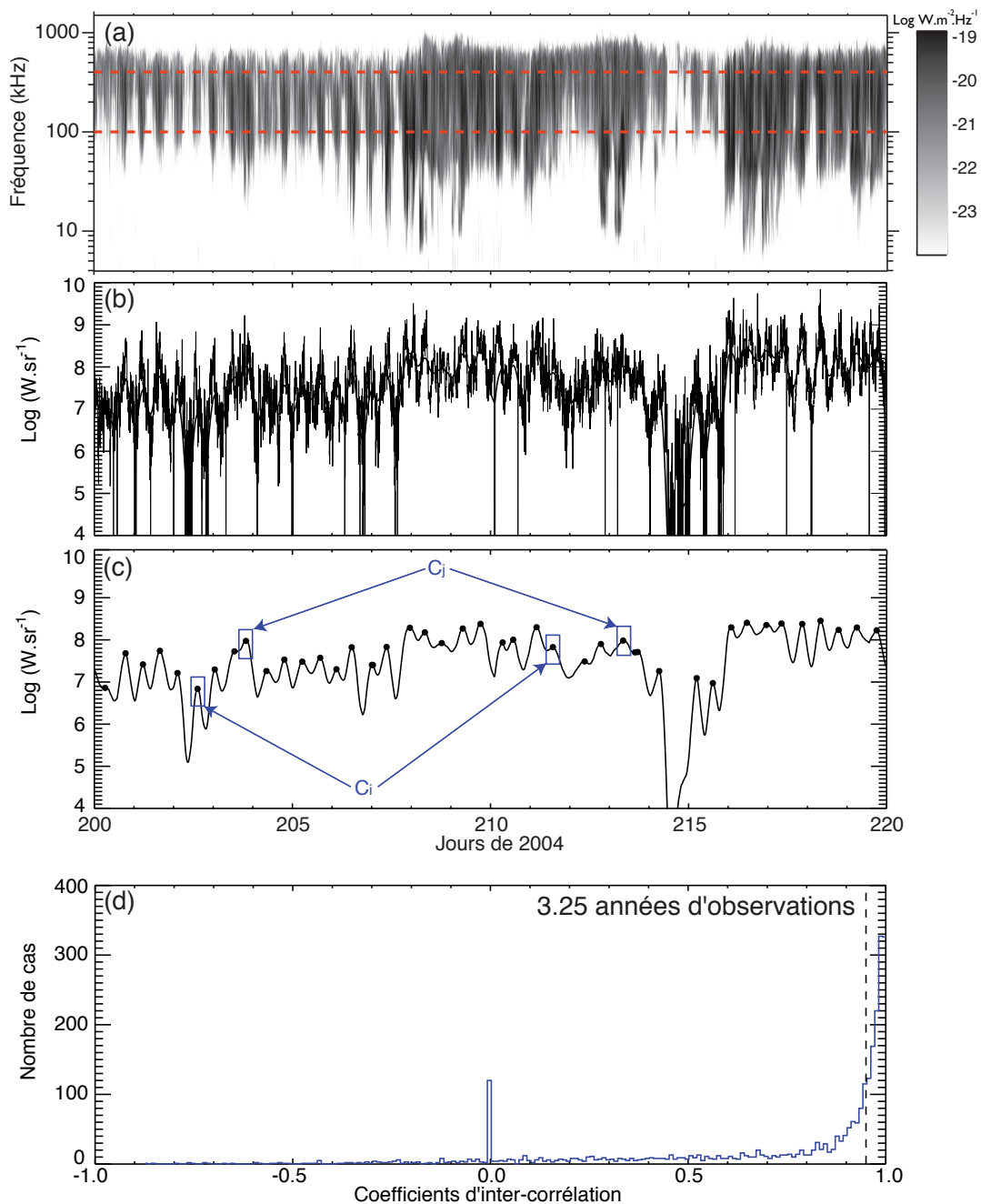


FIGURE B.1 – Exemple du traitement des données permettant d’estimer précisément  $P_{skr}$  sur un intervalle de  $N$  périodes. Le panneau (a) montre un spectre dynamique de l’émission kilométrique de l’hémisphère sud (composante LH polarisée à gauche) pendant 20 jours d’observation. Les lignes rouges en tirets indiquent la gamme de fréquences [100,400 kHz] correspondant à la partie la plus intense du spectre du SKR. Le panneau (b) trace la série temporelle de puissance associée intégrée entre 100 et 400 kHz. La courbe noire superposée correspond à la même série lissée deux fois consécutivement sur un intervalle glissant de 5 h. Ce traitement permet d’éliminer les fluctuations de haute fréquence et faire ressortir la variation principale modulée à  $P_{skr}$ . Le panneau (c) indique par des points noirs les maxima locaux de la série lissée, détectés automatiquement. Pour chaque point, on calcule alors le coefficient d’intercorrélacion entre deux fenêtres larges de 6 h (boîtes bleues reliées par des flèches) dont l’une est centrée sur le maximum local considéré et l’autre sur le maximum situé  $N$  périodes plus loin. Ici,  $C_i$  et  $C_j$  illustrent le cas  $N = +20$ . Le panneau (d) montre la distribution de ces coefficients d’intercorrélacion pour la composante LH et  $N = +20$  sur 3.25 années d’observations correspondant à l’étude [Zarka et al., 2007]. Cette distribution témoigne d’un pic marqué proche de la valeur 1. Partant, on choisit par la suite un coefficient de corrélacion limite  $C_{lim} = 0.95$  correspondant à la largeur à mi-hauteur du pic afin de sélectionner uniquement les évènements les mieux corrélés.

des pics de SKR et peuvent le cas échéant être utilisés deux à deux pour calculer directement  $P_{skr}$  sur une durée égale à  $N$  périodes.

La distribution des coefficients d'intercorrélation pour  $N = +20$  sur 3.25 années utilisée dans l'étude de Zarka et al. [2007] pour la composante LH est représentée sur la figure B.1d. Cette figure montre que la plupart des coefficients sont très élevés : 44% des points ont un coefficient de corrélation supérieur à une valeur limite  $C_{lim} = 0.95$ , choisie pour distinguer les événements hautement significatifs.

$P_{skr}$  est calculée en chaque point possédant un coefficient supérieur ou égal à  $C_{lim}$ . On obtient alors une série temporelle dont des exemples sont donnés sur les deux intervalles de la figure B.2. Les résultats sont similaires pour des calculs utilisant des valeurs de  $N = \pm 5$  à 40 rotations. Pour augmenter le rapport signal sur bruit, on applique un lissage final sur dix valeurs consécutives (différence entre petits et grands symboles sur la figure B.2). Chaque valeur de  $P_{skr}$  est donc calculée sur  $\sim 30$  rotations, soit  $\sim 13$  jours.

Les variations de  $P_{skr}$  obtenues grâce à cette technique sont représentées au chapitre 3 (notamment sur la figure 3.1).

## B.2 Analyse spectrale de Lomb-Scargle

La technique de Lomb-Scargle permet de faire l'analyse spectrale d'un signal échantillonné irrégulièrement. Il s'agit d'un algorithme "lent" (qui nécessite  $10^2 N \ln N$  opérations pour analyser  $N$  mesures) mais qui présente de multiples avantages comparé à la transformée de Fourier rapide traditionnelle (FFT pour Fast Fourier Transform). Je rappelle succinctement ci-dessous le fonctionnement et les conditions d'utilisation du périodogramme de Lomb-Scargle qui a été décrit en détails par Lomb [1976]; Scargle [1982]; Horne et Baliunas [1986]; Press et Rybicki [1989].

Soit un signal périodique bruité dont la mesure vaut  $X(t_i)$  au temps  $t_i$  pour  $i = 1, \dots, N_0$ .  $X(t_i)$  peut se décomposer en la somme d'un signal périodique (supposé sinusoïdal)  $X_s(t_i) = X_0 \sin(\omega_0 t_i + \phi)$  et d'un bruit additionnel noté  $R(t_i)$  suivant :

$$X(t_i) = X_s(t_i) + R(t_i) \quad (\text{B.1})$$

L'objectif d'un périodogramme est de calculer le spectre du signal  $X$  afin de détecter la périodicité  $\omega_0$  du signal  $X_s$ .

### B.2.1 Périodogramme classique

La transformée de Fourier discrète du signal en fonction de sa pulsation  $\omega = 2\pi f$  s'écrit :

$$TF_X(\omega) = \sum_{j=0}^{N_0} X(t_j) e^{-i\omega t_j} \quad (\text{B.2})$$

On définit traditionnellement le périodogramme "classique" par la formule :

$$P_X(\omega) = \frac{1}{N_0} |TF_X(\omega)|^2 = \frac{1}{N_0} \left[ \left( \sum_j X_j \cos \omega t_j \right)^2 + \left( \sum_j X_j \sin \omega t_j \right)^2 \right] \quad (\text{B.3})$$

Si le signal  $X$  contient une composante sinusoïdale à la pulsation  $\omega_0$ , alors les termes  $X(t)$  et  $e^{-i\omega t}$  sont en phase pour  $\omega \sim \omega_0$  et contribuent à de grandes valeurs de  $P_X$  au travers des termes de somme de l'équation B.3.



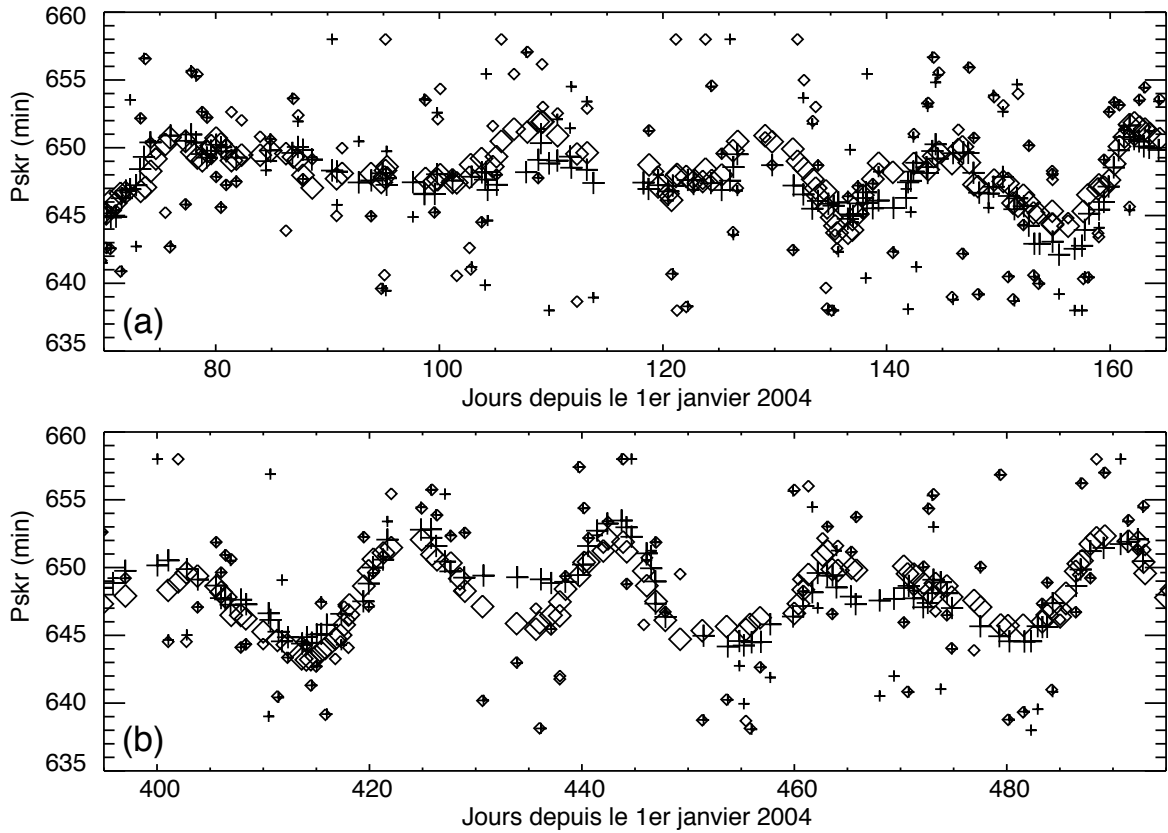


FIGURE B.2 – Détermination de  $P_{skr}$  de la composante LH sur deux périodes arbitraires de  $\sim 100$  jours. Sur chacun des deux panneaux sont tracées les valeurs individuelles de  $P_{skr}$  calculées pour les coefficients de corrélation  $\geq C_{lim}$  (approximativement une valeur par rotation). Les petits symboles croix et losanges indiquent les valeurs calculées avec  $N = +20$  et  $N = -20$  respectivement. Les nuages de points correspondants montrent une variation de  $\pm 10$  min à l'échelle de 20-30 jours avec des fluctuations de bruit de l'ordre de  $\pm 5$  min. Si on lisse chacune de ces séries sur dix valeurs consécutives, on obtient les valeurs indiquées par les grands symboles losanges et croix. On voit alors que la modulation à 20-30 jours persiste (avec une amplitude de  $\pm 3-4$  min pour le panneau (a) et  $\pm 7$  min pour le panneau (b)) avec une amplitude des fluctuations de bruit réduite à  $\pm 1-1.5$  min. La modulation de  $P_{skr}$  correspond ainsi à une détection à  $\sim 3\sigma$  pour le panneau (a) et  $\sim 5\sigma$  pour le panneau (b). Chaque mesure finale a donc été calculée avec des mesures étalées sur  $\sim 30$  rotations ( $|N| = 20$  rotations initiales ajoutées à un lissage sur 10 valeurs consécutives), c'est-à-dire  $\sim 13$  jours.

Pour des valeurs  $\omega \neq \omega_0$ , les termes  $X(t)$  et  $e^{-i\omega t}$  sont aléatoirement positifs ou négatifs conduisant à de faibles valeurs de  $P_X$ . Ainsi, un signal sinusoïdal sera repéré par une valeur élevée de  $P_X(\omega_0)$ , *i.e.* un pic étroit dans le spectre associé.

Si l'échantillonnage des données est régulier (prenons pour simplifier  $\Delta t = 1$  et  $t_j = j$ ), l'équation B.3 devient :

$$P_X(\omega) = \frac{1}{N_0} \left| \sum_{j=0}^{N_0} X_j e^{-ij\omega} \right|^2 \quad (\text{B.4})$$

L'utilisation de la FFT permet alors de calculer le spectre donné par l'équation B.4 aux fréquences régulières-

ment espacées  $\omega_n = 2n\pi/T$  où  $T$  est la durée totale de l'intervalle de temps analysé et  $n = 0, \dots, N_0/2$ . Cette technique de calcul est rapide ( $N \cdot \ln N$  opérations pour analyser  $N$  mesures), ce qui explique, en partie, sa popularité.

Cependant, l'utilisation de la FFT comporte les deux principaux inconvénients suivants. D'abord, le spectre calculé par FFT est sensible aux pertes spectrales, c'est-à-dire une fuite de la puissance spectrale d'une pulsation donnée (en général  $\neq \omega_n$ ) vers une pulsation  $\omega_n$  (voisine ou distante). Ceci peut par exemple prendre la forme d'un étalement de pic (fuite vers des fréquences voisines) ou de repliement de spectre (fuite vers des fréquences distantes). Ensuite et surtout, la FFT n'est applicable qu'à un jeu de données échantillonnées régulièrement sur un intervalle de temps donné. En d'autres termes, elle est particulièrement sensible aux trous de données naturellement présents lors de la construction d'une série temporelle observée (par exemple de SKR, voir annexe A). En pratique, ceci se traduit par un spectre d'autant plus bruité que les trous de données sont importants, gênant de facto la détection de la pulsation  $\omega_0$ .

### B.2.2 Périodogramme normalisé de Lomb-Scargle

Lomb [1976] puis Scargle [1982] se sont proposés de pallier ces défauts grâce à l'élaboration d'un périodogramme amélioré. Pour cela, on définit au préalable la moyenne et la variance du signal  $X$  précédent par :

$$\langle X \rangle = \frac{1}{N_0} \sum_{j=0}^{N_0} X(t_j) \quad (\text{B.5})$$

$$\sigma^2 = \frac{1}{N_0 - 1} \sum_{j=0}^{N_0} (X(t_j) - \langle X \rangle)^2 \quad (\text{B.6})$$

Pour chaque pulsation  $\omega$  qu'on souhaite tester, on construit la grandeur temporelle  $\tau$  telle que :

$$\tan 2\omega\tau = \frac{\sum_j \sin 2\omega t_j}{\sum_j \cos 2\omega t_j} \quad (\text{B.7})$$

On définit alors le périodogramme de Lomb-Scargle normalisé  $P_N(\omega)$ , qui calcule la puissance spectrale de la série  $X$  à la pulsation  $\omega$ , par :

$$P_N(\omega) = \frac{1}{2\sigma^2} \left( \frac{[\sum_j (X(t_j) - \langle X \rangle) \cos \omega(t_j - \tau)]^2}{\sum_j \cos^2 \omega(t_j - \tau)} + \frac{[\sum_j (X(t_j) - \langle X \rangle) \sin \omega(t_j - \tau)]^2}{\sum_j \sin^2 \omega(t_j - \tau)} \right) \quad (\text{B.8})$$

La constante  $\tau$  a deux effets sur  $P_N(\omega)$  [Lomb, 1976] : d'abord elle rend  $P_N(\omega)$  invariant par translation des  $t_i$  (c'est-à-dire que l'origine des temps peut être choisie arbitrairement) ; elle rend ensuite le calcul du spectre par l'équation B.8 équivalent à un ajustement par la technique des moindres carrés d'un signal sinusoïdal du type :

$$X(t) = A \cos \omega t + B \sin \omega t \quad (\text{B.9})$$

Ceci permet de comprendre pourquoi cette méthode donne de meilleurs résultats que la FFT. Il est en effet possible de limiter les effets de perte spectrale en suréchantillonnant la gamme de pulsations étudiée par rapport aux  $\omega_n$  données par la FFT équivalente (e.g. en choisissant  $\Delta\omega \leq 2\pi/T$  et  $\omega_{max,Lomb} \geq \omega_{max,FFT}$ ). Ensuite (et surtout), il est possible de calculer un spectre même pour des données échantillonnées irrégulièrement : le calcul du périodogramme de Lomb-Scargle ne repose pas sur "un intervalle de temps" mais sur "une collection de données individuelles". Enfin, qu'il s'agisse d'intervalles réguliers ou non, la normalisation particulière du périodogramme (voir équation B.8) a la propriété d'améliorer le rapport signal sur bruit du spectre final.

### B.2.3 Calcul de $P_{skr}$ à court terme

J'ai pu vérifier que l'utilisation de la FFT permettait de retrouver les variations à long terme du SKR [Kurth et al., 2007] mais s'avérait limitée pour le calcul de  $P_{skr}$  à court terme ( $\leq 20$ -30 jours). En effet, non seulement les données manquantes bruyent considérablement le spectre de Fourier, mais de plus une précision de 1% sur  $P_{skr}$  nécessite des intervalles d'au moins 100 périodes de long (soit environ 45 jours).

J'ai donc naturellement préféré l'utilisation de la technique de Lomb-Scargle. Après étude de cas, j'ai choisi un intervalle régulier glissant avec un pas de temps égal à 30 min et d'une longueur de fenêtre de durée  $\sim 20$  jours pour mener cette analyse. En effet, l'utilisation d'intervalles irréguliers a mené à des résultats moins satisfaisants (spectres bruités, résolution variable, inhomogénéité des spectres calculés...). De plus, si la résolution de la FFT équivalente est relativement faible ( $\sim 14$  min à  $\sim 650$  min), le suréchantillonnage spectral du périodogramme de Lomb (choisi à  $128 \times N_0/2$ ) a permis non seulement d'améliorer cette résolution par la détection directe de la largeur à mi-hauteur bien définie du pic principal (en pratique  $\sim 10$  min) mais surtout de détecter les faibles variations de  $P_{skr}$  de l'ordre de quelques minutes grâce à une résolution spectrale d'environ  $1/9$  min (donnée par le rapport  $14/128$ ) à  $\sim 650$  min, soit bien meilleure que celle offerte par la FFT.

Cette technique a fourni des résultats confirmant clairement ceux obtenus par la méthode de corrélation (expliquée à la partie B.1) lorsque les données étaient de bonne qualité (bonne visibilité, peu de parasites etc...). La figure 3.2 compare les résultats issus de ces deux techniques qui sont discutés à la partie 3.2.

# ANNEXE C

---

## Projection des images HST

---

**P**ROJETER des images d'aurores UV sur un ellipsoïde d'altitude donnée est un traitement complexe. Vincent Dols (du Laboratoire de Physique Atmosphérique et Planétaire de l'Université de Liège) avait créé de premiers programmes informatiques calculant la grille de coordonnées ainsi que les projections cylindrique et polaire d'observations de Jupiter et Saturne. Dans le cadre de mon travail de thèse, j'ai repris et amélioré ces codes sous la direction de R. Prangé (correction de l'équation de l'ellipsoïde, amélioration de la résolution des projections, réécriture du code de rétro-projection d'origine et prise en compte de la conservation du flux ou de l'intensité, correction des effets de moiré numériques et optimisation du temps de calcul) pour développer un traitement de routine automatisé permettant de calculer la grille de coordonnées et les projections d'une planète quelle que soit la position de l'observateur (de telles grilles de coordonnées ont par exemple servi dans le chapitre 5 à la construction des images radio observées par Cassini).

Cette annexe donne brièvement le principe de ces calculs (grille de coordonnées et projections) sur l'exemple des images HST de Saturne. Elle évalue, lorsque c'est possible, l'incertitude associée à la position de chaque pixel traité.

### C.1 Grille de coordonnées

Avant toute transformation géométrique, il est nécessaire d'établir un repère de coordonnées sphériques de même centre que celui de la planète permettant d'identifier chaque point de la surface du disque observé. Le calcul de l'ellipsoïde correspondant requiert la connaissance des dimensions physiques et des éphémérides de Saturne mais aussi de l'orientation spatiale du HST qui varie avec le temps. Ces paramètres sont résumés dans le tableau C.1.

Par la suite, on adopte les notations suivantes : les axes principaux de Saturne définissent le repère  $(x,y,z)$  où l'axe  $x$  est orienté dans la direction de la Terre, l'axe  $z$  correspond à l'axe  $\Omega$  de rotation kronien et l'axe  $y$  complète le trièdre direct. Un point de cet ellipsoïde est repéré par ses coordonnées cartésiennes  $(x,y,z)$  ou par ses coordonnées sphériques  $(r,\psi,\lambda)$  comme indiqué sur la figure C.1a.

$d$	: distance Terre-Saturne
$\alpha$	: angle de position entre le nord céleste (direction normale à l'écliptique) et l'axe de rotation $\Omega$ de Saturne, compté positivement vers l'est astronomique (encore appelé "Position Angle" PA du pôle nord)
$\beta$	: latitude planétocentrique sub-terrestre (encore appelée inclinaison ou angle de tilt)
$\gamma$	: angle de phase entre la direction Soleil-Saturne et la direction Terre-Saturne
$\alpha_{HST}$	: angle d'orientation entre le nord céleste et l'axe $V_3$ lié au HST
$r_{eq} = R_{sat} = 60268$ km	: rayon équatorial de la planète correspondant au niveau de pression 1 bar
$e = 0.098$	: aplatissement de la planète
$r_{pol} = (1-e) r_{eq} = 54362$ km	: rayon polaire de la planète

TABLE C.1 – Paramètres définissant la position, les dimensions et l'orientation de Saturne dans le repère du HST. Les grandeurs  $d$ ,  $\alpha$ ,  $\beta$  et  $\gamma$  sont données par les tables de l'Astronomical Almanach ou le site internet de L'Institut de Mécanique Céleste et de Calcul des Ephémérides (<http://www.imcce.fr>).  $\alpha_{HST}$  est précisé dans chaque observation HST.

Les axes du repère lié au HST se nomment  $(V_1, V_2, V_3)$ . L'axe  $V_1$  pointe vers le corps observé le long de l'axe optique, l'axe  $V_3$  représente la direction des ordonnées du plan d'observation et l'axe  $V_2$  complète le trièdre direct dans la direction des abscisses du plan d'observation.

### Equation de l'ellipsoïde

L'équation de l'ellipsoïde selon ses axes principaux  $(x, y, z)$  s'écrit :

$$\left(\frac{x}{r_{eq}}\right)^2 + \left(\frac{y}{r_{eq}}\right)^2 + \left(\frac{z}{r_{pol}}\right)^2 = 1 \quad (C.1)$$

avec :

$$\begin{cases} x = r \cos \psi \cos \lambda \\ y = r \sin \psi \cos \lambda \\ z = r \sin \lambda \end{cases}$$

L'image initiale étant mesurée sur le détecteur de l'instrument dans le repère lié au HST, on calcule l'équation de l'ellipsoïde dans le nouveau repère  $(X, Y, Z) = (-V_1, -V_2, V_3)$  grâce à deux rotations : d'angle  $\beta$  autour de l'axe  $y$  et d'angle  $\alpha - \alpha_{HST}$  autour de l'axe  $x$  (voir figure C.1b). La matrice de passage correspondante  $P$ , de coefficients  $p_{ij}$ , s'écrit :

$$P = \begin{pmatrix} \cos \beta & 0 & \sin \beta \\ \sin(\alpha - \alpha_{HST}) \cdot \sin \beta & \cos(\alpha - \alpha_{HST}) & -\sin(\alpha - \alpha_{HST}) \cdot \cos \beta \\ -\cos(\alpha - \alpha_{HST}) \cdot \sin \beta & \sin(\alpha - \alpha_{HST}) & \cos(\alpha - \alpha_{HST}) \cdot \cos \beta \end{pmatrix}$$

c'est-à-dire :

$$\begin{cases} X = p_{11}x + p_{12}y + p_{13}z \\ Y = p_{21}x + p_{22}y + p_{23}z \\ Z = p_{31}x + p_{32}y + p_{33}z \end{cases}$$

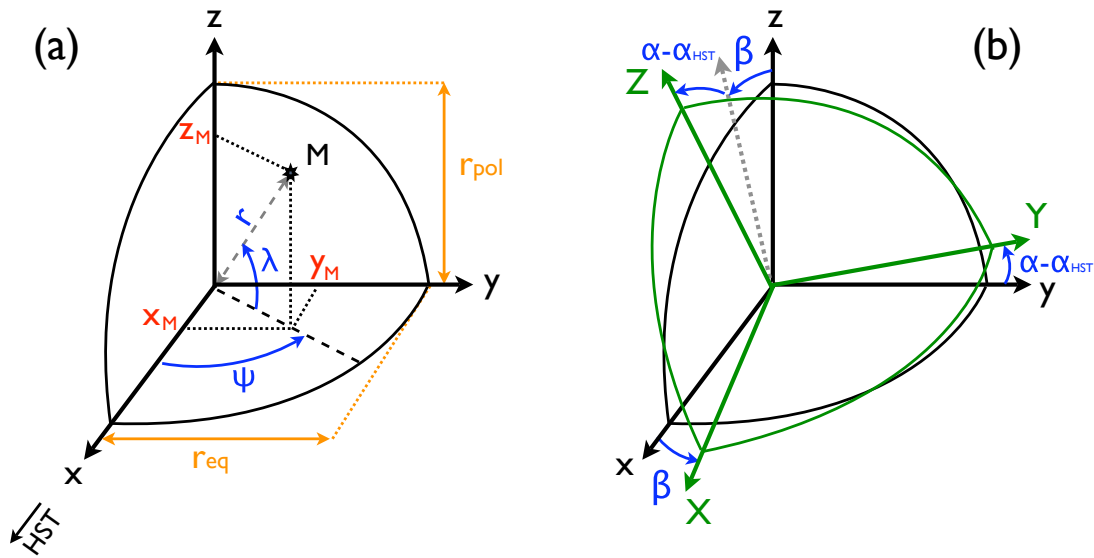


FIGURE C.1 – (a) Coordonnées de l'ellipsoïde dans le repère constitué par ses axes principaux  $(x,y,z)$ .  $x_M$ ,  $y_M$  et  $z_M$  indiquent les coordonnées cartésiennes du point  $M$  et  $r$ ,  $\psi$  et  $\lambda$  ses coordonnées sphériques (respectivement la distance, la longitude et la latitude planétocentrique de  $M$ ).  $r_{eq}$  et  $r_{pol}$  indiquent les rayons équatorial et polaire. (b) Changement de repère de  $(x,y,z)$  vers  $(X,Y,Z)$ , correspondant au repère  $(-V_1, -V_2, V_3)$  lié au HST, par une rotation de  $\beta$  autour de l'axe  $y$  et  $\alpha - \alpha_{HST}$  autour de l'axe  $x$ .

Le tracé de  $Y(Z)$  permet d'obtenir la projection de la grille de coordonnées souhaitée dans le plan d'observation. Cette grille est matérialisée par ses parallèles et méridiens, dont on choisit le nombre.

### Corrections liées au pointage du HST

La direction d'observation du HST définie en (ascension droite, déclinaison) permet de centrer l'image des objets observés sur le détecteur. Bien que le télescope ait une bonne précision de pointage ( $\sim 0.1$  arcsec) et une stabilité quasi-parfaite ( $\sim 0.01$  arcsec, soit la moitié d'1 pixel de STIS ou ACS), des erreurs de pointage importantes existent ( $\sim 1$  arcsec à l'heure actuelle). Elles proviennent de l'incertitude avec laquelle sont connues les coordonnées des étoiles qui servent à fixer l'orientation du satellite (les étoiles-guides). A cette erreur s'ajoutent celles, tout aussi importantes, provenant d'effets mécaniques et/ou thermiques (variables d'une image à l'autre, en particulier lors d'un changement de filtre).

La figure C.2 montre deux exemples d'image HST avec leur grille de coordonnées nominale construite à l'aide des équations précédentes et du pointage nominal. Les panneaux (b) et (f) montrent un décalage clair entre la grille calculée et la position réelle de l'image, indiqué par des doubles flèches.

De façon surprenante, d'autres erreurs systématiques ont été constatées. En effet, il apparaît qu'une dérive de pointage en rotation autour de l'axe  $X$ , liée à l'orientation du télescope, existe aussi. Je l'ai estimée pour chaque image à une valeur maximale de  $0.3^\circ$ . Mais surtout, dans le cas de l'instrument STIS, la valeur réelle de la résolution angulaire (supposée être fixe !) diffère significativement de la valeur nominale théorique de  $0.0247$  arcsec.pix $^{-1}$ . Pour pallier à cette erreur, j'ai ajusté le champ angulaire réel sur la grille construite pour chaque image (correspondant à la vraie dimension de la planète). L'analyse de toutes les images depuis la campagne de l'année 1997 a montré que la résolution angulaire réelle de STIS faiblissait continuellement avec le vieillissement de l'instrument. Ainsi, en 2004, sa valeur était de  $0.0244$  arcsec.pix $^{-1}$ , c'est-à-dire réduite de 1.4% par rapport à la valeur nominale.

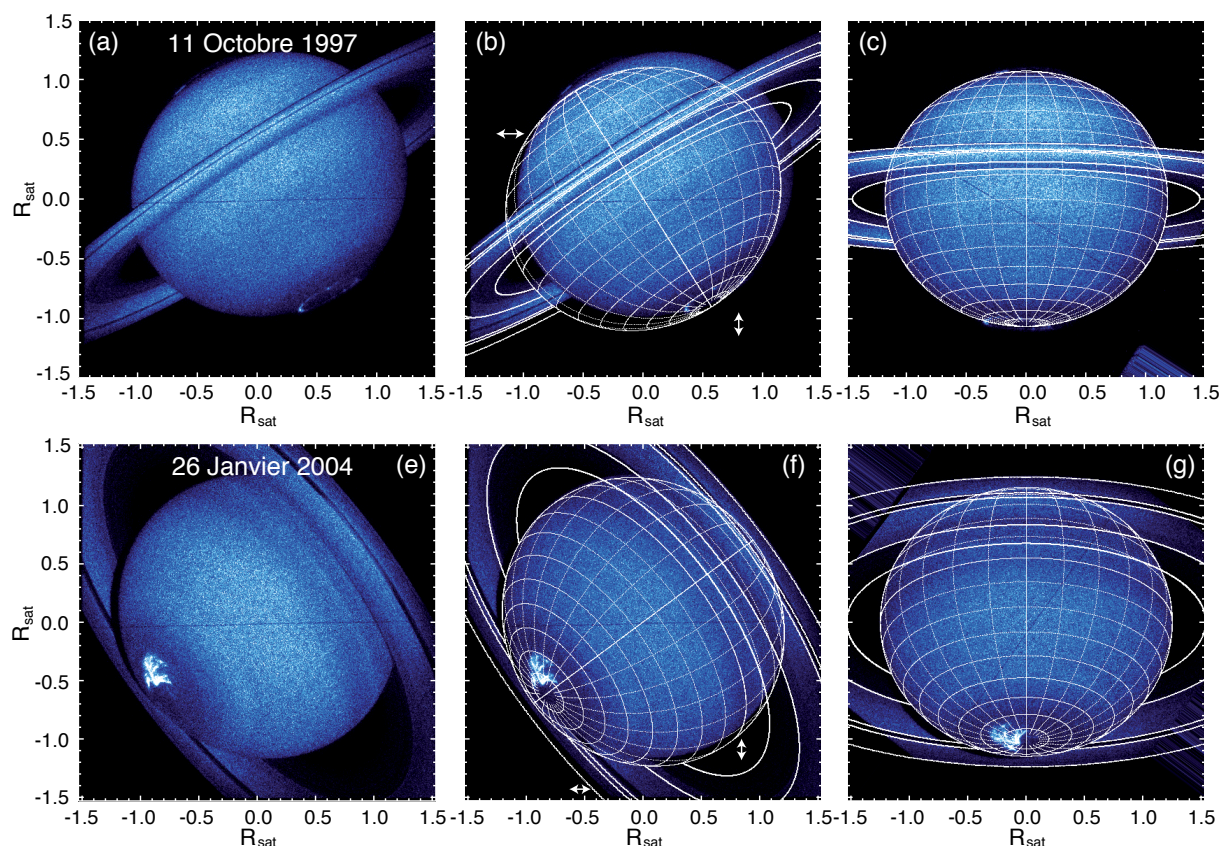


FIGURE C.2 – (a) Image HST-STIS prise avec le filtre SRF2 le 11 octobre 1997 dans le repère du HST. (b) Même image avec sa grille de coordonnées sphériques nominale construite à l’aide de la position et des paramètres physiques de Saturne. Les parallèles sont tracés tous les 10 degrés et les méridiens tous les 15 degrés (*i.e.* 01:00 de temps local) (c) Image et sa grille dans le repère lié à l’axe de rotation  $\Omega$  de Saturne après correction des dérives de pointage du HST (-34 et -42 pixels [soit -0.83 et -1.03 arcsec] en translation et  $0.15^\circ$  en rotation) et ajustement de sa résolution angulaire ( $0.0245 \text{ arcsec.pix}^{-1}$ ). (c,d,e) Idem avec une image HST-STIS-SRF2 prise le 26 janvier 2004. Les corrections appliquées à l’image correspondent à des valeurs de -2 et -16 pixels en translation,  $0.3^\circ$  en rotation et une résolution angulaire de  $0.0244 \text{ arcsec.pix}^{-1}$ .

Au final, la correction de ces erreurs permet de faire coïncider la grille avec l’image à  $\pm 1$  pixel près. L’ajustement est très bon car on a utilisé la présence des anneaux (et de la division de Cassini) pour apporter une contrainte sévère sur l’ajustement de la grille. Les panneaux (c) et (g) montrent la superposition de l’image et de sa grille de coordonnées une fois ces corrections appliquées.

Pour plus de commodité, les images et leur grille se verront par la suite toujours appliquer une dernière rotation autour de l’axe X pour faire coïncider l’axe des ordonnées avec la projection de l’axe de rotation planétaire  $\Omega$  (qui est aussi l’axe du dipôle magnétique autour duquel les ovales sont visibles) dans le plan d’observation.

## C.2 Projections

Une fois la surface de Saturne ajustée précisément par la grille précédente, il est possible de restituer les coordonnées de chaque point de l’image sur un ellipsoïde d’altitude donnée, puis de projeter cet ellipsoïde selon une direction choisie (par exemple selon une vue polaire ou cylindrique). L’altitude utilisée pour les émissions

aurorales UV (déterminée au chapitre 4) correspond à  $h = 1000$  km au dessus de la surface planétaire.

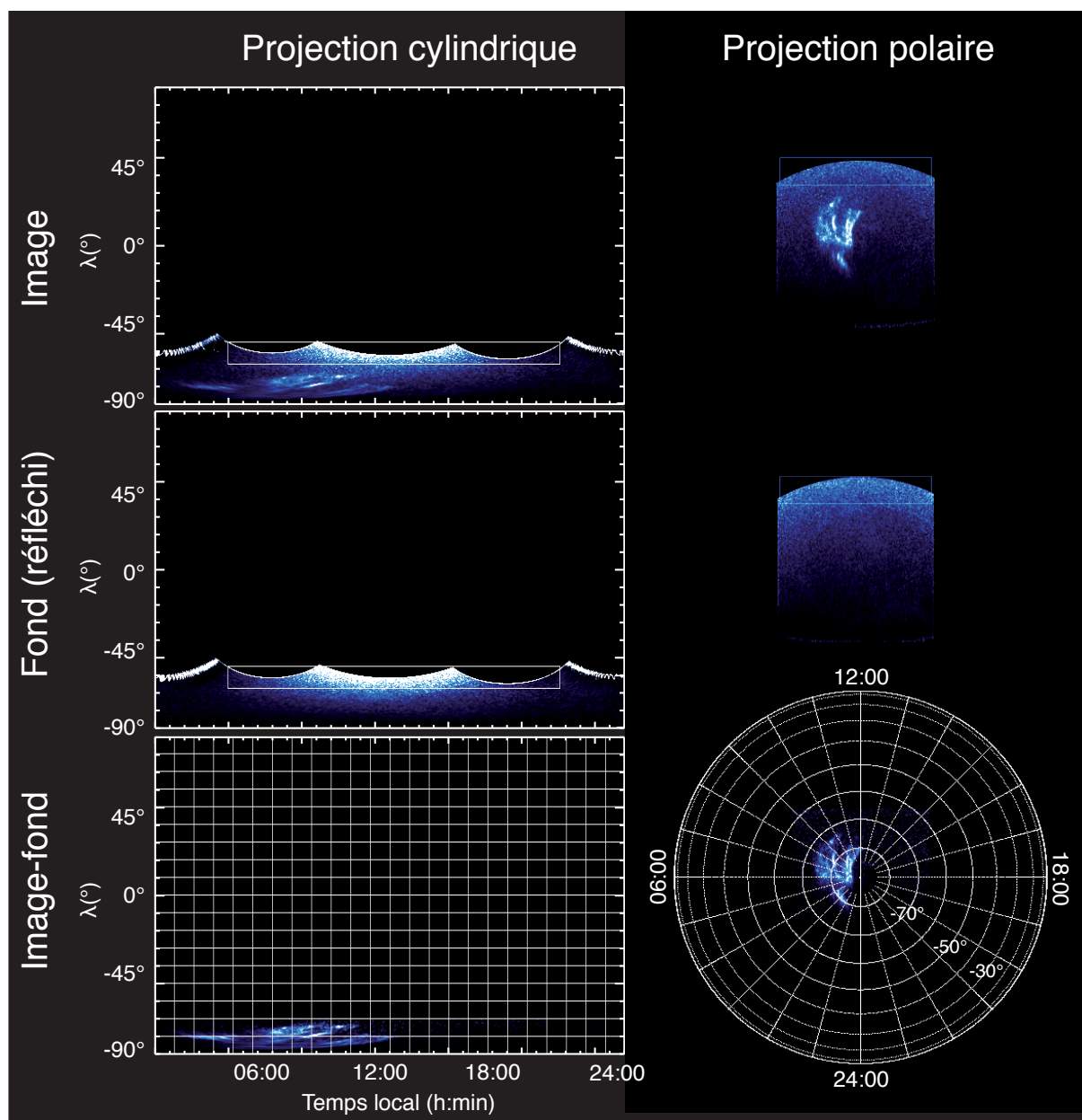


FIGURE C.3 – Projections cylindrique et polaire de l'image HST-STIS-SRF2 prise le 26 janvier 2004 à 19h16 (idem figure C.2e) ainsi que du réfléchi solaire déterminé pour le filtre SRF2 et la campagne 2004. Le fond soustrait sur les images finales a été lissé sur 20 pixels puis normalisé sur l'image à l'aide du rapport des intensités correspondant aux rectangles blancs.



### Projections polaires et cylindriques des aurores

Le calcul de l'ellipsoïde d'altitude  $h$  permet d'obtenir les coordonnées  $(\Psi, \lambda)$  de chaque pixel contenu dans le disque. Ce calcul suppose donc que les émissions aurorales sont toutes émises à la même altitude. Cette approximation est discutée plus loin. Les projections ne considèrent par ailleurs qu'une partie de l'image initiale (contenant l'information sur les aurores) afin de diminuer le temps de calcul.

Une fois  $(\Psi, \lambda)$  connus, on projette l'intensité de chaque pixel dans la carte finale qu'on souhaite obtenir (cylindrique ou polaire). Comme la correspondance entre les pixels des tableaux de départ et d'arrivée n'est pas bijective, on teste indépendamment l'étalement de chaque pixel dans la nouvelle carte. Ce faisant, l'intensité de la carte finale peut être calculée de deux manières différentes, soit de façon à conserver le flux total, soit de façon à conserver l'intensité (qui correspond au flux projeté). L'intérêt de chaque technique est différent. En effet, si la conservation du flux permet de voir ce qu'on verrait au zénith de l'émission (et ainsi d'obtenir un meilleur contraste sur les structures émettrices), la conservation de l'intensité permet de garder sur la carte finale l'intensité réelle des émissions (par exemple nécessaire pour déterminer la puissance des émissions).

Une fois la projection finale obtenue, on lui soustrait la projection correspondante du réfléchi solaire. Cette opération est volontairement placée à la dernière étape pour pouvoir s'affranchir de l'effet de surintensité au limbe obtenu lorsqu'on soustrait le fond (préalablement lissé sur 20 pixels) à une image non projetée. De la même façon que mentionné dans le chapitre 4, un facteur de pondération calculé sur une partie de réfléchi commune à l'image et au fond sert à normaliser ce dernier sur l'image. Un exemple de projections cylindrique et polaire est donné par la figure C.3.

### Erreurs sur la position des sources

Ce type de cartes permet de relever quantitativement la position des sources projetée à l'altitude  $h = 1000$  km. Cependant plusieurs sources d'incertitude influent sur la précision de cette détermination.

D'abord, seules les émissions aurorales comprises à l'intérieur de la surface initiale (dans le plan d'observation) de l'ellipsoïde calculé à une altitude de 1000 km sont projetées. La partie haute altitude ( $\geq 1000$  km) des émissions au limbe (*i.e* côté nuit), en général peu intenses, est alors perdue. Réaliser des projections à plus haute altitude pour limiter les pertes en flux accroît l'erreur sur la position des sources. La visibilité partielle de l'ovale due à l'inclinaison de la planète empêche également de projeter les sources à toutes les longitudes (cas des campagnes 2004 et 2007).

Ensuite l'extension en altitude mentionnée précédemment a pour effet d'étaler l'émission sur les cartes projetées. Ceci génère une incertitude estimée à quelques degrés, de l'ordre de l'extension latitudinale typique des ovales.

Le calcul des projections génère aussi une incertitude intrinsèque qui dépend de la position initiale des sources : contrairement aux émissions au voisinage de  $TL = 12:00$ , les émissions au limbe, qui sont vues de façon presque tangentielle, sont étalées par projection. La figure C.4 illustre clairement l'erreur obtenue sur la grille de coordonnées ajustant la surface de l'image prise le 26 janvier à 19h16 après projection cylindrique et polaire. L'incertitude augmente quand on se rapproche du limbe. Loin du limbe, la précision obtenue est bonne et l'incertitude associée est généralement négligeable devant l'étalement de l'émission due à son extension en altitude.

La fonction d'étalement de point (PSF) sur l'image initiale possède une largeur à mi-hauteur de 0.08 arcsec, c'est-à-dire qu'elle "dilue" l'émission sur  $\sim 4$  pixels. Cette erreur est également considérée comme négligeable devant l'étalement de l'émission due à son extension en altitude.

Enfin, le choix de l'altitude de projection influe directement sur la position des sources. La valeur de 1000 km, calculée au chapitre 4, est en accord avec l'altitude de l'homopause calculée au lieu des émissions aurorales [Moses et al., 2000]. Cependant, d'autres estimations de l'altitude des aurores sont aussi utilisées par les équipes de l'université de Liège et de l'université de Boston. Une valeur typique de 650 km (J. Nichols, communication personnelle) peut ainsi faire changer la latitude de l'émission projetée de  $1^\circ$  aux environs de  $TL = 12:00$  jusqu'à  $2-3^\circ$  au limbe. La figure 6.6 en donne une illustration.

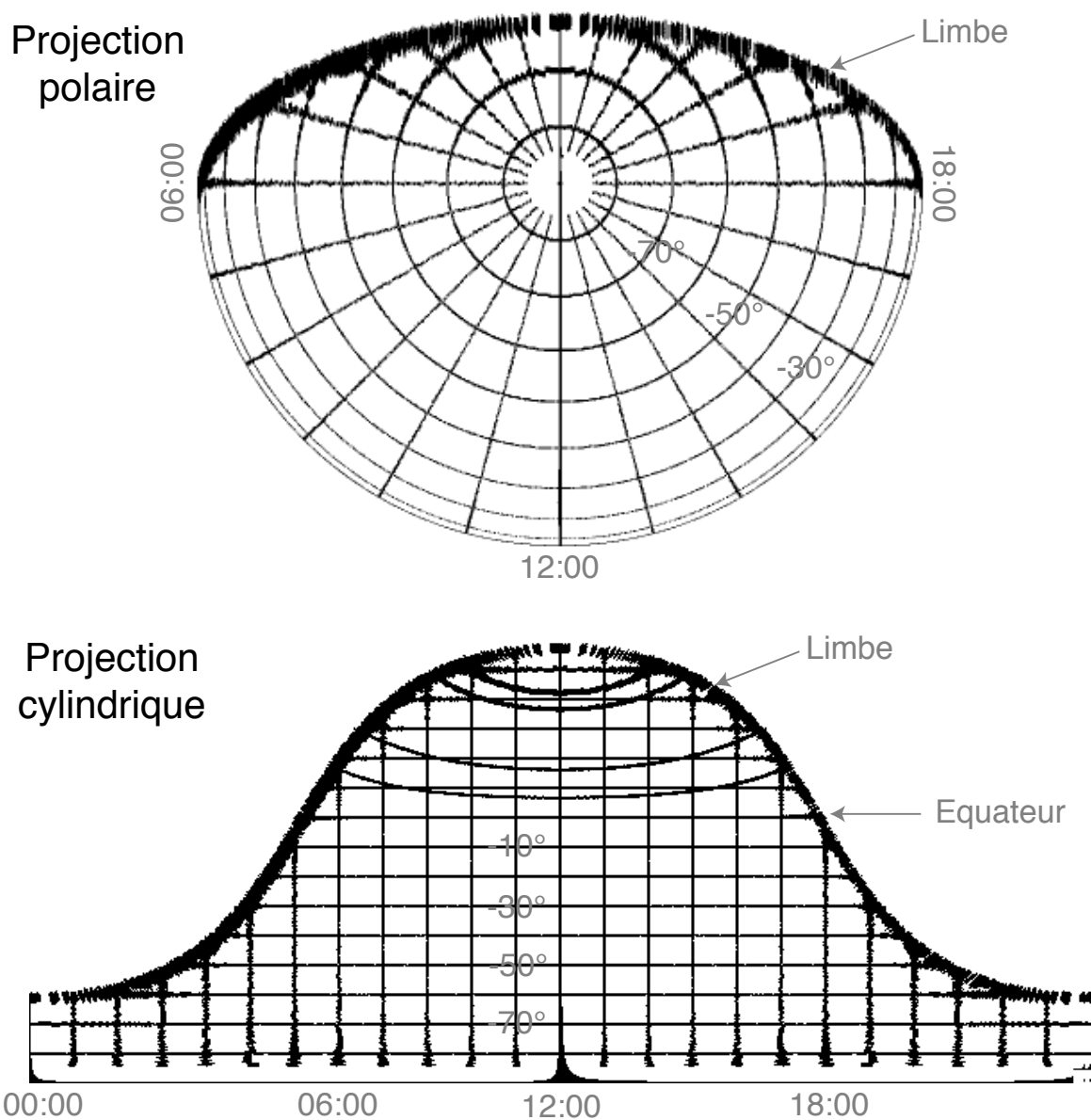


FIGURE C.4 – Projections polaire et cylindrique de la grille de coordonnées ajustée à la surface de la planète le 26 janvier 2004 à 19h16 (image des figures C.2e,f,g et C.3). L'incertitude intrinsèque à la méthode de projection peut se mesurer à l'épaisseur apparente de la grille projetée au niveau du limbe. On peut comparer notre projection polaire à celle de la figure 2 de Grodent et al. [2005] qui montrait à la fois une résolution de projection moins bonne (bien visible au limbe) et des valeurs de latitudes faussées (de 2 à 3° au maximum) provenant d'une équation de l'ellipsoïde utilisant la latitude planétographique au lieu de la latitude planétocentrique.

### Utilisation des projections

Ces différents types de projection sont complémentaires. Ainsi, si les projections polaires permettent de visualiser rapidement la position des sources (voir les chapitres 4 et 5), les projections cylindriques permettent de relever précisément leurs coordonnées (voir le chapitre 6).



# ANNEXE D

---

## Etalonnage photométrique des images STIS

---

**S**i les images du HST permettent d'observer la morphologie des émissions aurorales rayonnées en deux dimensions par la "surface" de l'atmosphère, elles ne donnent que le taux de comptage du détecteur (en coups.pix<sup>-1</sup>) sans remonter au flux émis (qui dépend du spectre observé et ne peut pas être estimé simplement en routine). Les spectres enregistrés par STIS apportent une information sur l'énergie des photons émis le long de l'image de la fente, et ainsi sur la puissance rayonnée. On peut donc utiliser un spectre pour étalonner l'intensité des images et calculer directement la puissance apparente et réelle des ovales polaires. C'est ce qui est présenté dans cette annexe pour chacun des six spectres observés en décembre 2000, listés dans le tableau 4.2).

Pour alléger les appellations, les spectres initiaux à deux dimensions spatiale et spectrale ( $y, \lambda$ ) fournis par les traitements "pipeline" du Space Telescope Science Institute (STScI) seront ci-après notés spectres 2D tandis que chaque ligne  $y = y_0$  (ou pixel de la fente) qui correspond à un spectre moyenné spectralement sur la largeur de la fente, et spatialement résolu, sera simplement dénommée spectre.

Par souci de clarté, les calculs seront illustrés sur l'exemple du spectre o5dta1tpq (pris le 8 décembre 2000 à 10h14) caractéristique d'un ovale calme typique (enregistré le 8 décembre 2000 à 10h, voir figure 4.9).

### D.1 Réétalonnage des longueurs d'onde

Normalement, le pipeline fournit l'étalonnage en longueur d'onde à l'aide de poses brèves sur des sources de référence. Mais dans le cas des observations de 2000, ces mesures d'étalonnage ont été supprimées (à la demande de Renée Prangé, Principal Investigator des observations) pour des raisons de gain de temps sur les observations. Néanmoins, le filtre utilisé (G140L) fournit les bornes limites des longueurs d'onde observées (ici [1140,1730 Å]) ainsi que la résolution spectrale (0.58 Å) permettant de reconstruire la gamme spectrale nominale du spectre.

Il est alors possible d'utiliser la position de la raie Ly $\alpha$  (1215.7 Å) géocoronale observée à l'extérieur du disque de Saturne (intense et non décalée par effet Doppler) pour déterminer le zéro de l'échelle spectrale ainsi que les raies de Lyman de H $_2$  à l'autre bout du spectre (1550-1620 Å) pour vérifier l'étalonnage du spectre observé par comparaison à un spectre théorique de même résolution spectrale.

## D.2 Spectre rayonné et spectre émis

Ci-après on qualifiera simplement de "rayonnée" l'émission apparente rayonnée par l'atmosphère et d'"émise" l'émission réellement émise par les sources avant absorption. Cette partie montre comment isoler un spectre moyen observé sur l'aurore, et comment reconstituer un spectre H/H<sub>2</sub> complet rayonné et émis jusqu'à  $\lambda = 800 \text{ \AA}$ .

### D.2.1 Spectre auroral moyen

Pour caractériser uniquement l'émission aurorale seule, il s'agit de sélectionner uniquement la (petite) fraction des spectres 2D initiaux qui correspond aux émissions de l'ovale. En effet, la fente de 52 arcsec choisie couvre toute la planète le long du méridien sub-terrestre. Elle intercepte l'ovale auroral en deux endroits correspondant en général à une zone côté disque et une zone côté limbe (voir figure 4.9), qui sont autant de sondages de l'émission de l'ovale.

Il est possible de visualiser les régions de l'ovale interceptées par la fente grâce à une image prise à peu d'intervalle du spectre. Mais, d'une part l'ovale peut évoluer légèrement dans l'intervalle, et d'autre part, le pointage réel des spectres ne correspond pas à la valeur nominale. Sur les spectres étudiés, la position réelle de la fente a subi un décalage évalué à quelques dizaines de pixels vers le côté soir par rapport au pointage nominal sur le méridien sub-terrestre (R. Prangé, communication personnelle). On s'attend donc à sonder l'émission aurorale là où l'ovale est relativement peu intense (peu après midi ou peu avant minuit en temps local).

On souhaite calculer le spectre moyen  $I_{sp}(\lambda)$  de chacune des deux contributions de l'ovale "côté disque" et "côté limbe" (pour lesquelles on conserve les notations A et B) au moyen de l'équation :

$$I_{sp}(\lambda) = \frac{\sum_{\Delta y} I_{sp,y}(\lambda)}{\Delta y} - \frac{\sum_{\Delta y} I_{fond,y}(\lambda)}{\Delta y} = \langle I_{sp}(\lambda) \rangle_{\Delta y} - \langle I_{fond}(\lambda) \rangle_{\Delta y} \quad (D.1)$$

où  $I_{sp,y}(\lambda)$  est l'intensité du spectre observé correspondant au pixel  $y$  en  $\text{erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}.\text{\AA}^{-1}.\text{arcsec}^{-2}$ ,  $I_{fond,y}(\lambda)$  est l'intensité du réfléchi solaire correspondant,  $\Delta y$  est la largeur spatiale caractéristique apparente de l'ovale et la notation  $\langle \rangle_{\Delta y}$  renvoie à la valeur moyenne calculée sur  $\Delta y$ .

Pour déterminer le premier terme  $\langle I_{sp}(\lambda) \rangle_{\Delta y}$  de l'équation D.1, on considère l'émission moyenne de H<sub>2</sub>  $\langle I_{sp}(y) \rangle_{\Delta \lambda_1}$  observée le long de la fente selon la dimension  $y$ , tracée en noir sur les figures D.1b,c. Elle est en pratique obtenue en sélectionnant une gamme de longueurs d'onde excluant Ly $\alpha$  ( $\Delta \lambda_1$  sur la figure D.1a). Ce choix permet de déterminer précisément la position du pic ainsi que la largeur à mi-hauteur  $\Delta y$  associée aux émissions A et B (voir figure D.1c). On note que l'émission côté disque est généralement plus intense et plus étroite que l'émission côté limbe, résultant en un spectre moyen plus intense.

Calculer le second terme  $\langle I_{fond}(\lambda) \rangle_{\Delta y}$  de l'équation D.1 revient à déterminer le spectre moyen du réfléchi solaire sous les aurores. Pour  $y$  parvenir, on va utiliser la contribution variable du réfléchi solaire dans les deux dimensions  $\lambda$  et  $y$  du spectre 2D initial. Pour fixer les idées, on appelle ci-après "fond spectral" la variation du réfléchi selon  $\lambda$  et "fond spatial" sa variation selon  $y$ .

On considère en premier lieu que seule l'amplitude du fond spatial varie avec  $\lambda$  (c'est-à-dire que sa variation en fonction de  $y$ , elle, ne change pas). Cette approximation, raisonnable en pratique, permet d'estimer un fond spatial typique en utilisant l'extrémité [1680 et 1715  $\text{\AA}$ ] du spectre 2D où la contribution des émissions de H<sub>2</sub> est pratiquement nulle. En lissant alors le fond moyen obtenu sur 30 pixels consécutifs pour supprimer les fluctuations du bruit, puis en le normalisant à  $\langle I_{sp}(y) \rangle_{\Delta \lambda_1}$  par le rapport d'intensité calculé sur  $\lambda = [1250, 1485 \text{ \AA}]$  (émission exclusive du disque excluant toute contribution des aurores et des anneaux), on obtient alors le fond spatial moyen  $\langle I_{fond}(y) \rangle_{\Delta \lambda_2}$ , tracé en bleu sur les figures D.1b,c. On note que le réfléchi solaire est très faible sous les aurores, par suite d'une absorption par les "brumes polaires", et ne peut pas être modélisé par une loi simple de type parabolique (courbe en pointillés rouges), ou même linéaire. L'intersection de la courbe bleue et de la courbe noire permet de

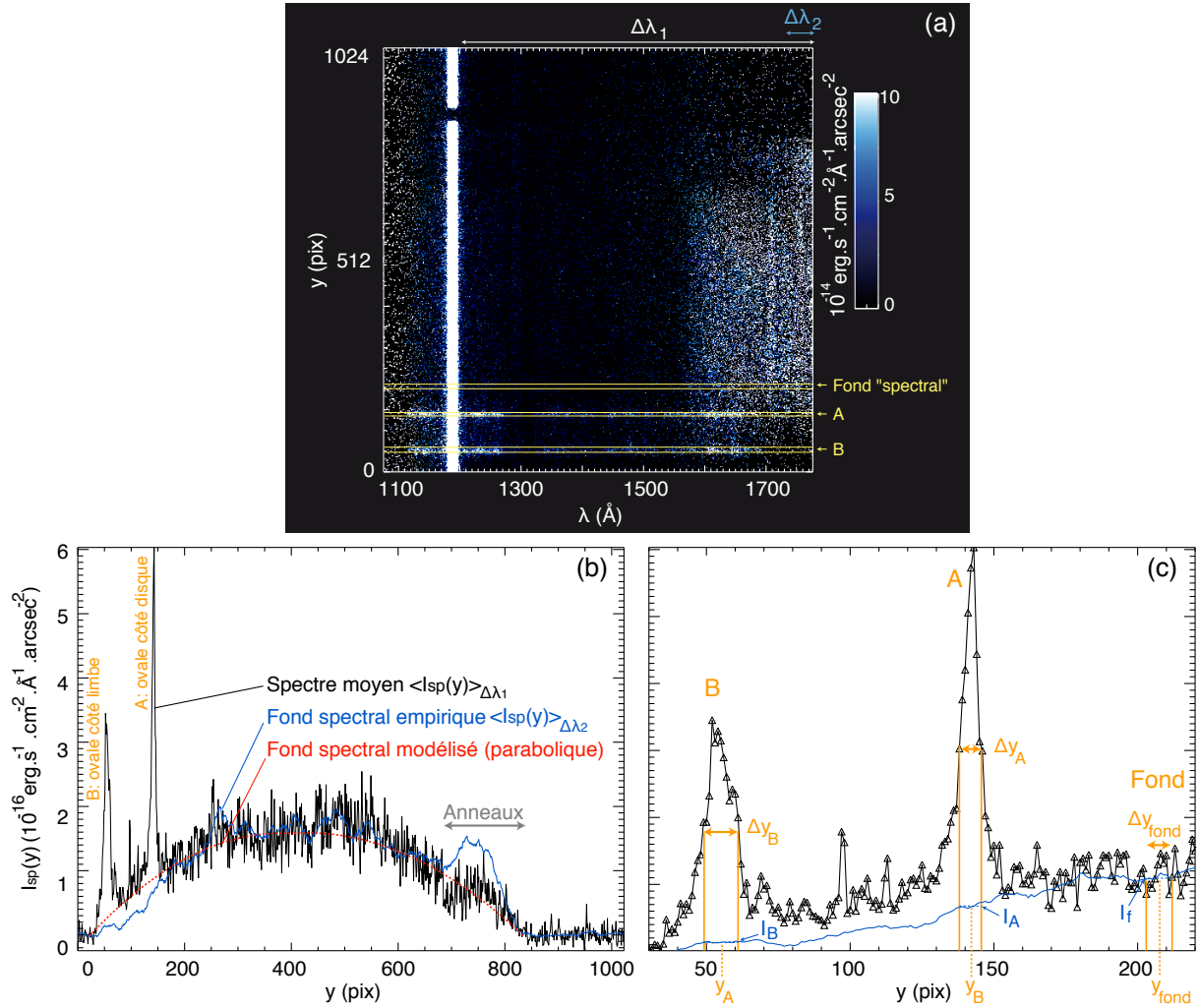


FIGURE D.1 – Etapes du calcul du spectre moyen  $I_{sp}(\lambda)$  pour l'émission de l'ovale "côté disque" (notée A) et "côté limbe" (notée B), suivant l'équation D.1. (a) montre le spectre bi-dimensionnel  $y(\lambda)$  utilisé comme exemple de référence dans cette annexe. Ce spectre comprend la contribution des émissions aurorales A et B ainsi que celle du flux solaire réfléchi par le disque. Les lignes oranges indiquent la largeur spatiale caractéristique apparente de l'émission  $\Delta y$ . Par ailleurs,  $\Delta\lambda_1$  et  $\Delta\lambda_2$  indiquent les deux intervalles de longueur d'onde utilisés pour calculer d'une part le spectre spatial moyen de  $\text{H}_2$   $\langle I_{sp}(y) \rangle_{\Delta\lambda_1}$  (excluant  $\text{Ly}\alpha$ ) et d'autre part que le fond spatial moyen  $\langle I_{sp}(y) \rangle_{\Delta\lambda_2}$  estimé en bord de spectre sur la gamme [1680,1715  $\text{\AA}$ ]. (b) montre le tracé de  $\langle I_{sp}(y) \rangle_{\Delta\lambda_1}$  (en noir), du fond spatial moyen normalisé  $\langle I_{sp}(y) \rangle_{\Delta\lambda_2}$  (en bleu, lissé sur 30 pixels consécutifs et normalisé à  $\langle I_{sp}(y) \rangle_{\Delta\lambda_1}$  sur l'intervalle [1250,1485  $\text{\AA}$ ]) ainsi que du fond spatial modélisé (en rouge) par une fonction parabolique. (c) est un zoom de (b) sur l'intervalle de  $y$  concernant les émissions aurorales (A et B). La valeur de  $y$  servant à calculer le fond spectral moyen en dehors des aurores est définie par l'intersection entre les courbes bleue et noire. Les valeurs  $I_A$ ,  $I_B$  et  $I_f$  correspondent à la valeur de  $\langle I_{sp}(y) \rangle_{\Delta\lambda_2}$  pour  $y = y_A \pm \Delta y_A/2$ ,  $y_B \pm \Delta y_B/2$  et  $y_{\text{fond}} \pm \Delta y_{\text{fond}}/2$  (en pratique  $\Delta y_{\text{fond}} = \Delta y_A$  ou  $\Delta y_B$ ).

définir la position spatiale  $y_{fond}$  que l'on va utiliser pour calculer le fond spectral moyen en dehors de la zone aurorale.

Pour obtenir ce dernier directement au niveau des aurores, on considère que seule l'amplitude de  $I_{fond,y}(\lambda)$  varie avec  $y$  (c'est-à-dire avec la latitude). Ceci est une approximation valable tant que  $y_{fond}$  est voisin de  $y_{A,B}$ . Ainsi, le fond spectral moyen sous les aurores peut être déduit du précédent grâce à un facteur de normalisation prenant en compte la variation de  $\langle I_{fond}(y) \rangle_{\Delta\lambda_2}$  entre  $y_{A,B}$  et  $y_{fond}$ . Sur la figure D.1c, il est donné par le rapport  $I_f/I_{A,B}$ .

Les spectres moyens de l'émission de l'ovale (côté disque et côté limbe), après soustraction du réfléchi solaire, sont représentés à la figure 4.11.

## D.2.2 Spectre théorique

La gamme de longueurs d'onde du filtre G140L du spectromètre de STIS ne permet pas d'observer l'intégralité du spectre de  $H_2$ , qui descend jusqu'à  $\sim 850 \text{ \AA}$  (la transmission de l'optique du HST en  $CaF_2$  est nulle  $\leq 1150 \text{ \AA}$ , voir figure D.3). Afin d'obtenir les spectres réellement rayonné et émis caractéristiques l'émission totale de toutes les raies électroniques de  $H_2$  et la raie  $Ly_\alpha$  de H, il faut reconstruire la partie aux basses longueurs d'onde ( $\leq 1150 \text{ \AA}$ ).

En pratique, j'ai prolongé le spectre observé jusqu'à  $800 \text{ \AA}$  par un spectre synthétique (D. Shemansky, communication personnelle) que j'ai normalisé sur le spectre observé en fonction du spectre final souhaité.

## D.2.3 Spectre rayonné par l'atmosphère

Pour reconstruire le spectre complet correspondant à l'émission rayonnée par l'atmosphère, c'est-à-dire absorbée, j'ai ajusté le spectre théorique de  $H_2$  sur les bandes de Werner de  $H_2$  du spectre observé (absorbé) de part et d'autre de la raie  $Ly_\alpha$ . J'ai choisi deux intervalles pour augmenter le rapport signal sur bruit dans la détermination du facteur d'absorption. Ceci suppose que l'absorption varie peu en dessous de  $1100 \text{ \AA}$ , ce qui est une approximation raisonnable.

Par ailleurs, le spectre moyen  $I_{sp}(\lambda)$  a été calculé pour la largeur spatiale caractéristique apparente de l'ovale pour l'émission de  $H_2$  (cf figure D.1c). Or, la largeur spatiale équivalente pour l'émission de l'hydrogène atomique H est plus large. Cet élargissement spatial résulte des diffusions résonantes multiples des photons  $Ly_\alpha$  entre la source et le sommet de l'atmosphère. En d'autres termes, l'intensité de la raie  $Ly_\alpha$  a été sous-estimée et il faut la réajuster sur le spectre final pour remonter à l'émission réelle de H. Le coefficient de normalisation nécessaire (grandeur sans dimension) a été calculé sur tous les spectres et estimé à  $1.5 \pm 0.3$ . Cette incertitude de 20 % correspond à la variabilité d'un spectre à l'autre. Le spectre moyen  $I_{sp}(\lambda)$  ainsi normalisé est par la suite noté  $I'_{sp}(\lambda)$ .

Le spectre rayonné final, noté  $I_{sp, ray}(\lambda)$ , est montré sur la figure D.2a.

## D.2.4 Spectre émis par la source

Pour reconstruire le spectre complet correspondant à l'émission réelle, c'est-à-dire avant absorption, j'ai ajusté le spectre synthétique sur les bandes de Werner de  $H_2$  non absorbées (entre  $1550 \text{ \AA}$  et  $1617 \text{ \AA}$ ) et j'ai remplacé le spectre observé par ce spectre théorique normalisé au dessous de  $1550 \text{ \AA}$ .

Comme le spectre synthétique ne comprend pas la contribution de  $Ly_\alpha$ , j'ai ajouté sa contribution à partir de la raie observée dans  $I_{sp}(\lambda)$ , corrigée de l'effet de l'absorption, puis normalisée par le facteur  $1.5 \pm 0.3$  défini au paragraphe précédent.

Le spectre émis final, noté  $I_{sp, emis}(\lambda)$ , est montré sur la figure D.2b. Il est peu différent du spectre rayonné car l'émission était peu absorbée pour cet exemple.

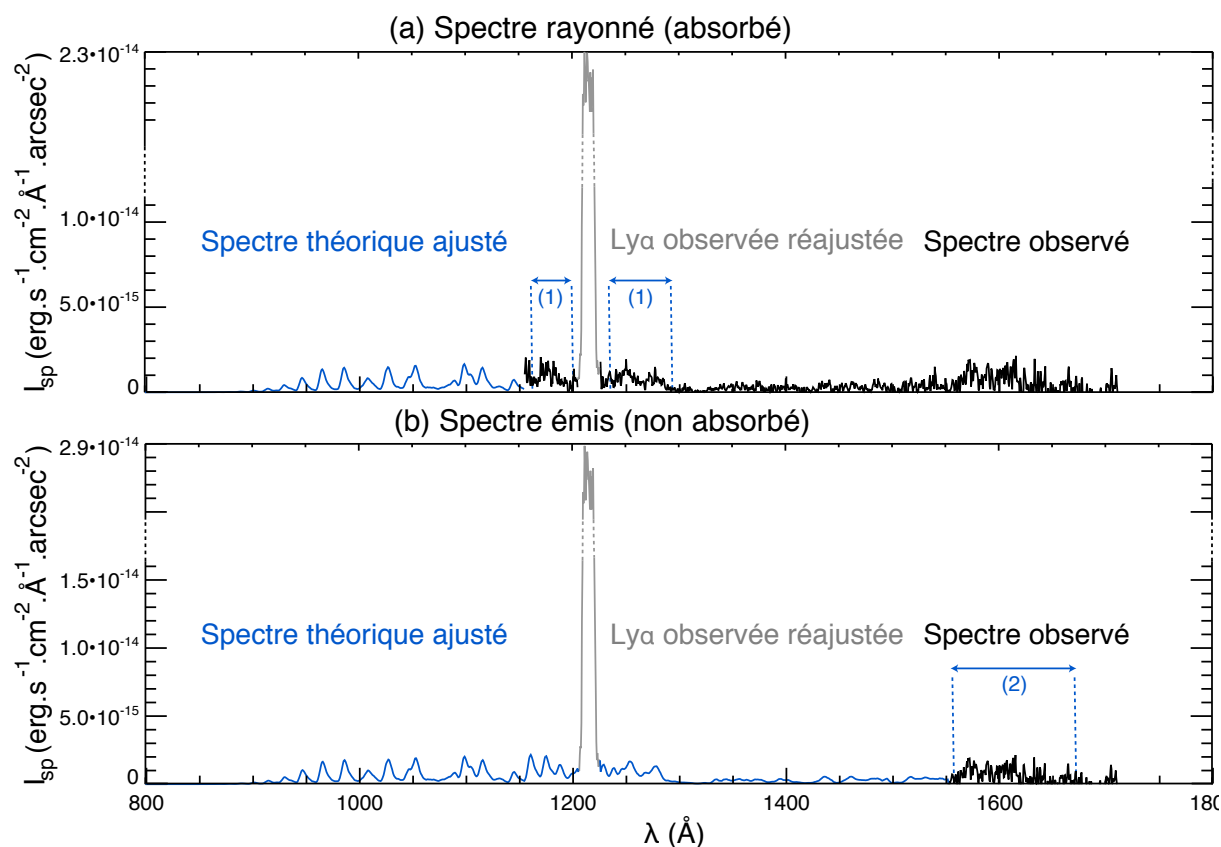


FIGURE D.2 – Spectres rayonné (a) et émis (b) reconstruits à partir du spectre moyen de l'émission de l'ovale côté disque obtenu à partir de l'observation o5dta1tpq du 8 décembre 2000 et de l'équation D.1. (a) La courbe noire indique le spectre mesuré initial  $I_{sp}(\lambda)$ . La courbe grise correspond à la normalisation de la raie Ly $\alpha$  par le facteur 1.5 permettant de tenir compte de l'émission réelle de Ly $\alpha$ , sous-estimée par l'utilisation de la largeur spatiale apparente de l'ovale pour les émissions de H $_2$ . La courbe bleue indique le spectre théorique de H $_2$  ajusté sur le spectre observé grâce aux intervalles de  $\lambda$  correspondant aux bandes de Werner de H $_2$  situées de part et d'autre de Ly $\alpha$  (zones indiquées par des traits en pointillés et l'indice (1)). Comme la zone (1) caractérise l'émission absorbée, le spectre reconstruit représente l'émission totale des raies électroniques de H $_2$  et H pour Ly $\alpha$  qui parvient à l'observateur après absorption par l'atmosphère, c'est-à-dire l'émission rayonnée. (b) La courbe noire indique le spectre mesuré. La courbe bleue montre le spectre théorique de H $_2$  ajusté sur le spectre observé sur l'intervalle de longueur d'onde correspondant aux bandes de Lyman de H $_2$  (indiqués par des traits en pointillés et l'indice (2)) qui ne sont pas absorbés par l'atmosphère. Sous l'hypothèse que la raie Ly $\alpha$  est absorbée comme les raies de H $_2$ , la courbe grise montre la raie Ly $\alpha$  réajustée pour tenir compte d'une part de l'absorption (par le rapport du coefficients d'ajustement calculé pour la zone (2) sur celui calculé pour la zone (1), ici  $\sim 1.06$ ) et d'autre part du coefficient 1.5 (voir partie D.2.3). Le spectre final représente l'émission totale réelle émise par la source aurorale (avant absorption).



### D.3 Taux de comptage moyen en coups.pix<sup>-1</sup>.s<sup>-1</sup> simulé pour l'ovale UV

Les images prises par le HST dans chacun des trois filtres MAMA, SRF2 et QTZ sont exprimées en coups.pix<sup>-1</sup>. Le filtre MAMA correspond à la transmission réelle de l'optique. Pour pouvoir les exprimer en unité de flux, on va utiliser les spectres, qui sont étalonnés en erg.s<sup>-1</sup>.cm<sup>-2</sup>.Å<sup>-1</sup>.arcsec<sup>-2</sup>, pour simuler le taux de comptage moyen C en coups.pix<sup>-1</sup>.s<sup>-1</sup> qui donne l'intensité, issue du spectre  $I'_{sp}(\lambda)$ , reçue après traversée de l'optique et passage par le filtre choisi. Ainsi, pour chaque filtre, C exprime l'intensité que recevrait chaque pixel d'image s'il observait la source aurorale qui a produit le spectre.

Le taux de comptage C correspondant à une source diffuse se calcule pour chaque pixel le long de la fente [Dressel et al., 2007] selon :

$$C = \frac{A.\omega}{h.c} \int I'_{sp}(\lambda).FT(\lambda).\lambda.d\lambda \quad (D.2)$$

où A est l'aire du télescope en cm<sup>-2</sup>,  $\omega$  l'angle solide d'un pixel en arcsec<sup>2</sup>, FT( $\lambda$ ) la fonction de transfert spectrale du filtre MAMA, SRF2 ou QTZ, incluant la transmission de l'optique (voir la figure D.3), grandeur sans dimension de 0 à 1, et  $I'_{sp}(\lambda)$  le spectre moyen de l'émission aurorale (voir partie D.2.3).

On calcule ainsi le taux de comptage moyen relié à l'émission de l'ovale côté disque ainsi que côté limbe. Quantitativement, on obtient :  $C_{ovale\ disque} = 6.20 \pm 0.25 \cdot 10^{-3}$  coups.pix<sup>-1</sup>.s<sup>-1</sup> et  $C_{ovale\ limbe} = 4.39 \pm 0.10 \cdot 10^{-3}$  coups.pix<sup>-1</sup>.s<sup>-1</sup>. L'erreur est calculée à partir de l'incertitude dominante de 20 % sur la normalisation de l'intensité de la raie Ly $\alpha$ . Considérant cette différence, si on ne peut exclure que l'ovale soit moins intense côté nuit, on sait également que l'absorption dépend de la distance parcourue dans l'atmosphère le long de la ligne de visée, distance maximale au limbe. Ce point est discuté plus loin.

Les valeurs de C correspondant à l'ovale côté disque de chaque spectre sont listées dans le tableau D.1. L'incertitude associée dépend de la fonction de transfert du filtre. Ainsi,  $\Delta C/C$  varie typiquement dans les gammes 1–2 %, 5–8 % et 3–13 % respectivement pour les filtres MAMA, SRF2 et QTZ.

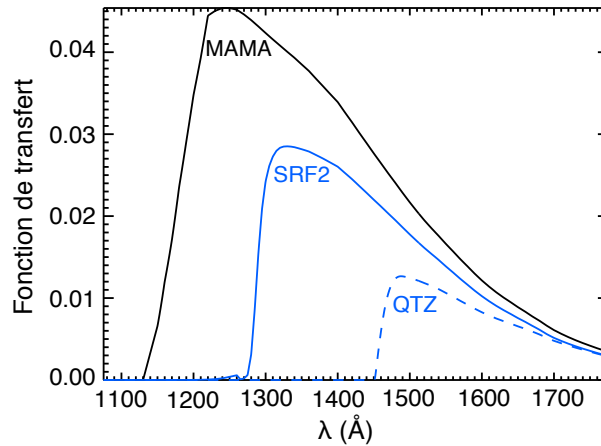


FIGURE D.3 – Fonction de transmission des trois filtres MAMA (noir), SRF2 (bleu) et QTZ (tiretés bleus) de l'imageur de l'instrument STIS. Ils sont respectivement comparables aux trois filtres F115, F125 et F140 de l'imageur ACS utilisé depuis 2007. Les filtres SRF2 et QTZ permettent, respectivement, d'exclure l'émission dominante de Ly $\alpha$  et d'isoler les photons  $\lambda \geq 1450$  Å qui ne subissent aucune absorption par les hydrocarbures atmosphériques. Ce dernier filtre fournit ainsi des images dont l'intensité est directement proportionnelle au flux d'électrons (ou d'ions) qui précipitent dans la magnétosphère.

## D.4 Emission rayonnée en kR

### D.4.1 Emittance moyenne de l'émission aurorale en kR

Cette partie présente le calcul de l'émittance moyenne intégrée sur tout le spectre vue par un pixel de la fente observant l'émission aurorale et exprimée en kilo-Rayleigh. Le Rayleigh est une unité traditionnelle d'émittance définie pour une émission étendue, et vaut  $10^6$  photons par  $\text{cm}^2$  de surface émettrice et par seconde dans l'angle solide  $\Omega = 4\pi$ .

L'intensité du spectre de l'émission rayonnée vaut  $I_{sp, ray}(\lambda)$  (calculé au paragraphe D.2.3).  $I_{sp, ray}$  s'exprime en  $\text{erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}.\text{Å}^{-1}.\text{arcsec}^{-2}$ . On lui applique les transformations qui suivent. On calcule d'abord pour chaque longueur d'onde l'intensité  $I_{v, ray}(\lambda)$  exprimée en  $\text{photons.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}.\text{Å}^{-1}.\text{arcsec}^{-2}$  :

$$I_{v, ray}(\lambda) = \frac{I_{sp, ray}(\lambda)}{E_{photon}} = \frac{I_{sp, ray}(\lambda).\lambda}{h.c} \quad (\text{D.3})$$

où  $h$  est la constante de Planck et  $\lambda$  la longueur d'onde. Le flux de photons  $n$  est alors déduit pour chaque pixel de la fente par intégration sur le spectre :

$$n = \int_{\text{spectre}} I_{v, ray}(\lambda).d\lambda = \sum_{\text{spectre}} I_{v, ray}(\lambda).\Delta\lambda \quad (\text{D.4})$$

avec  $\Delta\lambda = 0.584 \text{ Å}$ . Il s'exprime en  $\text{photons.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}.\text{arcsec}^{-2}$ . Considérant que  $1 \text{ rad} = \frac{180}{\pi}.3600 \text{ arcsec}$ , l'émittance du spectre exprimée directement en kR s'obtient suivant :

$$E_{kR} = \frac{\Omega.n}{\left(\frac{1}{3600} \cdot \frac{\pi}{180}\right)^2 \cdot 10^6 \cdot 10^3} \quad (\text{D.5})$$

L'émittance moyenne correspondant à l'émission aurorale a été calculée par l'équation D.1 de la façon décrite plus haut. Le calcul sur le spectre absorbé moyen de la partie de l'ovale côté disque donne :  $E_{kR, \text{disque}} = 24.6 \pm 2.0 \text{ kR}$ . Pour la partie de l'ovale côté limbe, on obtient :  $E_{kR, \text{limbe}} = 25.0 \pm 2.9 \text{ kR}$ . Comme précédemment, l'erreur est calculée à partir de l'incertitude dominante sur la contribution de  $\text{Ly}\alpha$ . Si les valeurs d'émittance côté limbe et côté disque sont comparables, l'erreur est plus grande côté limbe, résultat d'un spectre plus bruité.

Les valeurs de  $E_{kR, \text{disque}}$  issues de tous les spectres sont répertoriées au tableau D.1. Leur incertitude associée varie dans la gamme 2–3 kR.

### D.4.2 Taux de comptage $C_{kR}$ en coups. $\text{s}^{-1}.\text{pix}^{-1}.\text{kR}^{-1}$

On va maintenant calculer le facteur de conversion permettant d'exprimer les images en unité physique d'émittance (kR). On a calculé qu'un pixel de la fente observant l'ovale correspondait à un taux de comptage  $C$  en coups. $\text{pix}^{-1}.\text{s}^{-1}$  pour le spectre utilisé en exemple. Or l'émission moyenne de l'ovale correspond également à une valeur moyenne de  $E_{kR}$ . On peut donc exprimer le taux de comptage moyen  $C_{kR}$  en fonction du taux de comptage simulé et de l'émittance par :

$$C_{kR} = \frac{C}{E_{kR}} \quad (\text{D.6})$$

qui s'exprime en coups. $\text{s}^{-1}.\text{pix}^{-1}.\text{kR}^{-1}$ . En pratique, la division d'une image par  $C_{kR}$  donne donc directement son émittance en kR. Notons qu'il est nécessaire d'avoir préalablement soustrait le réfléchi solaire à l'image en question puisque  $C_{kR}$  est calculé uniquement pour l'émission aurorale.

Les taux de comptage moyens finaux pour notre exemple valent ainsi :  $C_{kR, \text{ovale disque}} = 2.52 \pm 0.22 \cdot 10^{-4} \text{ coups.s}^{-1} \cdot \text{pix}^{-1} \cdot \text{kR}^{-1}$  et  $C_{kR, \text{ovale limbe}} = 2.48 \pm 0.30 \cdot 10^{-4} \text{ coups.s}^{-1} \cdot \text{pix}^{-1} \cdot \text{kR}^{-1}$ . Puisque le calcul de  $C_{kR}$  s'est affranchi de l'effet de l'absorption, l'observation de  $C_{kR, \text{ovale disque}} \leq C_{kR, \text{ovale limbe}}$  pourrait être simplement dû à une intensité intrinsèque de l'ovale moindre côté minuit que côté midi (ce qui est cohérent avec l'image du 8 décembre de la figure 4.9). Néanmoins, ces valeurs sont comparables au regard de leur incertitude et l'erreur au limbe est plus grande. Aussi, la détermination de  $C_{kR, \text{ovale disque}}$  est plus pertinente car elle est établie à partir de spectres présentant un bon rapport signal sur bruit. Par la suite, je ne considère donc plus que les émissions de l'ovale côté disque.

Les valeurs de  $C_{kR, \text{disque}}$  de chaque spectre sont présentées dans le tableau D.1. L'incertitude intrinsèque typique sur chaque valeur vaut  $\sim 9 \%$  pour tous les filtres, tandis que l'incertitude sur la variabilité (l'écart-type sur les six spectres) vaut respectivement 5, 16 et 15 % pour les filtres MAMA, SRF2 et QTZ. Pour tenir compte de l'influence combinée de ces deux contributions, l'incertitude finale est choisie égale à leur somme quadratique. On trouve ainsi une incertitude sur la valeur moyenne de  $C_{kR}$  de 10, 18 et 17 % respectivement pour les filtres MAMA, SRF2 et QTZ.

## D.5 Puissance rayonnée en W

Pour estimer la puissance aurorale apparente rayonnée par l'atmosphère, on va tirer partie de la connaissance du taux de comptage moyen  $C$ , déterminé plus haut, pour calculer le facteur de conversion idoine.

### D.5.1 Taux de comptage $C_{W, \text{ray}}$ en $\text{W} \cdot \text{pix}^{-1}$ par $\text{coups} \cdot \text{s}^{-1}$

En se rappelant que  $1 \text{ rad} = \frac{180}{\pi} \cdot 3600 \text{ arcsec}$  et  $1 \text{ erg} = 10^{-7} \text{ J}$ , l'énergie rayonnée par pixel de surface d'atmosphère (en  $\text{W} \cdot \text{pix}^{-1}$ ) s'écrit :

$$E_{\text{ray}} = 10^{-7} \sum_{\text{spectre}} I_{sp, \text{ray}}(\lambda) \cdot \Delta\lambda \cdot \text{pix}_{\text{atm}}^2 \cdot 4\pi \cdot \left(\frac{180}{\pi} \cdot 3600\right)^2 \quad (\text{D.7})$$

pour une émission isotrope (dans  $4\pi \text{ sr}$ ), où  $\text{pix}_{\text{atm}}$  représente la dimension d'un pixel en km, et où  $I_{sp, \text{ray}}(\lambda)$  correspond au spectre moyen de l'émission aurorale rayonnée calculé au paragraphe D.2.3.

Considérant l'exemple de notre spectre, le 8 décembre 2000, Saturne était située à 8.19 UA pour un champ couvert par la fente de 24.4 arcsec. Un pixel de surface d'atmosphère valait donc  $\text{pix}_{\text{atm}} = 145 \text{ km}$ , conduisant pour l'émission côté disque à  $E_{\text{ray, disque}} = 8.24 \cdot 10^6 \text{ W} \cdot \text{pix}^{-1}$ .

On en déduit alors de le facteur de conversion  $C_{W, \text{ray}}$  par la formule :

$$C_{W, \text{ray}} = \frac{E_{\text{ray}}}{C} \quad (\text{D.8})$$

Dans le cas de notre exemple, on obtient  $C_{W, \text{ray, disque}} = 1.33 \pm 0.11 \cdot 10^9 \text{ W} \cdot \text{coups}^{-1} \cdot \text{s} \cdot \text{pix}^{-1}$ .

Les valeurs de  $C_{W, \text{ray, disque}}$  calculées pour les autres spectres sont de nouveau présentées au tableau D.1. L'incertitude intrinsèque typique de chaque valeur vaut  $\sim 9 \%$  pour tous les filtres, tandis que l'incertitude sur la variabilité (l'écart-type sur les six spectres) vaut respectivement 5, 19 et 15 % pour les filtres MAMA, SRF2 et QTZ. L'incertitude finale sur la valeur moyenne de  $C_{W, \text{ray, disque}}$  (somme quadratique) vaut ainsi 10, 20 et 18 % pour chacun des filtres précédents.

Spectre	o5dta2o0q	o5dta2o6q	o5dta2ocq	o5dta1tpq	o5dta1tvq	o5dta1u1q	Moyenne
$\Delta y_{disque}$	9	14	10	9	9	15	
$E_{kR}$	28.2	49.1	38.0	24.6	21.3	13.9	
<b>MAMA</b>							
$C (\times 10^{-2})$	3.34	5.73	4.62	3.00	2.66	1.85	
$C_{kR} (\times 10^{-3})$	1.18	1.17	1.22	1.21	1.25	1.33	1.23±0.14
$C_{W, ray} (\times 10^8)$	2.82	2.88	2.75	2.75	2.68	2.53	2.74±0.30
$C_{W, emis} (\times 10^8)$	3.37	2.96	3.08	3.26	3.18	3.22	3.18±0.35
<b>SRF2</b>							
$C (\times 10^{-3})$	8.02	13.7	10.1	6.20	5.03	2.50	
$C_{kR} (\times 10^{-4})$	2.84	2.79	2.65	2.52	2.36	1.80	2.49±0.45
$C_{W, ray} (\times 10^9)$	1.18	1.20	1.26	1.33	1.42	1.87	1.38±0.29
$C_{W, emis} (\times 10^9)$	1.40	1.24	1.41	1.58	1.68	2.38	1.62±0.44
<b>QTZ</b>							
$C (\times 10^{-3})$	3.62	5.94	4.40	2.85	2.33	1.21	
$C_{kR} (\times 10^{-4})$	1.28	1.21	1.16	1.16	1.09	0.87	1.12±0.21
$C_{W, ray} (\times 10^9)$	2.60	2.78	2.89	2.89	3.07	3.87	3.02±0.55
$C_{W, emis} (\times 10^9)$	3.11	2.85	3.23	3.43	3.64	4.93	3.53±0.82

TABLE D.1 – Valeurs de  $\Delta y_{disque}$  (largeur à mi-hauteur le long de la fente de la coupe de l'ovale côté disque),  $E_{kR}$  (en kR),  $C$  (en coups.pix<sup>-1</sup>.s<sup>-1</sup>),  $C_{kR}$  (en coups.s<sup>-1</sup>.pix<sup>-1</sup>.kR<sup>-1</sup>),  $C_{W, ray}$  (en W.coups<sup>-1</sup>.s.pix<sup>-1</sup>) et  $C_{W, emis}$  (en W.coups<sup>-1</sup>.s.pix<sup>-1</sup>) calculées pour chacun des spectres MAMA, SRF2 et QTZ, et pour la partie de l'ovale côté disque de chaque spectre. La colonne "moyenne" donnent les valeurs moyennes de  $C_{kR}$ ,  $C_{W, ray}$  et  $C_{W, emis}$  avec leur incertitude finale (voir le détail du calcul de cette dernière dans les parties D.4.2, D.5 et D.5.2).

## D.5.2 Puissance de l'aurore vue sur une image

Pour calculer la puissance de l'ovale à partir d'une image, il suffit alors de comptabiliser le nombre de coups total  $N$  de l'image contenus dans les pixels de la région aurorale une fois le réfléchi soustrait. Ce comptage est en pratique réalisé sur la projection polaire qui conserve le nombre de coups et limite les effets de surintensité au limbe (voir la figure 4.7). La puissance émise en W est alors directement donnée à partir du temps d'exposition  $t_{exp}$  (en s) par :

$$P_{ray} = \frac{N}{t_{exp}} \cdot C_{W, ray} \quad (D.9)$$

où  $t_{exp}$  est le temps d'exposition de l'image en s.

## D.6 Puissance émise en W

On a estimé le facteur de conversion menant à la puissance rayonnée apparente des aurores. On peut calculer ce même facteur pour connaître la puissance émise réelle. Pour ce faire, on applique la même démarche que pour le calcul de  $C_{W, ray}$  mais avec le spectre initial  $I_{sp, emis}(\lambda)$  reconstruit au paragraphe D.2.4 pour rendre compte de l'émission réelle.

Dans le cas de notre exemple, on obtient  $C_{W, emis, disque} = 1.58 \pm 0.14 \cdot 10^9$  W.coups<sup>-1</sup>.s.pix<sup>-1</sup>. Cette valeur diffère peu de  $C_{W, ray, disque}$  car le spectre de notre exemple était peu absorbé.

Les valeurs de  $C_{W, emis, disque}$  calculées pour tous les spectres apparaissent au tableau D.1. L'incertitude intrinsèque typique sur chacune vaut  $\sim 9\%$  pour tous les filtres, tandis que l'incertitude sur la variabilité vaut respectivement 5, 25 et 21 % pour les filtres MAMA, SRF2 et QTZ. L'incertitude finale sur la valeur moyenne de  $C_{W, ray, disque}$  (somme quadratique) vaut 10, 27 et 23 % pour chacun des filtres précédents.

# ANNEXE E

---

## Comment construire une image radio ?

---

LE chemin pour parvenir à faire de l'imagerie radio à partir des observations de Cassini s'apparente à une descente de lit en peau de hérissons : il est long et épineux. La technique dite de goniopolarimétrie (également appelée direction-finding), appliquée aux mesures RPWS-HFR, permet de retrouver la direction d'arrivée de l'onde (de vecteur d'onde  $\mathbf{k}$ ) caractérisée par ses coordonnées angulaires  $(\theta, \phi)$  dans le repère des antennes. Les inversions analytiques développées par Cecconi et Zarka [2005a] permettent de calculer ces paramètres à partir des mesures 3-antennes ou 2-antennes (dans ce dernier cas, on fait l'hypothèse d'une polarisation linéaire nulle).

Cette annexe rappelle brièvement la méthode qui permet de localiser à deux puis trois dimensions les sources radio (voir annexe B dans [Cecconi et al., 2009]). Je montre ensuite comment, à partir de ces informations, on peut construire des cartes d'intensité (ou images) radio.

### E.1 Localisation des sources

#### E.1.1 Localisation 2D

On néglige ci-après les effets de propagation entre la source et l'observateur. On considère donc que les ondes se propagent en ligne droite (valable pour  $f \geq 100$  kHz dans la magnétosphère de Saturne). Les coordonnées  $(\theta, \phi)$  fournissent directement la position apparente de la source projetée dans le plan d'observation de Cassini. La figure E.1 en donne une illustration schématique ; le plan d'observation  $(y, z)$  y est représenté en grisé.

La figure E.2a donne la distribution des sources sur un exemple concret. Conformément aux résultats obtenus au chapitre 2, la sonde observe préférentiellement les sources situées dans l'hémisphère dans lequel elle est située : ici l'hémisphère sud. La précision angulaire sur la détermination de  $(\theta, \phi)$  a été évaluée à  $2^\circ$  par Cecconi et Zarka [2005a]. Elle est matérialisée sur la figure E.1 par l'ellipse d'erreur projetée sur le plan  $(y, z)$ . L'incertitude sur la position des sources augmente donc avec la distance  $r_{cass}$ .

#### E.1.2 Localisation 3D

Pour obtenir la position de la source dans l'espace, il est nécessaire de faire certaines hypothèses additionnelles. Comme détaillé aux chapitres 1 et 6, on peut raisonnablement penser que le mécanisme d'IMC génère le SKR sous

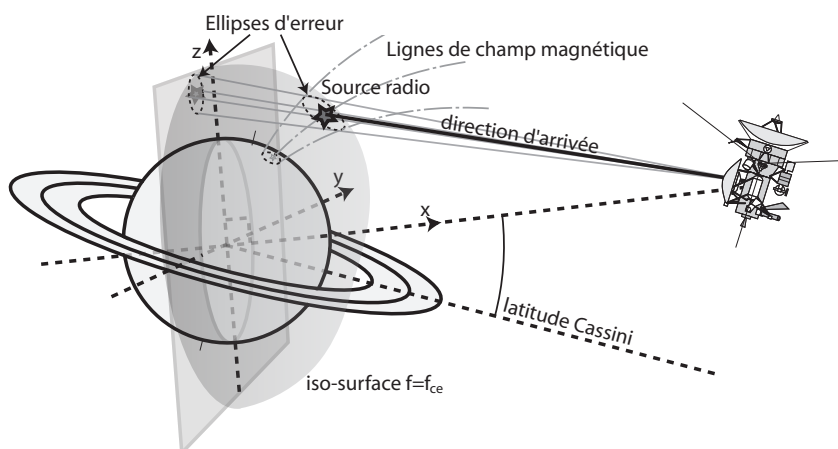


FIGURE E.1 – Figure tirée de [Cecconi et al., 2009] illustrant le principe de l'imagerie radio par goniopolarimétrie. Cassini observe une source radio (représentée par une étoile) avec une direction d'arrivée indiquée par la ligne en trait plein. L'intersection de cette ligne avec le plan d'observation (y,z) donne la position projetée de la source à deux dimensions. La connaissance du champ magnétique, et par extension de la gyrofréquence en tout point permet de calculer l'iso-surface  $f = f_{ce}$  dont l'intersection avec la direction d'arrivée donne la position de la source dans l'espace et permet d'identifier la ligne de champ magnétique associée ainsi que les coordonnées de son "pied" (footprint) à la surface de la planète. Les ellipses en tirets indiquent l'incertitude sur la direction d'arrivée.

forme d'onde émises à  $f \sim f_X \sim f_{ce}$ , où  $f_{ce}$  est la fréquence cyclotron électronique (ou gyrofréquence) locale qui s'exprime en fonction de la charge de l'électron  $e$ , sa masse  $m_e$  et du champ magnétique  $B$  selon :

$$f_{ce} = \frac{eB}{2\pi m_e} \quad (\text{E.1})$$

Le modèle de champ magnétique kronien utilisé est le modèle SPV (Saturne-Pioneer-Voyager) développé par Davis et Smith [1990], complété par la contribution magnétique de l'anneau de courant modélisé par Connerney et al. [1983]. Grâce à ce modèle, il est possible de calculer la valeur du champ magnétique  $\mathbf{B}$ , et, de là, la valeur de  $f_{ce}$ , en tout point de l'espace. Chercher la position de la source radio dans l'espace revient donc à trouver l'intersection de la direction d'arrivée de l'onde et de l'iso-surface  $f = f_{ce}$ . Une fois la position tridimensionnelle de la source connue, on peut alors déduire d'une part l'angle d'émission (correspondant à l'angle entre  $\mathbf{B}$  et  $\mathbf{k}$  au lieu de la source) et d'autre part les coordonnées du pied de sa ligne de champ (footprint) à la surface de la planète (cf figures E.1 et E.2).

On peut calculer l'incertitude sur la position du pied de la ligne de champ en projetant l'intersection du cône d'incertitude sur la direction d'arrivée avec l'iso-surface  $f = f_{ce}$ . L'ellipse d'erreur projetée couvre alors une surface d'autant plus grande que la direction d'arrivée est proche du limbe de l'iso- $f_{ce}$  (lignes rouges de la figure E.2b). En pratique, on définit l'ellipse d'erreur initiale dans le plan d'observation par un cercle constitué de  $n$  points ensuite projetés individuellement. Compromis entre le temps de calcul et la précision,  $n$  a été fixé à 8 points.

Il arrive cependant que la direction d'arrivée n'intercepte pas son iso- $f_{ce}$  associée (visibilité de l'émission, bruit sur les coordonnées de  $\mathbf{k}$ , validité de la condition  $f_X \sim f_{ce}$  ...). Dans ce cas, on calcule une position approchée de la source de la façon suivante. On repère le point de la direction d'arrivée où  $f_{ce}$  est maximal et on prend comme position de la source l'intersection entre la ligne reliant ce point au centre de la planète et la surface iso- $f_{ce}$ . Si la position ainsi calculée est inexacte, elle donne néanmoins une indication minimale sur la direction de la source qui peut être exploitée dans le cadre d'études statistiques. Sur la figure E.2b, les directions d'arrivée ne traversant pas l'iso- $f_{ce}$  sont représentés par des losanges.

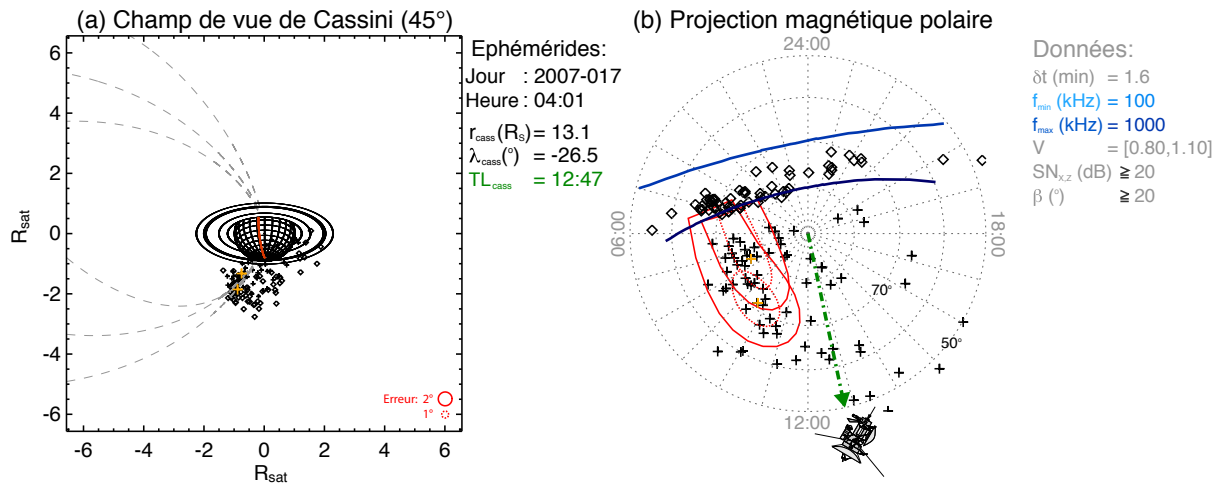


FIGURE E.2 – Localisation des sources radio et des lignes de champ magnétique associées. Les éphémérides de Cassini sont indiquées au centre et les paramètres de sélection des données à droite. (a) donne les directions d'arrivée sélectionnées dans le plan d'observation de Cassini. Les croix indiquent celles qui interceptent l'iso-surface  $f = f_{ce}$  et les losanges celles qui ne l'interceptent pas. L'erreur angulaire sur la position des sources est indiquée par les cercles rouges (en pointillés pour  $\Delta\theta, \phi = 1^{\circ}$  et en trait plein pour  $\Delta\theta, \phi = 2^{\circ}$ ). Le méridien rouge indique le temps local midi. Les tiretés gris représentent les lignes de champ magnétique dont les pieds ont les coordonnées  $(\lambda_B, TL_B) = (-75^{\circ}, 06:00)$ ,  $(-75^{\circ}, 08:00)$  et  $(-75^{\circ}, 10:00)$ . La distribution des sources est organisée approximativement autour de ces lignes de champ. (b) indique la position à la surface de la planète du pied des lignes de champ associées aux sources radio. La flèche verte sur cette projection polaire magnétique donne le temps local de Cassini. Les croix oranges illustrent trois positions particulières (déjà repérées sur le panneau (a)) entourées de leur barre d'erreur projetée en rouge. Les lignes bleues correspondent aux horizons radio des fréquences limites de la gamme sélectionnée (pour une fréquence, on ne peut pas 'voir' de source située derrière son horizon radio). Les losanges correspondent aux points qui n'interceptent pas leur iso- $f_{ce}$ . Ils s'accumulent le long de leur horizon radio respectif.

Enfin comme il n'est pas possible pour les ondes émises à la fréquence  $f$  de se propager vers les zones où  $f_{ce} \geq f$  (c'est-à-dire où  $B \geq B_{source}$ ), on peut définir pour chaque fréquence un horizon radio qui détermine la limite au delà de laquelle les sources ne peuvent physiquement plus être observées. Cet horizon correspond à un angle d'ouverture du cône d'émission de  $90^{\circ}$  par rapport à la direction du champ magnétique. Les horizons radio des deux fréquences limites de la gamme observée sont représentés en bleu sur la figure E.2b, les losanges (directions d'arrivée au delà du limbe de l'iso- $f_{ce}$ ) s'accumulent le long de ces horizons.

## E.2 Cartes d'intensité

Une fois connue la position des sources, il est possible de créer des images radio en intégrant l'information sur l'intensité des sources.

### E.2.1 Champ de vue de Cassini

Dans le plan d'observation de Cassini, la position d'une source est définie dans une ellipse d'erreur correspondant à un cercle de diamètre  $\Delta\theta, \phi = 2^{\circ}$ . Afin d'affecter à chaque disque d'erreur l'intensité de la source, j'ai défini une image dont les dimensions ont, par anticipation d'un traitement similaire aux images UV, été fixées à 1024 x



1024 pixels. Le traitement suivant nécessitant l'existence d'une barre d'erreur claire, il n'est donc appliqué qu'aux directions d'arrivée interceptant effectivement l'iso- $f_{ce}$ .

Pour une image comportant N sources individuelles, chacune associée à une barre d'erreur couvrant un nombre variable de pixels, l'intensité de chaque pixel de la carte finale a été calculée de la façon suivante :

$$I_{pix} = \frac{\sum_{i=1}^N 10 \log S_i}{N} \quad (E.2)$$

où  $S_i$  est l'intensité de la source  $i$  en  $W.m^{-2}.Hz^{-1}$  normalisée à 1 UA. Cette façon de calculer l'intensité finale de l'image, exprimée en dB moyens, est un compromis qui permet de souligner la concentration des sources en considérant l'intersection de leur barre d'erreur (pondérée par leur intensité). Une source intense dont la barre d'erreur n'est commune avec aucune autre apparaîtra d'autant plus faible que le nombre de sources N sera grand.

A titre d'exemple, le passage de la figure E.2a à une image radio calculée grâce à l'équation E.2 est illustrée sur la figure 5.6a.

## E.2.2 Projection polaire magnétique

On peut appliquer le même procédé aux projections polaires magnétiques en utilisant la projection de l'ellipse d'erreur à la surface de la planète. Pour tenir compte de leur étalement irrégulier, on pondère le flux en le divisant par le nombre de pixels  $n_i$  contenue par la surface d'erreur de la source  $i$  et en le multipliant par le nombre de pixels moyens  $n_{pix}$  par surface d'erreur pour N sources :

$$I_{pix} = \frac{\sum_{i=1}^N 10 \log S_i \frac{n_{pix}}{n_i}}{N} \quad (E.3)$$

Ainsi, une source associée à une grande barre d'erreur contribuera faiblement à l'image finale tout en laissant aux dB une signification physique (grâce à une pondération par le nombre de pixels moyens par surface d'erreur).

L'utilisation de l'équation E.3 sur la figure E.2b permet d'obtenir la figure 5.6b.

# ANNEXE F

---

## SERPE / ExPRES

---

### Simulateur d'Émissions Radio Planétaires et Exoplanétaires / Exoplanetary and Planetary Radio Emission Simulator

**E**L code SERPE modélise la géométrie des émissions liées à des sources radio aurorales choisies et vérifie si elles sont visibles pour un observateur défini. Le résultat est restitué sous la forme de spectres dynamiques et peut ainsi être directement comparé aux observations. J'ai adapté ce code, développé pour Jupiter, au cas de Saturne en ajoutant principalement un modèle de champ magnétique (SPV), la contribution d'un disque de plasma au calcul de la densité magnétosphérique, la possibilité de choisir la position d'un observateur mobile (Cassini) et de calculer la fréquence maximale sur les lignes de champ lorsque l'altitude de la haute atmosphère varie.

## F.1 Paramètres de simulation

Les paramètres requis par les simulations sont représentés sur la figure F.1 qui indique en bleu ceux liés à la position des sources et en orange ceux liés à la physique de l'émission.

### F.1.1 Positions des sources

Une source radio désigne une ligne de champ magnétique active dans un hémisphère, le long de laquelle des ondes radio sont émises à la gyrofréquence locale  $f_{ce}$ . Cette dernière hypothèse permet de déterminer l'altitude des points source correspondants sur la ligne de champ grâce à l'expression de la gyrofréquence en fonction de la charge de l'électron  $e$ , sa masse  $m_e$  et du champ magnétique  $B$  (calculé par le modèle SPV) :

$$f_{ce} = \frac{eB}{2\pi m_e} \quad (\text{F.1})$$

dont l'application numérique donne  $f_{ce}(kHz) \sim 2.8 B$  (avec  $B$  exprimé en Gauss). La source radio est ainsi peuplée de sources individuelles distribuées dans une gamme d'altitude fixée par la gamme de fréquences typiques du SKR : [10,1200 kHz].

La ligne de champ est définie de manière univoque (dans le cadre du modèle SPV) par les coordonnées (temps local, latitude) =  $(TL_B, \lambda_B)$  de son pied à la surface de la planète. Sa longitude a été étudiée dans la gamme [0,360°] (*i.e.*  $TL_B = [00:00,24:00]$ ) pour des valeurs de latitude typique de la gamme aurorale UV  $\lambda_B = [-65^\circ, -80^\circ]$  [Badman et al., 2006].

### F.1.2 Paramètres d'émission

Chaque source individuelle (ou point source) émet des ondes radio qui se propagent en ligne droite le long d'un feuillet conique d'angle d'ouverture  $\theta(f)$  par rapport à la direction de la ligne de champ magnétique locale, de symétrie cylindrique, et d'épaisseur  $\Delta\theta$ . Le code SERPE peut calculer  $\theta(f)$  de plusieurs façons, notamment à partir des distributions d'électrons instables type "cône de perte" et "fer à cheval". Dans le cas "fer à cheval",  $\theta(f)$  est constant quelle que soit la fréquence ou la vitesse des électrons résonants. Dans le cas "cône de perte", l'équation 6.6 montre que  $\theta(f)$  dépend à la fois la vitesse des électrons et de la pulsation maximale à la coupure atmosphérique  $\omega_{ce,max} = 2\pi f_{ce,max}$ .

J'ai calculé cette dernière en estimant une altitude typique des aurores UV  $h = 1000$  km à partir des images HST (cf chapitre 4). A cause du décalage du dipôle magnétique de  $0.04 R_{sat}$  vers le nord, la fréquence maximale n'est pas identique dans les hémisphères nord et sud. Pour une ligne de champ dont le pied a une latitude de  $-70^\circ$ , j'ai estimé  $f_{ce,max} \sim 1500$  kHz dans l'hémisphère sud et  $f_{ce,max} \sim 1840$  kHz dans l'hémisphère nord. D'autres estimations de l'altitude des aurores UV (J. Nichols, communication personnelle) considèrent une valeur de 650 km. Toujours pour une ligne de champ dont le pied est défini par  $\lambda_B = -70^\circ$ , cette seconde estimation conduit aux valeurs  $f_{ce,max} \sim 1530$  kHz dans l'hémisphère sud et  $f_{ce,max} \sim 1880$  kHz dans l'hémisphère nord. L'incertitude sur  $h$  a donc un impact négligeable sur la détermination de  $\theta$ . Les simulations utilisent par défaut la valeur  $h = 1000$  km.

$\theta(f)$  dépend aussi de la vitesse des électrons résonants que j'ai étudiée dans la gamme  $\sim 0.06-0.4c$  (où  $c$  est la vitesse de la lumière). Ces valeurs encadrent à la gamme d'énergie cinétique des électrons 1–20 keV calculée pour les électrons auroraux responsables des aurores UV par Cowley et al. [2004a,b].

### F.1.3 Position de l'observateur

La position de l'observateur est donnée directement par la position de la sonde Cassini. La rotation de la planète (fixée à une valeur moyenne de 647 min [Zarka et al., 2007]) et les mouvements de l'observateur sont calculés à chaque pas de temps.

En résumé, les coordonnées  $TL_B$  et  $\lambda_B$  de la source, ainsi que les grandeurs  $\theta(f)$  (directement relié à la vitesse des électrons dans le modèle "cône de perte") et  $\Delta\theta$  ne sont pas ou peu contraintes. Une étude paramétrique, présentée à la partie F.3, a été menée dans un cas simple pour évaluer l'influence de chacune de ces variables sur les simulations.

## F.2 Fonctionnement de SERPE

Une fois choisis les paramètres présentés à la partie F.1 et résumés dans le tableau 6.1, SERPE calcule le diagramme d'émission des sources pour une rampe de fréquence, une période (correspondant à une trajectoire de Cassini) et un pas de temps définis par l'utilisateur.

Pour chaque temps et chaque fréquence, le code calcule la géométrie du système en comparant l'angle entre la direction de l'observateur et la direction locale du champ à  $\theta \pm \Delta\theta/2$ . Si l'observateur intercepte le cône d'émission d'une source, l'intensité associée est incrémentée d'une valeur unitaire. Chaque couple temps-fréquence du spectre

dynamique final se voit ainsi attribuer une valeur d'intensité qui correspond au nombre de sources observées simultanément.

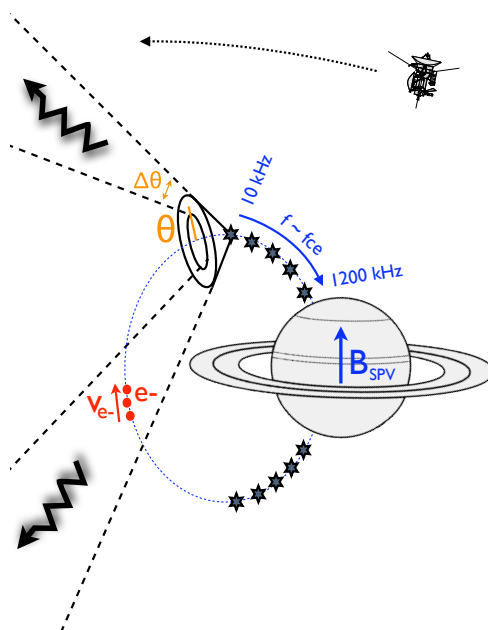


FIGURE F.1 – Coupe méridienne schématisant la géométrie simulée par SERPE pour des sources et un observateur choisi. Les paramètres en bleu sont ceux qui permettent de définir la position des sources (modèle de champ magnétique, ligne de champ active, points source indiqués par des étoiles distribués entre 10 kHz et 1200 kHz). Les paramètres en orange sont reliés à l'émission radio proprement dite (ouverture du cône  $\theta(f)$  et épaisseur du cône  $\Delta\theta$ ). Dans le cas d'une distribution "cône de perte",  $\theta(f)$  dépend de la vitesse des électrons  $v_{e-}$ . Un exemple de cône d'émission d'une source individuelle (point source) est indiqué par des lignes en pointillés et des flèches noires donnant le sens de propagation des ondes. L'observateur, dont la trajectoire est indiquée par une flèche en tiretés, détecte une source individuelle s'il intercepte son cône d'émission.

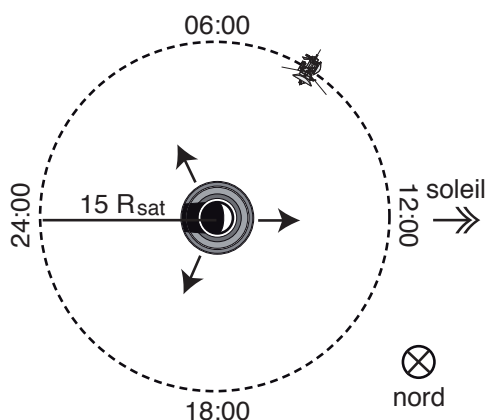


FIGURE F.2 – Vue du pôle sud d'un orbiteur circulaire à  $15 R_{sat}$  situé dans le plan équatorial et observant des sources situées dans l'hémisphère sud à  $TL_B = 04:00, 12:00$  and  $20:00$  (flèches noires).

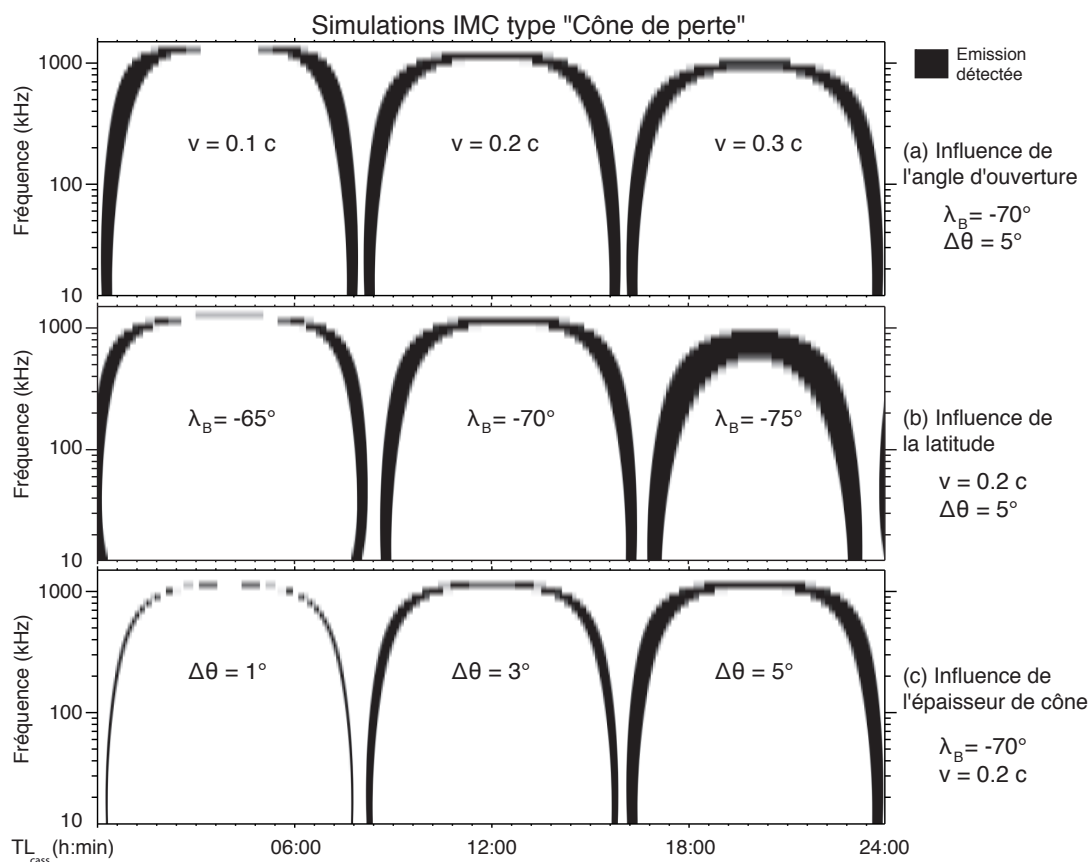


FIGURE F.3 – Spectres dynamiques organisés en temps local pour des simulations de type "Cône de perte". Les sources sont choisies au sud à  $TL_B = 04:00, 12:00$  et  $20:00$ . Précisons que le temps local ne joue aucun rôle mais sert uniquement à simuler trois sources différentes sur un même spectre dynamique. Les panneaux (a), (b) et (c) illustrent l'influence de l'angle d'ouverture  $\theta(f)$  (variant avec la fréquence et proportionnel à la vitesse des électrons résonants  $v$ ), de la latitude  $\lambda_B$  de la ligne de champ et de la largeur de cône  $\Delta\theta$  sur les émissions simulées. Dans tous les cas, ces dernières prennent la forme d'arcs.

### F.3 Simulation d'arcs et étude paramétrique

Des structures en forme d'arcs (voir chapitre 6) sont obtenues systématiquement pour des sources radio mobiles dans le référentiel de l'observateur. Pour estimer l'influence des paramètres libres mentionnés à la partie F.1, j'ai pris le cas simple d'un orbiteur circulaire (à une distance de  $15 R_{sat}$ ) observant trois sources fixes en temps local comme représenté sur la figure F.2. J'ai ensuite étudié l'influence de la latitude  $\lambda_B$ , de l'épaisseur de cône  $\Delta\theta$  et de l'ouverture de cône  $\theta(f)$  calculé dans le cas de simulations "cône de perte" (figure F.3) et "fer à cheval" (figure F.4).

Les figures F.3 et F.4 montrent qu'on obtient des arcs dans tous les cas avec une émission oblique ( $\theta(f) \leq 55^\circ$  pour le cas "fer à cheval"). La visibilité de l'émission influence la forme des arcs (en particulier leur fréquence maximale détectée, leur extension temporelle et leur épaisseur) qui varie fortement avec, d'une part  $\theta(f)$ , et d'autre part  $\lambda_B$ . En revanche, l'épaisseur de cône influe uniquement sur l'épaisseur des arcs. Dans les simulations, j'ai donc postulé des sources ponctuelles et ajusté la largeur des arcs observés (voir figure 6.1) par une valeur  $\Delta\theta = 5^\circ$ . La convolution d'une source étendue (en latitude et/ou longitude) avec  $\Delta\theta$  pourrait permettre de déterminer une valeur de  $\Delta\theta$  plus faible.  $\Delta\theta$  étant fixé, le travail de simulation a alors consisté à contraindre le couple de paramètres

$(\lambda_B, \theta)$ .

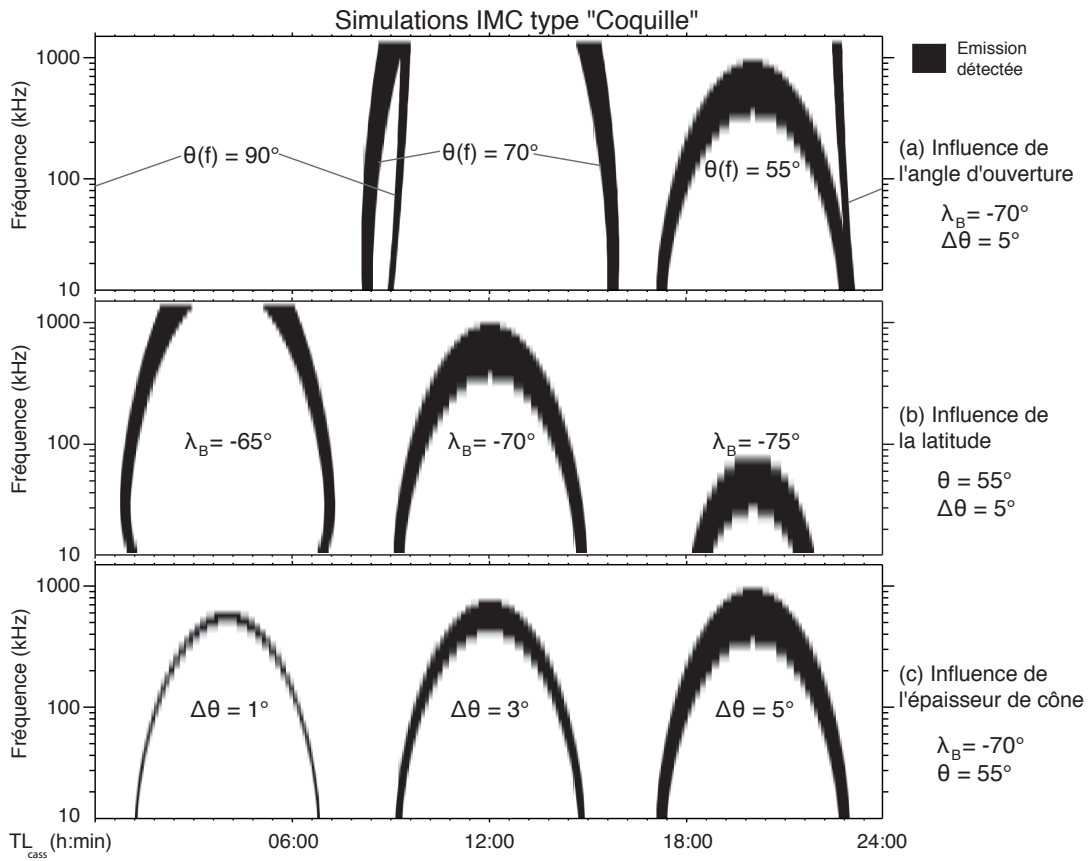


FIGURE F.4 – Idem figure F.3 mais avec des simulations de type "fer à cheval". Des arcs apparaissent pour une émission oblique ( $\theta(f) = 55^\circ$ ).



# ANNEXE G

---

Articles publiés ou soumis à publication au cours  
de cette thèse

---

## **G.1 Saturn Kilometric Radiation : average and statistical properties**

*Article paru dans la revue Journal of Geophysical Research (Space Physics) en juillet 2008.*







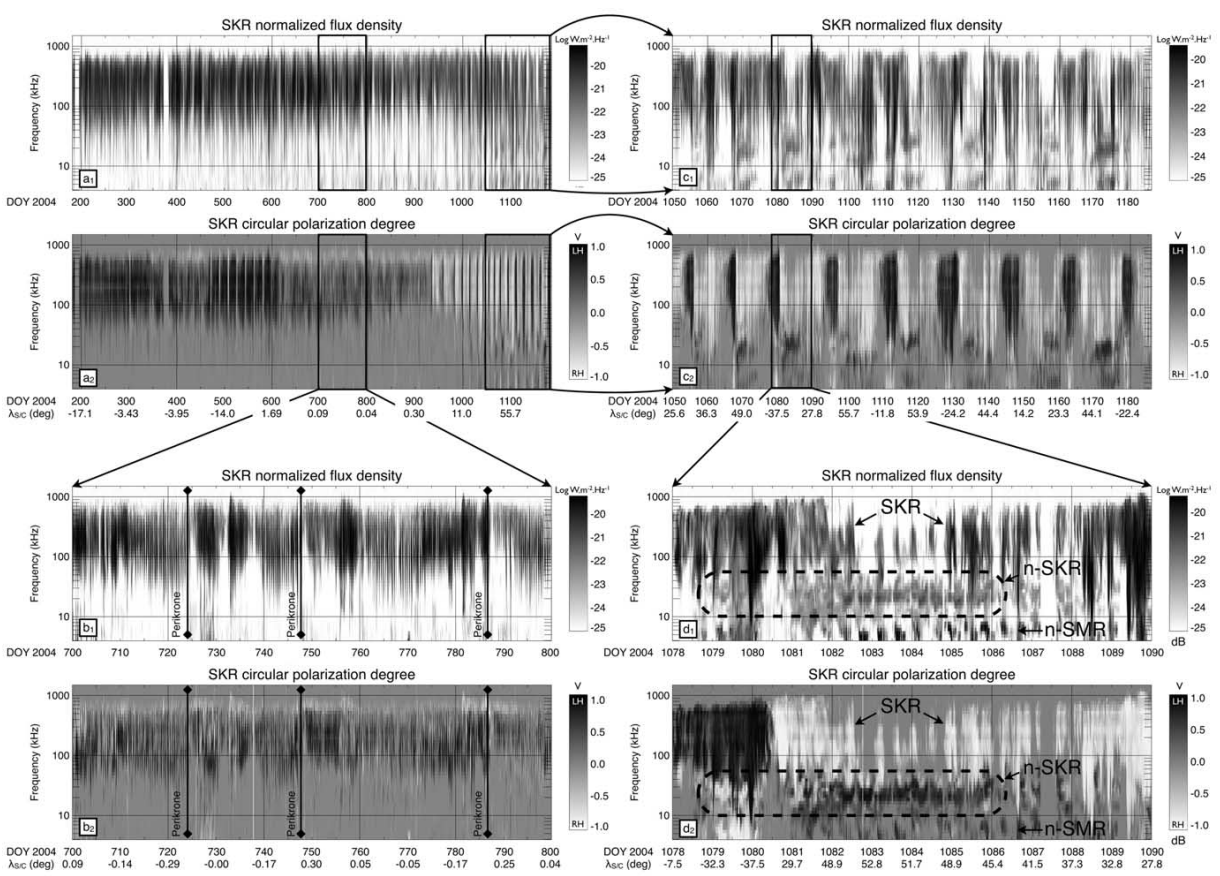
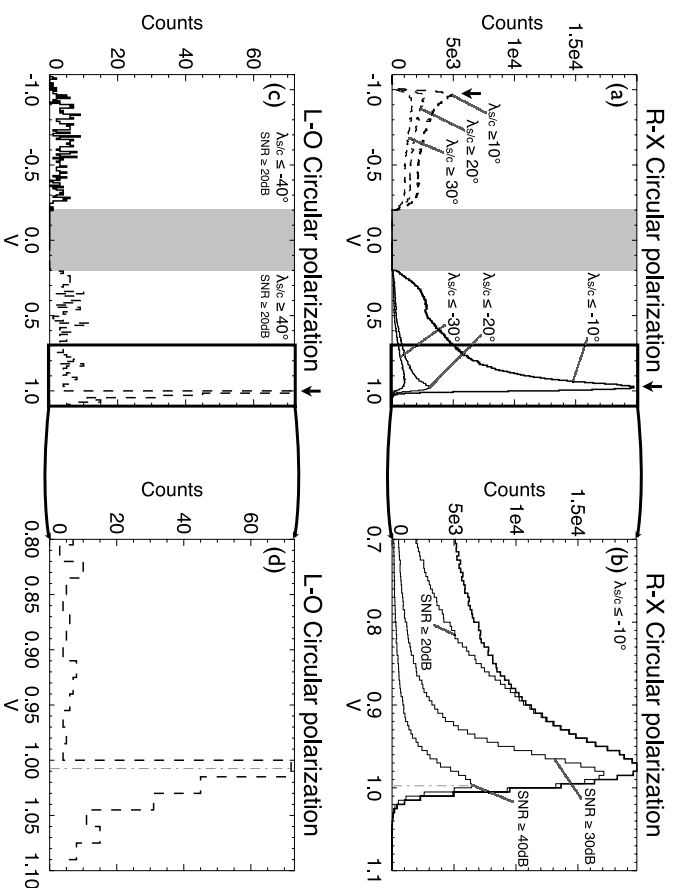


Figure 3



**Figure 4.** Histograms of SKR circular polarization degree  $V$  in the range [100,400 kHz] for high latitude excursions of the spacecraft: (a) LH polarization measured for emissions detected when  $\lambda_{asc} \leq -10^\circ$ ,  $-20^\circ$ , or  $-30^\circ$  (solid lines), and RH polarization measured for emissions detected when  $\lambda_{asc} \geq 10^\circ$ ,  $20^\circ$ , or  $30^\circ$  (dashed lines); (b) Zoom of the LH histogram corresponding to  $\lambda_{asc} \leq -10^\circ$  (boldface) and similar LH histograms where an SNR threshold is imposed at 20, 30, and 40 dB (lightface). The distribution corresponding to SNR  $\geq 40$  dB peaks at  $0.99 \pm 0.01$ . (c) LH polarization measured for emissions detected when  $\lambda_{asc} \leq 40^\circ$  and SNR  $\geq 20$  dB (dashed line), and RH polarization measured for emissions detected when  $\lambda_{asc} \geq -40^\circ$  and SNR  $\geq 20$  dB (solid line); (d) Zoom of the LH histogram. A peak at  $1.00 \pm 0.01$  is observed.

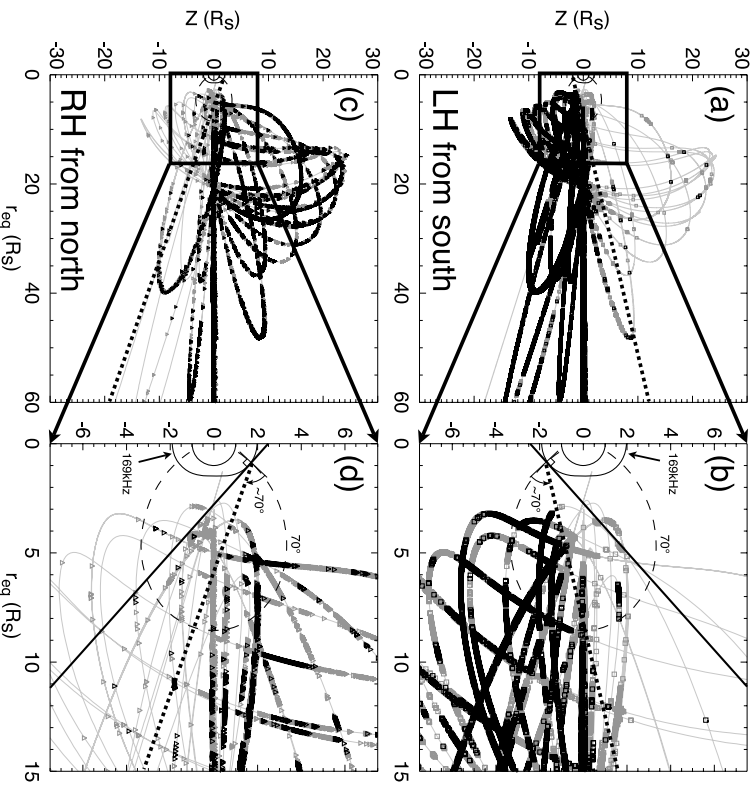
axis is along the local magnetic field; its aperture angle (also called beaming angle) depends on the local plasma parameters but cannot exceed  $90^\circ$ .

[16] Voyager studies [Ortega-Molina and Lecoeux, 1990] and the analysis of pre-SOI Cassini-RPWS/HFR data [Cecconi *et al.*, 2006] suggested that SKR has strong circular polarization. RPWS/HFR goniopolarimetric measurements can provide quasi-instantaneous measurements of the polarization state of incoming radio waves, allowing us to confirm and precise our knowledge of SKR polarization.

[17] Figure 4 displays our measured distribution of Stokes parameter  $V$  over the peak part of the SKR spectrum, between 100 and 400 kHz, restricted to time intervals corresponding to high latitude excursions of Cassini, in order to remove most of data points containing mixed emissions from both hemispheres. The grey shaded gap between  $V = -0.2$  and  $V = +0.2$  results from the elimination

of weakly polarized pixels in the process of SKR extraction (see Appendix).

[18] Figure 4a shows the distributions of SKR circular polarization ratio  $V$  for emissions whose sense of polarization and hemisphere of origin are compatible with R-X mode. The right part of the figure (solid lines) corresponds to LH emissions observed from  $\lambda_{asc} \leq -10^\circ$ ,  $-20^\circ$ , or  $-30^\circ$ , while the left part (dashed lines) corresponds to RH emissions observed from  $\lambda_{asc} \geq +10^\circ$ ,  $+20^\circ$ , and  $+30^\circ$ . The zoom of Figure 4b shows that the LH histogram for  $\lambda_{asc} \leq -10^\circ$  (boldface) strongly peaks close to  $V = +1$ . This histogram also contains a large fraction of points with weaker polarization, and even a small bump between 0.2 and 0.5. Although some intrinsic SKR circular polarization  $\leq 1$  cannot be excluded, most of these low polarization measurements are due to the superposition of emissions from both hemispheres in the same pixel. We show below (section 8) that such a superposition is common up to  $\lambda_{asc}$



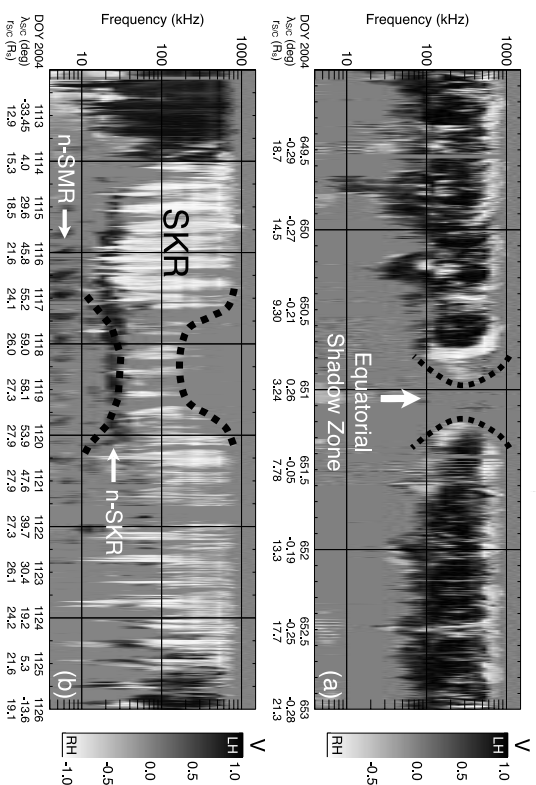
**Figure 5.** Highly polarized emissions ( $|V| > 0.8$ ) at 169 kHz along Cassini's trajectory, folded in a meridian plane. Black and grey symbols refer respectively to intense and weak events (above and below the median flux corresponding to the 50% detection level at that frequency). Figures 5a and 5b deal with LH polarization (squares) whereas Figures 5c and 5d deal with RH polarization (triangles). The dashed curve represents the magnetic field line of invariant latitude  $70^\circ$  (SPV field model [Davis and Smith, 1990]). The isocontour  $f_{eq} = 169$  kHz is indicated by the thin black curve close to Saturn. The solid straight lines in Figures 5b and 5d are tangent to the  $f_{eq} = 169$  kHz isocontour at its intersections with the  $70^\circ$  field line, which is the presumed position of the radio source. They also match well the equatorial limit of SKR detection. The dotted straight lines also originating from the presumed radio sources mark the observed equatorward limit of intense events, at  $\sim 70^\circ$  from the magnetic field direction in the source.

$\sim -20^\circ$ . For  $\lambda_{sc} \leq -20^\circ$  and  $-30^\circ$ , the peak at  $V$  close to 1 persists, but the number of measurements rapidly decreases. To improve the determination of  $V$ , Figure 4b also displays LH histograms for  $\lambda_{sc} \leq -10^\circ$  with several SNR thresholds (lightface). As illustrated by the histogram corresponding to SNR  $\geq 20$  dB, this additional selection on SNR removes most of low polarization signals (including the bump between 0.2 and 0.5) whereas the right part of the histogram (highest  $V$ ) is better defined. The 40 dB threshold leads to a peak at  $V = +0.99 \pm 0.01$ .

[9] RH histograms also reveal a peak at  $V = -0.97 \pm 0.03$ , but with a larger fraction of events with low circular polarization. However, observations from the northern

hemisphere were performed mainly from Saturn's dusk side, where SKR is detected with a lower intensity. Also, as shown by Cecconi and Zarka [2005], the SNR directly influences the determination of  $V$ , with lower SNR implying lower apparent  $V$  (see Appendix and Figure A1). LH emissions, observed from the southern hemisphere mainly from the morning side, correspond to highest SKR intensities and thus to most significant values of  $V$ .

[20] Figures 4c and 4d investigate the possible detection of L-O mode emission. Latitudinal selections are consequently the opposite to those of Figures 4a and 4b, for the same polarization senses. A more severe limitation on  $\lambda_{sc}$  is also applied to minimize pollution by dominant R-X mode:



**Figure 6.** Dynamic spectra of the SKR circular polarization degree, quantified by the grey scale bar on the right-hand side of the plots. The spectra are shown for time intervals corresponding to an equatorial and a polar disappearance of the radio emission. (a) During the near-equatorial passage on DOY 649–653, containing the observation of a perturbation with closest approach at 3.01  $R_s$  (DOY 651), SKR disappears during several hours at the crossing of the equatorial shadow zone, whose extent versus frequency is emphasized by the dashed thick lines. The equatorial extent of the shadow zone is minimum at 200 kHz, where it is about 4  $R_s$ . It increases up to  $\sim 6$ –7  $R_s$  at 80 and 900 kHz. (b) During the northern pass on DOY 1113–1126, with  $\lambda_{sc}$  reaching  $59.2^\circ$  on DOY 1118, the upper (and to a lesser extent the lower) frequency ends of the SKR range disappear for  $\lambda_{sc} > 55^\circ$ , as again emphasized by the dashed thick lines. The figure also shows the occurrence of n-SMR and n-SKR at low frequencies for high latitudes.

we use  $\lambda_{sc} \leq -40^\circ$  and SNR  $\geq 20$  dB for RH emissions (solid lines) and  $\lambda_{sc} \geq 40^\circ$  and SNR  $\geq 20$  dB for LH ones (dashed lines). Histogram counts are much lower than for Figures 4a and 4b, as expected for the weaker L-O mode possibly swamped in R-X mode emissions. Nevertheless, a peak is clearly detected for LH emissions at  $V = 1.00 \pm 0.01$  (see Figure 4d). This peak is consistent with either detection of L-O mode from the northern hemisphere, or observation of LH R-X mode apparently coming from the northern hemisphere, e.g., due to refraction in Saturn's complex plasma environment. Detailed source location and ray-tracing studies are beyond the scope of the present paper, but further evidence of L-O mode detection is discussed in section 8.

[21] The above results strongly support by direct polarization measurements the fact that X mode SKR is  $\sim 100\%$  circularly polarized. They justify a posteriori the use of the goniopolarimetric inversion described in the Appendix [see Cecconi and Zarka, 2005]. The predominance of R-X mode emissions is confirmed, but highly polarized emissions compatible with L-O mode are also detected. According

to these results, we will hereafter use a threshold of  $|V_{lim}| = 0.8$  to define and select highly polarized events.

### 5. Beaming and Shadow Zones

[22] In Figure 5 we plotted the spacecraft positions, along Cassini's trajectory, folded in a meridian plane, from where highly polarized SKR was detected at 169 kHz (close to the SKR peak). These plots confirm that LH emission is observed mainly from the south and RH from the north, consistent with dominant R-X mode. The solid straight lines tangent to the  $f_{eq} = 169$  kHz isocontour also define the equatorial limits of SKR detection. Assuming that the radio beaming angle from the SKR sources may reach the maximum value of  $90^\circ$ , this suggests that SKR sources are located along field lines of invariant latitude  $\geq 70^\circ$ . This is consistent with previous results obtained under various assumptions [Kaiser *et al.*, 1981; Kaiser and Daxh, 1982; Lecacheux and Genova, 1983; Galopeau *et al.*, 1995]. Then, considering sources on a field line whose invariant latitude is  $70^\circ$  the fact that the most intense SKR events (black symbols on Figure 5) are detected at  $\leq 70^\circ$  from the



**Table 1.** Total Radiated LH and RH Powers Per Steradian (in  $MWsr^{-1}$ ), Integrated Between 3.5 and 1500 KHz

Occurrence Probability	50%	10%	1%
LH	$2.7 \times 10^7$	$4.8 \times 10^8$	$3.3 \times 10^9$
RH	$1.3 \times 10^7$	$4.6 \times 10^8$	$3.9 \times 10^9$

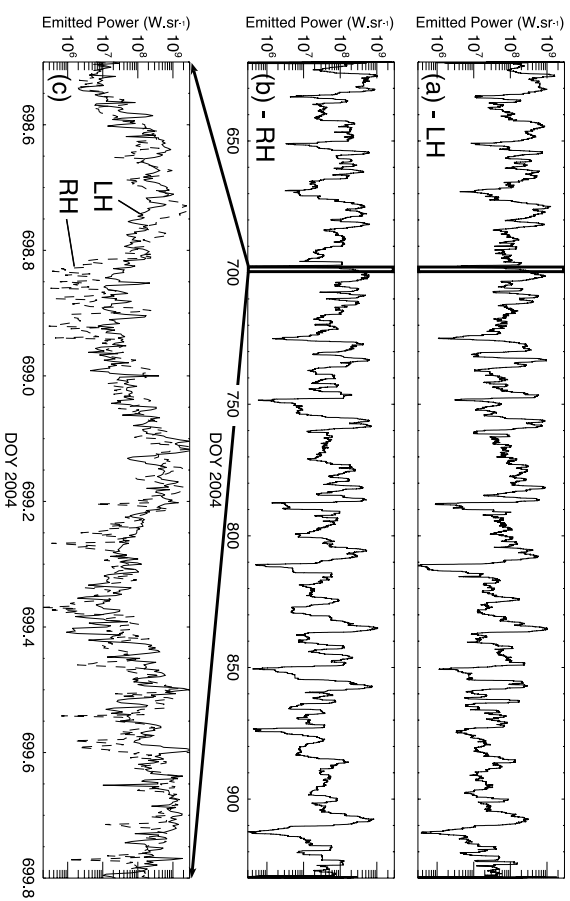
frequency secondary component is no more apparent, and LH and RH spectra are quasi-identical. The shift of SKR spectrum toward low frequencies when the latitude of the observer increases corresponds to the detection of sources located at higher altitudes. The high frequency component (at 800–1100 KHz) deserves further study, with special care to be taken of the possible pollution by spacecraft interference lines observed at multiples of 100 kHz over the whole RWWS/HFR range.

[30] The total radiated LH and RH powers, integrated between 3.5 and 1500 KHz (see computation in the Appendix), corresponding to the above 50%, 10% and 1% occurrence levels, are listed in Table 1. As the solid angle corresponding to the integrated radio beaming pattern is not precisely known, we chose to express radiated powers per unit solid angle (i.e., in  $MWsr^{-1}$ ). Radiated power values are similar for both polarizations, with a difference of a factor

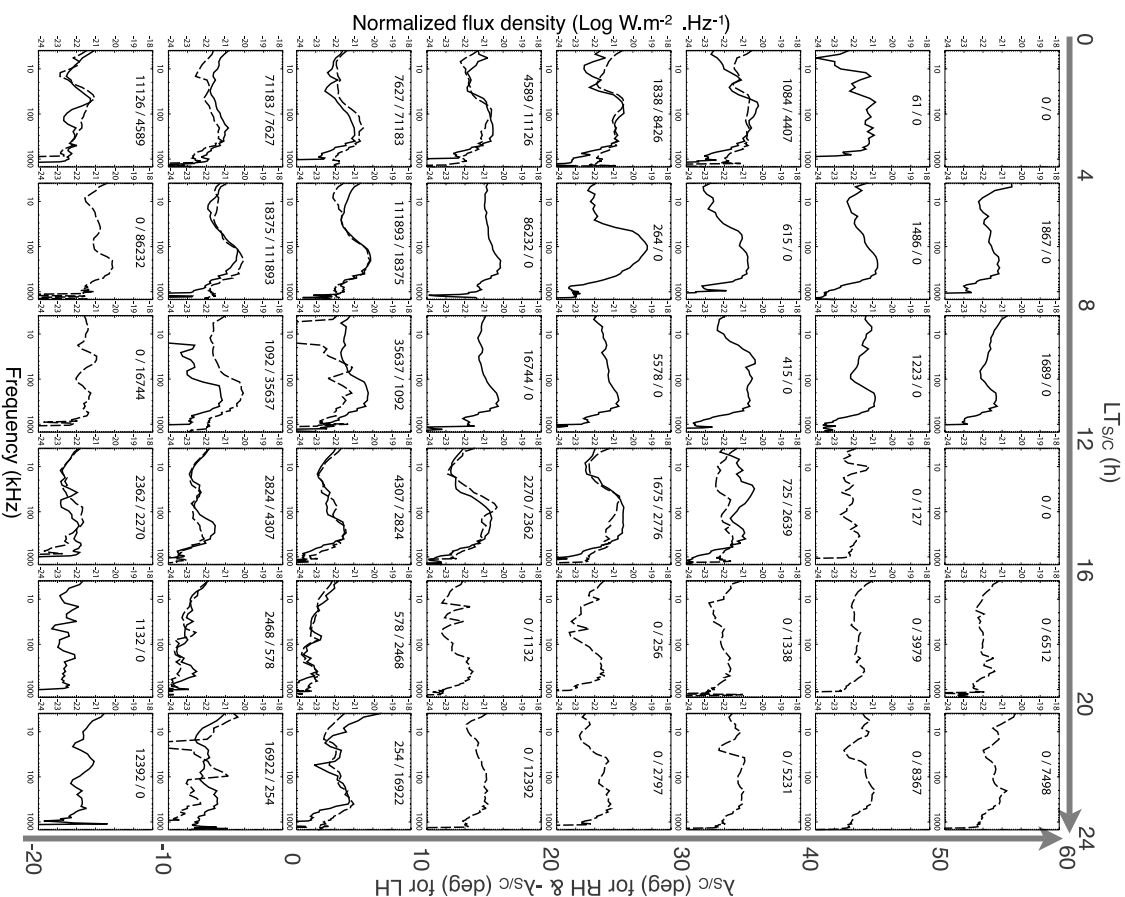
$\sim 2$  at the 50% occurrence in favor of LH power. This point is discussed in section 7.

## 7. Temporal Variations

[31] Figure 9 addresses variations of LH and RH SKR power as a function of time. On Figures 9a and 9b, the LH and RH radiated powers have been integrated over the 100–400 KHz bandwidth and smoothed using a 1-day sliding window. The displayed interval (DOY 620 to 930) corresponds to near-equatorial orbits ( $|\lambda_{\text{lat}}| \leq 1^\circ$ ), that provide quasi-identical observing conditions for both polarizations. Over this interval, LH and RH powers have similar magnitudes, varying between a few  $MWsr^{-1}$  and  $\sim 1 GHsr^{-1}$ . Computing a linear cross-correlation [see *Bevington and Robinson, 1992*] over both time series averaged to obtain a time resolution of 1 day, we measure a coefficient  $C \geq 80\%$ . When using the original time series of radiated powers, at 3 min time resolution, instead of the averaged ones, the correlation is reduced to  $C \sim 40\%$ . In both cases, maximum correlation is obtained for a zero time lag, and the confidence level on  $C (=1$  minus the probability to get the same correlation coefficient with two random data sets of same length) is very close to 100%, this correlation is highly significant.



**Figure 9.** Total power radiated by each polarized component between 100 and 400 KHz (expressed in  $MWsr^{-1}$ ). Figures 9a and 9b display LH and RH powers smoothed over 1 day between DOY 620 and 930. This interval corresponds to near-equatorial orbits ( $|\lambda_{\text{lat}}| < 1^\circ$ ) when observing conditions of LH and RH polarizations were similar. Figure 9c shows a zoom around DOY 699 where LH (solid) and RH (dashed) powers are superimposed, at the full time resolution of 3 min.



**Figure 10.** Median flux density spectra over our 2.75 years data set sorted by local time and latitude of the observer. The 50% occurrence spectra of LH (solid) and RH (dashed) SKR are plotted within intervals of 4 h of LT, by  $10^\circ$  of  $\lambda_{\text{sc}}$ . RH spectra for a given interval of  $\lambda_{\text{sc}}$  are superimposed to LH spectra for the same interval of  $-\lambda_{\text{sc}}$ . The two numbers at the top of each panel are the number of individual (3 min) LH and RH SKR spectra involved in the computation of the median.









## **G.2 Modulation of Saturn's radio clock by solar wind speed**

*Article paru dans la revue Nature en novembre 2007.*





### **G.3 Diurnal modulation of AKR discovered by Cassini/RPWS**

*Article actuellement soumis (2008) à la revue Geophysical Research Letter.*





## **G.4 Daily variations of Auroral Kilometric Radiation observed by STEREO**

*Article paru dans la revue Geophysical Research Letter en mars 2009.*





Daily variations of auroral kilometric radiation observed by STEREO

M. Panchenko,<sup>1</sup> M. L. Khodachenko,<sup>1</sup> A. G. Kisilyakov,<sup>2</sup> H. O. Rucker,<sup>1</sup> J. Hansuz,<sup>3</sup> M. L. Kaiser,<sup>4</sup> S. D. Bale,<sup>5</sup> L. Lamy,<sup>6</sup> B. Ceccconi,<sup>6</sup> P. Zarka,<sup>7</sup> and K. Goetz<sup>8</sup>

Received 16 December 2008; accepted 12 February 2009; published 24 March 2009.

[1] Daily variations of terrestrial auroral kilometric radiation (AKR) are considered; an effect that is detected in STEREO/WAVES data. It has been found that the intensities of the AKR emitted from Northern and Southern sources are modulated with a period of ~24 hours. The occurrence frequency of the AKR has been shown to be strongly dependent on the orientation of the rotating oblique magnetic dipole of the Earth relative to the Sun. AKR is found to occur more often and emit in a broader frequency range when the axis of the terrestrial magnetic dipole in the given hemisphere is oriented toward the nightside. We suggest that the observed ~24 h variations of AKR are connected with diurnal changes of the ambient plasma density in the auroral region.  **Citation:** Panchenko, M., et al. (2009), Daily variations of auroral kilometric radiation observed by STEREO, *Geophys. Res. Lett.*, 36, L06102, doi:10.1029/2008GL037042.

1. Introduction

[2] Auroral kilometric radiation (AKR) is a powerful and strongly variable electromagnetic emission radiated from the auroral regions of the Earth's magnetosphere at frequencies between 20 and 1000 kHz (detailed properties are reviewed by Kaiser et al. [1984]). In addition to the rapid intensity fluctuations, which are manifestations of the fast dynamic processes in the magnetosphere, long quasi-periodic variations have also been reported in the AKR spectra. There are several studies which report on the seasonal and solar cycle related variations of AKR intensity, its occurrence and frequency range [Kumamoto and Oya, 1998; Green et al., 2004; Kumamoto et al., 2003]. In particular, it has been found that AKR has a higher intensity, a broader frequency range, and occurs more often in the winter polar regions as well as during the maximum of the solar cycle. A statistical analysis of AKR measured by Interhall-2/Polrad has also revealed the dependence of the altitudinal size and location of the AKR sources on the varying indices of geomagnetic activity [Mogil'evsky et al., 2005].

2. Observations and Data Analysis

[3] Solar-Terrestrial Relations Observatory (STEREO) consists of two identical spacecraft (STEREO-A and STEREO-B), launched on October 25, 2006. After the last swing-by maneuver (January 21, 2007), STEREO-B passed by the vicinity of the Earth, through the dusk side of the magnetosphere, in the direction from the dayside to the nightside (Figure 1). Such a favorable trajectory enabled long duration observations of AKR, whose sources are known to be located mostly in the dusk-night part of the magnetosphere. In our study we use the observations from the STEREO/WAVES (S/WAVES) experiment [Bougner et al., 2008]. The data were measured by the HFPI receiver (0.125–2 MHz), which provides spectral and cross-spectral power densities and makes possible the determinations of the radio wave polarization and direction-of-arrival.

[4] In this paper we present a new result regarding the analysis of the periodic modulations of AKR, observed by STEREO. Behind spacecraft (S/WAVES experiment). The specifics of observational conditions in this very case make it possible to relate the detected daily (~24 hour) modulations of AKR intensity, and frequency range of the emission, as well as the AKR occurrence frequency, with variation of the ambient plasma density due to the periodic change of the auroral region exposure to the Sun.

[5] With the distant location of the spacecraft relative to the Earth, the AKR sources from both hemispheres could be observed simultaneously and their position might be assumed to coincide with the Earth's center. Taking into account that AKR is circularly polarized [Panchenko et al., 2008, and references therein], the polarization measurements capability of the S/WAVES instrument has been used for the AKR identification and its subsequent separation between the emission radiated by Northern (right-hand polarization) and Southern sources (left-hand polarization). The Poynting flux and Stokes parameters of the analyzed AKR were derived from the same direction-finding algorithm as developed for the Cassini/RPWS [Ceccconi and Zarka, 2005].

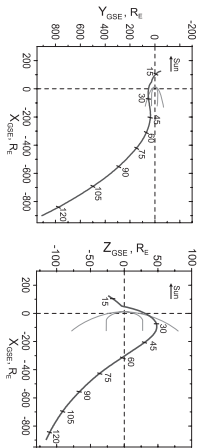


Figure 1. STEREO-B orbit in GSE coordinates. Ticks indicate the day of year, 2007.

[6] The analyzed data record covers a period between January 23, 2007 and May 1, 2007 when STEREO-B provided the best quality quasi-continuous observations of AKR. The corresponding AKR time profiles (for Northern and Southern sources) have been produced by integration of the radio emission over the frequency range from 125 to 700 kHz, where AKR occurs most frequently.

[7] The final data profiles were normalized to the intensity at a distance of 100 R<sub>E</sub>, and then treated to detect possible quasi-periodic variations. For this purpose, we used a combination of a "sliding window" Fourier (SWF) and nonlinear Wigner-Ville (WV) transform techniques [Sladkev et al., 2004; Khodachenko et al., 2006].

3. The 24 Hour Modulation of AKR Spectra

[8] Figures 2b and 2d show the intensity profiles of the AKR, emitted by Northern and Southern sources, respectively. Figures 2a and 2c represent the corresponding SWF dynamical spectra of AKR modulations, whereas Figures 2e and 2f show their time averaged profiles. The intense ~24 hour lines are easily seen in the SWF dynamical spectra of AKR modulation from both Northern and Southern hemispheres. The strength of the modulation lines correlates with AKR intensity. The spectral peak of the AKR

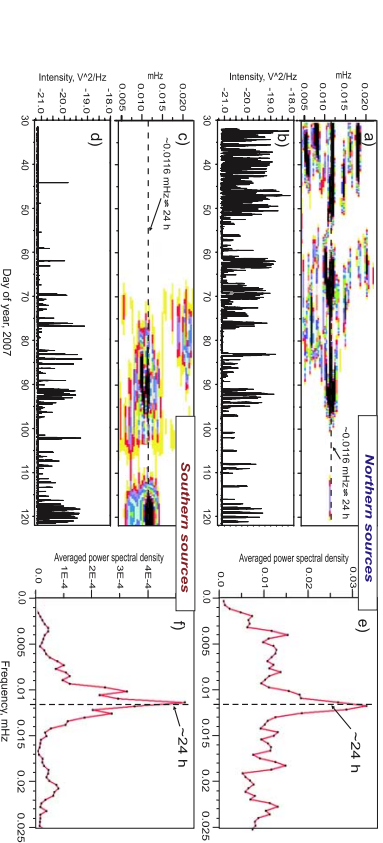


Figure 2. (a, c) SWF dynamical spectra of modulations. (b, d) Intensity profiles of AKR emitted by Northern and Southern sources. Black color in the modulation spectra means the highest values of the spectral density. (e, f) The time averaged profiles of the SWF dynamical spectra.

<sup>1</sup>Space Research Institute, Austrian Academy of Sciences, Graz, Austria.  
<sup>2</sup>Department of Radiophysics, Lobachevsky State University, Nizhny Novgorod, Russia.  
<sup>3</sup>Space Research Center PAS, Torun, Poland.  
<sup>4</sup>NASA Goddard Space Flight Center, Greenbelt, Maryland, USA.  
<sup>5</sup>Space Sciences Laboratory, University of California, Berkeley, California, USA.  
<sup>6</sup>ESA, Observatoire de Paris, Meudon, France.  
<sup>7</sup>ESPA, Observatoire de Paris, CNRS, UPMC, Université Paris Diderot, Meudon, France.  
<sup>8</sup>School of Physics and Astronomy, University of Minnesota, Minneapolis, Minnesota, USA.



## **G.5 Relationship between solar wind corotating interaction region compressions and the phasing and intensity of Saturn kilometric radiation bursts**

*Article paru dans la revue Annales Geophysicae en novembre 2008.*

# Relationship between solar wind corotating interaction regions and the phasing and intensity of Saturn kilometric radiation bursts

S. V. Badman<sup>1</sup>, S. W. H. Cowley<sup>1</sup>, L. Lamy<sup>2</sup>, B. Cecconi<sup>2</sup>, and P. Zarka<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Department of Physics & Astronomy, University of Leicester, Leicester LE1 7RH, UK

<sup>2</sup>LESIA, Observatoire de Paris, Bâtiment 16, 5 Place Jules Janssen, 92195 Meudon, France

Received: 24 April 2008 – Revised: 12 September 2008 – Accepted: 21 October 2008 – Published: 19 November 2008

**Abstract.** Voyager spacecraft measurements of Saturn kilometric radiation (SKR) identified two features of these radio emissions: that they pulse at a period close to the planetary rotation period, and that the emitted intensity is correlated with the solar wind dynamic pressure (Desch and Kaiser, 1981; Desch, 1982; Desch and Rucker, 1983). In this study the inter-relation between the intensity and the pulsing of the SKR is analysed using Cassini spacecraft measurements of the interplanetary medium and SKR over the interval encompassing Cassini's approach to Saturn, and the first extended orbit. Cassini Plasma Spectrometer ion data were only available for a subset of the dates of interest, so the interplanetary conditions were studied primarily using the near-continuously available magnetic field data, augmented by the ion moment data when available. Intense SKR bursts were identified when solar wind compressions arrived at Saturn. The intensity of subsequent emissions detected by Cassini during the compression intervals was variable, sometimes remaining intense for several planetary rotations, sometimes dimming and rarely disappearing. The timings of the initial intense SKR peaks were sometimes independent of the long-term pulsing behaviour identified in the SKR data. Overall, however, the pulsing of the SKR peaks during the disturbed intervals was not significantly altered relative to that during non-compression intervals.

**Keywords.** Magnetospheric physics (Planetary magnetospheres; Solar wind-magnetosphere interactions) – Solar physics, astrophysics, and astronomy (Radio emissions)

Correspondence to: S. V. Badman  
(svb4@ion.le.ac.uk)

Published by Copernicus Publications on behalf of the European Geosciences Union.

3642

S. V. Badman et al.: Solar wind compression effects on Saturn kilometric radiation bursts

looking for intensifications of the SKR power following arrival of a solar wind compression, any subsequent “drop-out” of the emission detected by Cassini, the phasing of the intensified or reduced emission peaks during the compression event, and the relative phasing and intensity of the emission peaks before and after the compression.

Cassini data from the magnetometer (MAG) (Dougherty et al., 2004), Cassini Plasma Spectrometer (CAPS) (Young et al., 2004) and Radio and Plasma Wave Science (RPWS) investigation (Gurnett et al., 2004) are presented to examine the interaction of compressions in the solar wind with the intensity and pulsing of the SKR emission. Data obtained during Cassini's approach to Saturn (October 2003–June 2004) and its first extended orbit following Saturn orbit insertion (SOI) (July–October 2004) were analysed. These were intervals when Cassini was measuring both the interplanetary conditions upstream of Saturn and SKR emissions from Saturn. Since CAPS solar wind ion data were only available for a subset of the dates of interest, the interplanetary conditions were studied primarily using the near-continuously available magnetic field data, augmented by the ion moment data when available. In the following sections details of the format of the Cassini data employed in this study, and the modelled drifting period of SKR bursts are given. Section 4 describes a selection of the CIR compression events in detail, then summarises the features of all events included in the study. Finally, some general conclusions are drawn about the effects of solar wind compressions on the power and modulation of the detected SKR.

## 2 Cassini measurements of SKR emissions and interplanetary magnetic field strength

The Cassini data used in this study are from late 2003 (day 344) until Cassini encountered Saturn's magnetosphere on day 179 of 2004, and then days 195–298 of 2004 when Cassini had exited Saturn's magnetosphere back into the solar wind. Ideally the solar wind dynamic pressure would be presented to compare with the Voyager results but this data is only available for a modest subset of the events studied here. However, due to the frozen-in nature of the solar wind flow, the interplanetary magnetic field (IMF) magnitude measured by Cassini MAG can be used as a proxy for the solar wind dynamic pressure. In general, a compression region in the solar wind will be observed as an increase in IMF magnitude, bounded by forward and reverse shocks (Smith and Wolfe, 1976; Gosling and Pizzo, 1999). As heliospheric current sheet (HCS) crossings usually occur within CIR compression regions in the solar wind, a reversal in the sense of the  $B_r$  interplanetary field component (RTN coordinates) can further be used to identify a CIR compression event (Gosling and Pizzo, 1999). (The RTN coordinate system is a right-handed spherical polar system referenced to the Sun's spin axis, with  $B_r$  directed radially outward from the Sun,  $B_r$ -az-

imuthal in the direction of solar rotation, and  $B_\theta$  normal to the other two components, that is, positive northwards from the equatorial plane.) When solar wind dynamic pressure data were available from CAPS they also have been analysed and found to show an excellent correspondence with the signatures of compression regions identified in the IMF measurements. One example demonstrating this correspondence during the post-SOI interval will be presented in Sect. 4 below. Thirteen CIR compression events with good MAG and RPWS data coverage (including five with simultaneous solar wind density and velocity data from CAPS) were identified during the intervals of interest and will be described below.

The SKR data are presented in two forms in this study to help identify the features within it. The first is a colour-coded electric field spectrogram from the Cassini RPWS instrument, which shows the power in  $\text{W m}^{-2} \text{Hz}^{-1}$  normalised to a distance of 1 AU in each frequency channel in the range 3.5 kHz to 1.5 MHz, at 3 min resolution. The SKR emitted power integrated over the SKR peak frequency band of 100–400 kHz is also shown. Both these data sets have been “cleaned” to remove non-SKR emissions (e.g. solar radio emissions and spacecraft noise, and the occurrence times corrected for the planet-spacecraft light travel time (Lamy et al., 2008). The SKR emitted power data are averaged over a time interval of approximately one twentieth of the radio rotation period to enable good resolution of the emission bursts. Due to the drifting period of the SKR we use two nominal SKR periods derived from Cassini data to determine the cadence of the averaged emitted power data, one pre-SOI and one post-SOI. The pre-SOI data uses a characteristic period of 10.7625 h (Gurnett et al., 2005), such that the data are 0.538125 h averages. The post-SOI data uses a characteristic period of 10.7811 h (Kurth et al., 2005b) i.e. the power data are 0.539056 h averages. We emphasise that these values determine only the cadence of the plotted data, the difference between them not being critical to the results presented. When considering the timing of the SKR pulses the full varying SKR period determined for this interval by Kurth et al. (2007) will be employed, as discussed in Sect. 3 below. In late 2003–2004 Saturn's Southern Hemisphere was tilted significantly towards the Sun. Most of the SKR emissions detected by Cassini, which was approaching close to the ecliptic plane, therefore originated in the Southern Hemisphere i.e. were left-hand (LH) circularly-polarized. The RH emissions at Cassini were very weak in comparison therefore the LH power was used as an approximation for the total SKR power detected by Cassini.

## 3 Drifting period of SKR emissions

One of the purposes of this study is to determine whether solar wind compressions significantly disrupt or shift the pulsing of the SKR peaks, therefore the expected times of the pulses based on their long-term behaviour must be known for

Ann. Geophys., 26, 3641–3651, 2008

www.ann-geophys.net/26/3641/2008/





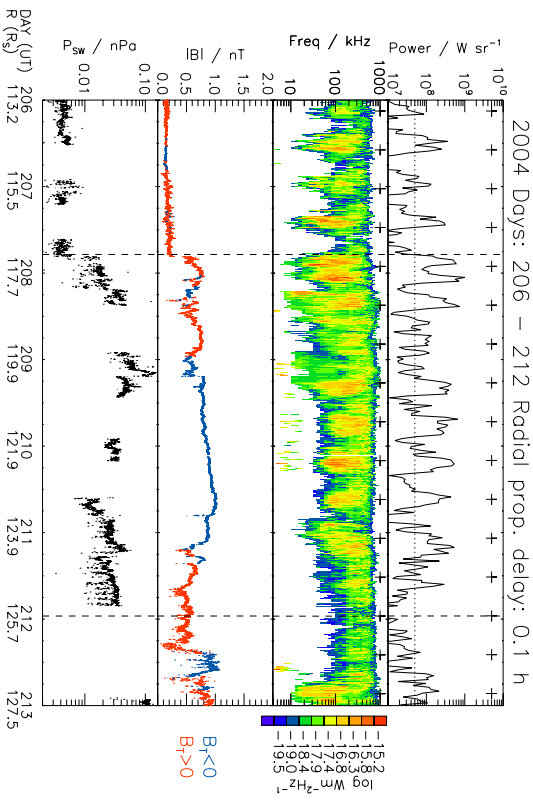


Fig. 3. SKR and IMF data from (a) days 206–212, and (b) days 213–219 of 2004. The data in the top three panels are in the same format as Fig. 1. The SKR power data in the top panel are  $0.5390561h$  averages. The bottom panel shows the solar wind dynamic pressure in nPa calculated from CAPS ion measurements.

preceding bursts, peaking at  $\sim 6 \times 10^8 \text{ W sr}^{-1}$ . This was followed by two more powerful peaks just a few hours apart, then several low power ( $\sim 10^8 \text{ W sr}^{-1}$ ) bursts over the next two SKR cycles. The second of the intense peaks after the shock arrival was an “extra” peak occurring in between the expected timings of the SKR peaks, and only one of the subsequent low power bursts on day 208 was at the expected timing of a SKR peak ( $\sim 20:00$  UT on day 208). As in the two previous events, Cassini detected intensified emission around the time of the arrival of the compression, which included an “extra” peak not at the expected timing. In this example though, the successive emissions were less powerful than those preceding the compression. Over days 209–212 (i.e. after the two reduced power SKR cycles) a series of long-duration powerful bursts were detected, each with maximum powers of  $\sim 5 \times 10^8 \text{ W sr}^{-1}$ . There were emission peaks close to all expected times but also several extra peaks in between, usually at lower powers. Further low power ( $< 10^8 \text{ W sr}^{-1}$ ) emissions were then detected late on day 211 until mid day 212. Close to midnight on day 211 the SKR power was at a minimum of less than  $10^7 \text{ W sr}^{-1}$  (marked by the second vertical dashed line) which is a time when an emission peak was expected.

After these low power emissions, two more powerful lower frequency ( $\sim 2 \times 10^8 \text{ W sr}^{-1}$ ,  $\sim 10$ – $100 \text{ kHz}$ ) bursts were observed at  $\sim 20:00$  UT on day 212 (Fig. 3a) and  $\sim 06:00$  UT on day 213 (Fig. 3b). After  $\sim 20:00$  UT on day 213, just preceding the reverse shock encounter in the solar wind, the SKR emission was at very low power ( $< 5 \times 10^7 \text{ W sr}^{-1}$ ). The dynamic pressure decreased at this time, such that Saturn’s magnetosphere would have expanded. Out of the next four SKR peaks expected, only three very low power ( $< 10^8 \text{ W sr}^{-1}$ ) bursts were detected. Powerful SKR emissions reappeared at the end of day 215 coincident with an HCS encounter and increased plasma density, possibly indicating another smaller compression region. These powerful emissions continued, occasionally peaking at powers in excess of  $10^9 \text{ W sr}^{-1}$ , until the end of the interval shown on day 219. There were peaks in emissions close to the expected times, but also many extra peaks of similar powers in between.

#### 4.4 Summary of all events identified

Having described the SKR response to three different CIR compression events, these features are now summarised in Table 1 together with the results from all identified events. The three events discussed above are highlighted by italic text (numbers 6, 9 and 11). The first column lists the interval of days surrounding each compression that was studied. Next, the size of the initial solar wind  $\Delta |B|$  is given for comparison, where a negative value of  $\Delta |B|$  implies a reverse shock such as that identified on day 214 (Fig. 3b). The peak powers of the SKR emissions which occurred close to the expected peak times during the five days following the

predicted arrival of the shock at Saturn are compared to that of the last “undisturbed” peak, and then categorized as increased, decreased, or similar ( $\pm 3 \times 10^7 \text{ W sr}^{-1}$ ). Next, the ratio of the peak powers of the two bursts closest to the arrival of the compression (i.e. the last before and the first after) is listed for each event. The subsequent two columns list the proportion of bursts in the few-day post-compression interval that were detected early or late relative to the “expected” Kurth et al. (2007) timings. The maximum time difference allowed was 3h either side of the expected time, a value dictated by the quiet-time deviation of the SKR peak timings from the Kurth et al. (2007) fit, and encompassing the short-term fluctuations of the SKR period derived by Zarka et al. (2007). The final column in Table 1 identifies whether the first peak in SKR power following the arrival of the compression occurred close to the time of the next expected peak, or whether it was distinctly out of phase with the Kurth et al. (2007) pulsing.

Considering first the intensity of the SKR pulses there are three additional factors affecting the detection of emission at the spacecraft to take into account. The first of these is the variation of the SKR signal to noise ratio detected by Cassini as its distance from Saturn changed. This can be neglected in the present study because the power level we use to define a burst is considerably greater than the noise level for the entire interval studied. The second influencing factor is that the detected SKR properties can be affected by the configuration of the RPWS antennae (Ceccconi and Zarka, 2005), however we have attempted to identify the affected times and disregard the data within. The final and potentially most significant factor for this study is that the SKR detection depends in the direction of emission from the source. This beaming effect is a possible explanation for “missed” bursts of SKR, as will be discussed below.

Referring to the events summarised in Table 1, the peak powers of the initial bursts immediately following the compressions were usually increased by factors of between 1.35 and 5.64, with an average of 2.6. Events 2 and 4 showed reduced powers after the compression because the previous burst was already significantly more powerful than those preceding it. These powerful earlier bursts could in fact be the intense compression response peaks, following the behaviour of the other events, if the propagation delay was overestimated by a few hours in each case. Unfortunately, as explained above, the propagation delay cannot be estimated any more accurately. The initial bursts following the reverse shocks (events 8 and 11b – see Fig. 3b for the latter) were reduced by factors of 0.32 and 0.38 respectively. An overall all positive correlation was identified between the change in IMF magnitude  $\Delta |B|$  and the ratio of the powers across the compression (correlation coefficient  $C=0.37$ ). Apart from the initial burst, the SKR peak powers were not affected by solar wind compressions in a consistent manner. The percentage of identified peak powers that were intensified or reduced relative to those before the compression ranged from





- and electric field as the main factors controlling Saturn's auroras, *Nature*, 433, 720, doi:10.1038/nature03333, 2005.
- Desch, M. D.: Evidence for solar wind control of Saturn radio emission, *J. Geophys. Res.*, 87, 4549–4554, 1982.
- Desch, M. D. and Kaiser, M. L.: Voyager measurement of the rotation period of Saturn's magnetic field, *Geophys. Res. Lett.*, 8, 253–256, 1981.
- Desch, M. D. and Rucker, H. O.: The relationship between Saturn kilometric radiation and the solar wind, *J. Geophys. Res.*, 88, 8999–9006, 1983.
- Dougherty, M. K., Kellogg, S., Southwood, D. J., Balogh, A., Smith, E. J., Tsurutani, B. T., Gerlach, B., Glassmeier, K.-H., Glein, F., Russell, C. T., Erdos, G., Neubauer, F. M., and Crowley, S. W. H.: The Cassini magnetic field investigation, *Space Sci. Rev.*, 114, 331–383, 2004.
- Galopeau, P. H. M. and Lecacheux, A.: Variations of Saturn's radio rotation period at kilometre wavelengths, *J. Geophys. Res.*, 105, 13 089–13 102, 2000.
- Gosling, J. T. and Pizzo, V. J.: Formation and evolution of corotating interaction regions and their three dimensional structure, *Space Sci. Rev.*, 89, 21–52, 1999.
- Gurnett, D. A.: The earth as a radio source: terrestrial kilometric radiation, *J. Geophys. Res.*, 79, 4227–4238, 1974.
- Gurnett, D. A., Kurth, W. S., Kirchner, D. L., Hospodarsky, G. B., Averkamp, T. F., Zarka, P., Lecacheux, A., Manning, R., Roux, A., Cann, P., Cornilleau-Wehlin, N., Galopeau, P., Meyer, A., Bostrom, R., Gustafsson, G., Wahlund, J.-E., Ahlen, L., Rucker, H. O., Ladretter, H. P., Macher, W., Woolfshroft, L. J. C., Alleyne, H., Kaiser, M. L., Desch, M. D., Farrell, W. M., Harvey, C. C., Louam, P., Kellogg, P. J., Goetz, K., and Pedersen, A.: The Cassini Radio and Plasma Wave Investigation, *Space Sci. Rev.*, 114, 395–463, 2004.
- Gurnett, D. A., Kurth, W. S., Hospodarsky, G. B., Persoon, A., Averkamp, T. F., Cecconi, B., Lecacheux, A., Zarka, P., Cann, P., Cornilleau-Wehlin, N., Galopeau, P., Roux, A., Harvey, C., Louam, P., Bostrom, R., Gustafsson, G., Wahlund, J.-E., Desch, M. D., Farrell, W. M., Kaiser, M. L., Goetz, K., Kellogg, P. J., Fischer, G., Ladretter, H.-P., Rucker, H. O., Alleyne, H., and Pedersen, A.: Radio and plasma wave observations at Saturn from Cassini's approach and first orbit, *Science*, 307, 1255–1259, 2005.
- Jackman, C. M., Athlides, N., Bunce, E. J., Cecconi, B., Clarke, J. T., Crowley, S. W. H., Kurth, W. S., and Zarka, P.: Interplanetary conditions and magnetospheric dynamics during the Cassini orbit insertion fly-through of Saturn's magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, 110, A10212, doi:10.1029/2005JA011054, 2005.
- Kaiser, M. L., Desch, M. D., Warwick, J. W., and Pearce, J. B.: Voyager detection of non-thermal radio emission from Saturn, *Science*, 209, 1238–1240, 1980.
- Kurth, W. S., Gurnett, D. A., Clarke, J. T., Zarka, P., Desch, M. D., Kaiser, M. L., Cecconi, B., Lecacheux, A., Farrell, W. M., Galopeau, P., Gérard, J.-C., Grodent, D., Prangé, R., Dougherty, M. K., and Cray, F. J.: An Earth-like correspondence between Saturn's auroral features and radio emission, *Nature*, 433, 722–725, 2005.
- Kurth, W. S., Gurnett, D. A., Cecconi, B., Zarka, P., Lecacheux, A., Kaiser, M. L., Desch, M. D., Farrell, W. M., Galopeau, P., Louam, P., and Rucker, H. O.: Saturn's radio emissions, Magnetospheres of the Outer Planets 2005 Programme and Abstracts, p. 76, University of Leicester, Leicester, UK, 2005.
- Kurth, W. S., Lecacheux, A., Averkamp, T. F., Groene, J. B., and Gurnett, D. A.: A Saturnian longitude system based on a variable kilometric radiation period, *Geophys. Res. Lett.*, 34, L02201, doi:10.1029/2006GL038336, 2007.
- Lamy, L., Zarka, P., Cecconi, B., Prangé, R., Kurth, W. S., and Gurnett, D. A.: Saturn Kilometric Radiation: average and statistical properties, *J. Geophys. Res.*, 113, A07201, doi:10.1029/2007JA012900, 2008.
- Menetti, J. D., Groene, J. B., Averkamp, T. F., Hospodarsky, G. B., Kurth, W. S., Gurnett, D. A., and Zarka, P.: Influence of Saturnian moons on Saturn kilometric radiation, *J. Geophys. Res.*, 112, A09211, doi:10.1029/2007JA012331, 2007.
- Mitchell, D. G., Brandt, P. C., Roelof, E. C., Dandouras, J., Krimglis, S. M., Mauk, B. H., Paranicas, C. P., Krupp, N., Hamilton, D. C., Kurth, W. S., Zarka, P., Dougherty, M. K., Bunce, E. J., and Shemansky, D. E.: Energetic ion acceleration in Saturn's magnetotail: Substorms on Saturn?, *Geophys. Res. Lett.*, 32(20), L20S01, doi:10.1029/2005GL022647, 2005.
- Rucker, H. O., Panchenko, M., Hansen, K. C., Tandberg-Larsen, U., Boudjada, M. Y., Kurth, W. S., Dougherty, M. K., Steinberg, J. T., Zarka, P., Galopeau, P. H. M., McComas, D. J., and Barrow, C. H.: Saturn Kilometric Radiation as a monitor for the solar wind?, *Adv. Space. Res.*, 42, 40–47, doi:10.1016/j.asr.2008.02.008, 2008.
- Russell, C. T., Jackman, C. M., Wei, H. Y., Bertucci, C., and Dougherty, M. K.: Titan's influence on Saturnian substorm occurrence, *Geophys. Res. Lett.*, 35, L12105, doi:10.1029/2008GL034080, 2008.
- Smith, E. J. and Wolfe, J. H.: Observations of interaction regions and corotating shocks between one and five AU: Pioneers 10 and 11, *Geophys. Res. Lett.*, 3(3), 137–140, 1976.
- Wu, C. S. and Lee, L. C.: A theory of the terrestrial kilometric radiation, *Astrophys. J.*, 230, 621–626, 1979.
- Young, D. T., Berthelier, J. J., Banc, M., et al.: Cassini Plasma Spectrometer Investigation, *Space Sci. Rev.*, 114, 1–112, 2004.
- Zarka, P. and Kurth, W. S.: Radio wave emission from the outer planets before Cassini, *Space Sci. Rev.*, 116, 37–397, 2005.
- Zarka, P., Lamy, L., Cecconi, B., Prangé, R., and Rucker, H. O.: Modulation of Saturn's radio clock by solar wind speed, *Nature*, 450, 265–267, 2007.

## **G.6 The response of Jupiter's and Saturn's auroral activity to the solar wind**

*Article paru dans la revue Journal of Geophysical Research (Space Physics) en mai 2009.*

## Response of Jupiter's and Saturn's auroral activity to the solar wind

J. T. Clarke,<sup>1</sup> J. Nichols,<sup>1</sup> J.-C. Gérard,<sup>2</sup> D. Grodent,<sup>2</sup> K. C. Hansen,<sup>3</sup> W. Kurth,<sup>4</sup> G. R. Gladstone,<sup>5</sup> J. Duval,<sup>1</sup> S. Wannawichian,<sup>1</sup> E. Bunce,<sup>6</sup> S. W. H. Cowley,<sup>6</sup> F. Cray,<sup>5</sup> M. Dougherty,<sup>7</sup> L. Lamy,<sup>8</sup> D. Mitchell,<sup>9</sup> W. Pryor,<sup>10</sup> K. Reberford,<sup>5</sup> T. Stallard,<sup>6</sup> B. Zieger,<sup>3</sup> P. Zarka,<sup>8</sup> and B. Cecconi<sup>18</sup>

Received 21 August 2008; revised 6 February 2009; accepted 2 March 2009; published 19 May 2009.

[1] While the terrestrial aurora are known to be driven primarily by the interaction of the Earth's magnetosphere with the solar wind, there is considerable evidence that auroral emissions on Jupiter and Saturn are driven primarily by internal processes, with the main energy source being the planets' rapid rotation. Prior observations have suggested there might be some influence of the solar wind on Jupiter's aurora and indicated that auroral storms on Saturn can occur at times of solar wind pressure increases. To investigate in detail the dependence of auroral processes on solar wind conditions, a large campaign of observations of these planets has been undertaken using the Hubble Space Telescope, in association with measurements from planetary spacecraft and solar wind conditions both propagated from 1 AU and measured near each planet. The data indicate a brightening of both the auroral emissions and Saturn kilometric radiation at Saturn close in time to the arrival of solar wind shocks and pressure increases, consistent with a direct physical relationship between Saturnian auroral processes and solar wind conditions. At Jupiter the correlation is less strong, with increases in total auroral power seen near the arrival of solar wind forward shocks but little increase observed near reverse shocks. In addition, auroral dawn storms have been observed when there was little change in solar wind conditions. The data are consistent with some solar wind influence on some Jovian auroral processes, while the auroral activity also varies independently of the solar wind. This extensive data set will serve to constrain theoretical models for the interaction of the solar wind with the magnetospheres of Jupiter and Saturn.

**Chaton:** Clarke, J. T., et al. (2009), Response of Jupiter's and Saturn's auroral activity to the solar wind, *J. Geophys. Res.*, 114, A05210, doi:10.1029/2008JA013694.

### 1. Introduction

[2] Each planet with a magnetic field and collisionally thick atmosphere displays auroral emissions, produced when charged particles, moving along field lines and accelerated to high energies, impact and excite atmospheric

atoms and molecules. The Earth's magnetosphere and auroral processes have been studied in detail for many years, with global auroral brightenings generally resulting from changes in the solar wind that disturb conditions within the magnetosphere.

[3] At Jupiter, Pioneer and Voyager spacecraft data established that the magnetosphere is filled with high-density plasma from volcanic activity at Io. Both observations of the auroral oval latitude compared with auroral emissions from the magnetic footprints of the satellites and theoretical modeling have demonstrated that the main auroral oval maps along the field to a distance about 20–30 Jovian radii (R<sub>J</sub>) in the middle magnetosphere far from the solar wind boundary [Clarke *et al.*, 2004]. There is considerable evidence that Jupiter's main auroral oval is driven by outward drifting plasma falling behind corotation, resulting in large field-aligned currents and potentials. While there exists some evidence for a solar wind connection in non-thermal radio emissions [Barrow *et al.*, 1986; Ladretier and Leblanc, 1989; Kaiser, 1993; Prangé *et al.*, 1993; Zarka, 1998], this middle magnetospheric region far from the solar wind boundary has been proposed to be the main region controlling the auroral emissions [Hill, 2004].

A05210

CLARKE ET AL.: JUPITER'S AND SATURN'S AURORAL ACTIVITY

A05210

[4] At Saturn, the physics of auroral processes is less well understood. Saturn's magnetospheric plasma content (mainly from the rings and icy moons) is much lower than Jupiter's, and the neutral content higher, but the distance to which plasma corotates with the magnetic field fills most of the magnetosphere, like Jupiter and unlike the Earth. Saturn's main auroral activity could be similar to Jupiter's, driven by currents from the enforcement of corotation of outward drifting plasma. Since no emissions have been detected from magnetic footprints of the satellites, there are no direct measurements from UV images of the distance to which the auroral oval maps. There is evidence from both Voyager and Cassini measurements of a Jupiter-like magnetodisc region in Saturn's magnetosphere [Comnely *et al.*, 1983; Aridge *et al.*, 2008], although it is relatively lower density and less stable than at Jupiter. There has been a theoretical prediction that the corotation enforcement currents would be insufficient at Saturn to produce bright auroral emission, and that the main auroral oval must then map close to the solar wind boundary [Cowley and Bunce, 2003; Cowley *et al.*, 2003]. Recent measurements with the Cassini spacecraft flying through flux tubes with field-aligned currents lend support to the existence of auroral processes near the solar wind boundary [Bunce *et al.*, 2008]. A centrifugal instability model has also been proposed for Saturn [Stiller *et al.*, 2006], in which auroral brightenings occur during times of magnetospheric compressions due to instabilities in the outer magnetosphere near the outer boundary of the plasma sheet and ring current.

[5] In the case of the Earth's aurora, detailed ground-based and space-based data have shown that global auroral brightenings can be driven by both a southward turning of the interplanetary magnetic field (IMF) and a pressure pulse associated with a coronal mass ejection (CME) [Ephraïm *et al.*, 1996; China *et al.*, 2001]. At the Earth, the coupling between the magnetosphere and the solar wind is particularly strong. When the IMF is southward, magnetic reconnection on the dayside of the magnetosphere creates open flux, and the solar wind motion then drags these flux tubes antisunward. Energy is progressively accumulated in the magnetotail until the growth of an instability in the plasma sheet initiates another process of magnetic reconnection that closes magnetic flux in the tail and releases energy, giving rise to bright auroral emissions. These auroral storms generally begin near midnight, then extend both along the auroral oval and toward the pole. The cycle of ongoing opening and closing of magnetic flux was first proposed by Dungey [1961], and it is the underlying idea behind the current understanding of the substorm cycle and magnetospheric convection at the Earth [Iaksova, 1964; McPherron, 1970; Sitov and Huang, 1985; Cowley and Lockwood, 1992].

[6] A solar wind dynamic pressure increase, for example, from a CME, can also be efficient at triggering the formation of a magnetic X line in the tail, and the arrival of such a solar wind pressure increase can result in flux closure and enhanced auroral activity [Brittnacher *et al.*, 2000; Boutouardis *et al.*, 2003; Meurant *et al.*, 2004]. These auroral storms can appear as extended brightenings of the oval, generally starting near noon and extending to the nightside. It has also been shown that a dynamic pressure pulse can directly stimulate the formation of a neutral line

and flux closure in the Earth's magnetotail [Hilbert *et al.*, 2006]. The changes in Jupiter's and Saturn's auroral emission power discussed below will be most directly comparable to these global changes in auroral activity at the Earth.

[7] Jupiter's and Saturn's magnetospheres are both much larger than the Earth's, and the time scales for disturbances in the solar wind to move from the bow shock past the planet are hours, compared with minutes at the Earth. This longer time scale should correspondingly affect the nature of both internal dynamics and the interaction with the solar wind. At Jupiter, the dense outward drifting plasma reaches a distance where corotation with the magnetic field can no longer be enforced, leading to strong currents in and out of the polar ionosphere and bright auroral emissions [Hill, 2001; Cowley and Bunce, 2001; Southwood and Kivelson, 2001]. Jupiter's total auroral power is more constant than the Earth's, consistent with the steady source of plasma and much larger size of the magnetosphere. Earlier observations of Jupiter's aurora have shown that a factor of 2 change in the total auroral power is a large deviation from the norm [Skinner *et al.*, 1984; Thengood *et al.*, 1992; Prangé *et al.*, 2001]. The overall brightness of the main oval has also been observed to vary from hour to hour, while generally stable in brightness on time scales of tens of minutes [Grodent *et al.*, 2003a].

[8] There have been a number of reports that Jupiter's auroral emissions may be correlated with solar wind conditions. Observations of Jupiter's near-IR auroral emissions have been compared with solar wind pressure values measured by the Ulysses spacecraft, and a correlation reported between the log of changes in solar wind pressure and total IR auroral power since the prior IR observation [Baron *et al.*, 1996]. These authors proposed that their result supported the "magnetic pumping" hypothesis [Goertz, 1978], a process by which charged particles are collectively energized by fluctuations of the magnetic field. A single solar wind event traced from 1 AU has been proposed to correspond to auroral brightenings at both Jupiter and Saturn, within a large uncertainty in the arrival time at the planets and limited coverage of the auroral activity [Prangé *et al.*, 2004]. Evidence exists from two events recorded at the time of the Cassini spacecraft flyby (late 2000 to early 2001) that Jupiter's auroral emissions may brighten at times of solar wind disturbances [Gurnett *et al.*, 2002; Pryor *et al.*, 2005; Nichols *et al.*, 2007], but the data were insufficient to establish the repeatability or the physical nature of the correlation. The observed brightening of the aurora at a time of solar wind pressure increase is opposite to the initial prediction based on the corotation enforcement current system. Increased pressure would reduce the outflow rate of magnetospheric plasma, resulting in weaker currents to enforce corotation and correspondingly fainter auroral emissions [Southwood and Kivelson, 2001]. It has since been proposed that an auroral brightening could follow a large solar wind compression by the Poynting effect in the ionosphere (T. Hill and D. Gong, Variations of solar wind and Saturnian auroras induced by changes of solar wind dynamic pressure, paper presented at Magnetospheres of the Outer Planets 2005, University of Leicester, Leicester, U. K.). In addition, a simulation of the effects of large solar wind compressions and relaxations on Jupiter's magnetosphere has indicated that a transient brightening of the

aurora would be expected, at slightly different latitudes depending on the region of enhanced currents, by the same principle of differential rotation rates of the plasma and field [Covley *et al.*, 2007]. The regions of brightening and the time scales from the campaign reported here can be compared with these theoretical predictions.

[9] While the preceding discussion referred to the total auroral power, Jupiter's aurora have also shown more localized brightenings, likely reflecting different processes in different regions of the magnetosphere. "Polar flares" [Waite *et al.*, 2001; Gladstone *et al.*, 2002] frequently appear poleward of the main oval near  $180^\circ$  system III longitude, rising to peak brightnesses of tens of MRayleighs in tens of seconds and fading to background over a few minutes. It has been proposed that these events map to the dayside boundary with the solar wind [Waite *et al.*, 2001]. Less often, longer lasting brightenings appear along the main oval at local dawn [Ballester *et al.*, 1996; Clarke *et al.*, 1998; Grodent *et al.*, 2003b; Gustin *et al.*, 2006]. These "dawn storms" brighten over tens of minutes to peak values of several MRayleighs, remain at local dawn while other features in the main oval rotate with the planet, and last a few hours while typically spreading in longitude. These events are not understood, since they occur along the main oval mapping to the middle magnetosphere, yet remain at local dawn implying influence from the solar wind.

[10] Voyager 1 observed Saturn's UV auroral emissions and radiofrequency radiation at Saturn. Kilometric wave-lengths (SKR) during its 1980 flyby. UVS observations over several hours during a prenoon-counter north/south map showed a factor of 5 increase in auroral emission with a peak  $1-2$  h, or  $50^\circ$  in longitude, before the maximum probability for detection of SKR [Sandel and Broadfoot, 1981]. The SKR was known to be modulated with a period close to that of the planet rotation, with SKR sources restricted to a broad local time range in the morning sector [Gurnett *et al.*, 1981a; Morwick *et al.*, 1981; Kaiser *et al.*, 1981]. The SKR was reported to statistically be most intense when longitude  $\lambda_{\text{SIS}} = 110^\circ$  was directed toward the Sun, implying an asymmetry in the excitation or beam-riding process and interaction with the solar flux or solar wind. Observations of Saturn's aurora in January 2004 when the Cassini spacecraft was  $30-33 \times 10^6$  km upstream from Saturn showed that the auroral emissions clearly brightened at the time of a large solar wind pressure increase [Clarke *et al.*, 2005; Cravj *et al.*, 2005]. For this event, the solar wind pressure, velocity, and IMF were measured by Cassini approaching Saturn. The dawn side auroral emissions brightened the most, filling the polar cap, and the main oval radius decreased in proportion to the emission brightness. The SKR power measured by the Cassini RPWS instrument [Gurnett *et al.*, 2004] also increased in intensity during this event [Karrh *et al.*, 2005] after correcting for the rotational modulation. An independent analysis of SKR intensity over the six months leading up to Cassini's arrival at Saturn has found that it is positively correlated with solar wind pressure [Ratiker *et al.*, 2008]. The HST event in January 2004 appeared correlated with the dynamic pressure of the solar wind, not the direction of the IMF (as dominates at the Earth), suggesting a different kind of interaction with the solar wind [Clarke *et al.*, 2005; Cravj *et al.*, 2005]. The local IMF direction was known from

Cassini measurements, and owing to the large tilt of Saturn the IMF was not closely aligned with the magnetic axis over this period [Cravj *et al.*, 2005]. It has been proposed that the auroral brightenings are related to the rapid closure of open tail flux induced by compression of the magnetosphere [Covley *et al.*, 2005; Badman *et al.*, 2005]. Finally, an analysis of observations of ionospheric motions measured from thermal IR  $\text{H}_2$  auroral emissions indicates that Saturn's main emissions are consistent with expected subcorotational motions at the solar wind boundary, rather than near-corotation associated with plasma closer to the planet [Sjalland *et al.*, 2007].

[11] It is clear that a more comprehensive data set would be required to establish the physical relationship between the solar wind and giant planet auroral emissions. Toward this goal, a large program of Hubble Space Telescope (HST) observations was scheduled, along with coordinated measurements from the New Horizons spacecraft as it flew past Jupiter and the Cassini spacecraft orbiting Saturn. In addition, solar wind conditions at the planets were estimated by propagation from near-Earth measurements. This paper presents the HST data during the 4 campaigns, with an initial discussion of the correlations of auroral activity at Jupiter and Saturn with propagated and measured solar wind conditions.

## 2. Data

[12] UV images of Jupiter and Saturn were obtained using the Solar Blind Channel (SBC) of the HST Advanced Camera for Surveys (ACS). The observations were concentrated in four campaigns of daily observations: one in January–February 2007 and one in February 2008 when Saturn was close to opposition, one in February–March 2007 during the New Horizons encounter with Jupiter, and one in May–June 2007 close to Jupiter opposition. Following an instrument satellite event on day of year (DOY) 27 in 2007, the first Saturn campaign was interrupted, and restarted on DOY 40–42 with UV images from the Wide Field/Planetary Camera 2 (WFPC2) at an order of magnitude lower sensitivity. These auroral power measurements have larger error bars than the ACS data, reflecting mainly a systematic uncertainty in the zero level of emission. The sub-Earth latitude on Saturn was  $-13^\circ$  and  $-8^\circ$  during the first and second Saturn campaigns, affording a good view of the complete southern auroral oval but a poor view of the north. Reflected solar emissions from the discs of both planets were modeled and subtracted, then the total auroral emission was measured and converted to input power. The auroral power can be related to the total power in the incident precipitating charged particles by comparison with a detailed model [Grodent *et al.*, 2001], by assuming a 10% efficiency for the production of UV emissions (multiply  $P_{\text{UV}}$  by ten for total input power). Observations of Jupiter alternated between the northern and southern poles, since Jupiter's magnetic poles and auroral ovals are offset and rotate in and out of the field of view from the Earth. A geometric correction factor has been applied to obtain the total auroral power, based on simulations of this observing geometry for an average auroral oval emission distribution, after disc modeling and subtraction were applied. Details of the observations and data reduction are given in Appendix A.

[13] A one-dimensional magnetohydrodynamic (MHD) model has been used to propagate solar wind measurements made near the Earth to conditions near Jupiter and Saturn [Hanson *et al.*, 2004a, 2004b; Zieger and Hansen, 2008]. The model has high radial resolution and assumes spherical symmetry of the solar corona and solar wind. To determine the uncertainties in the propagation, an extensive validation has been carried out using ISEE3 spacecraft data propagated to Pioneer 10 and 11 and Voyagers 1 and 2 and ACE spacecraft data propagated to Ulysses near both Jupiter and Saturn [Zieger and Hansen, 2008]. These comparisons spanned heliocentric radii from Jupiter to Saturn and included cases near both solar minimum and solar maximum. The solar corona normally displays a well-oriented rigidly rotating sector structure at large distances during solar minimum conditions, which increases the accuracy of the extrapolation and is therefore optimal for the HST campaign. The validation study details are given in Appendix A) showed that the propagation is most accurate near the time when the Sun-spacecraft-planet angle is small, i.e., they are in a line. Because of the 1-D nature of the propagation, the velocity is the most accurately modeled quantity, followed by the density and IMF magnitude (including the magnetic sector boundaries), while the normal component of the IMF is relatively poorly constrained. Since the velocity and density are accurately modeled, they can be used to study the correlation between solar wind pressure and planetary auroral power.

[14] By analogy to the Earth, it would be helpful to study the relationship between auroral power and the IMF strength and direction, which can be combined to estimate the dayside reconnection rate. The dayside reconnection rate can be estimated using the expression:

$$\Phi_R = vB_{\perp} L \cos^2 \left( \frac{\theta}{2} \right), \quad (1)$$

where  $\Phi_R$  is the reconnection voltage (equal to the flux transfer rate from the dayside to the tail),  $v$  is the solar wind speed,  $B_{\perp}$  the perpendicular field strength,  $L$  a length that can reasonably be taken as some fraction of the size of the magnetosphere (modulated by the solar wind dynamic pressure), and the cosine function gives the dependence on the direction of the IMF,  $\theta$  being the "clock" angle about the planetary magnetic axis [Badman *et al.*, 2005; Nichols *et al.*, 2007]. Since the IMF component  $B_N$  is poorly constrained by the propagation (as shown in Appendix A) the angle  $\theta$  is poorly known, and we have thus concentrated in this paper on the solar wind pressure.

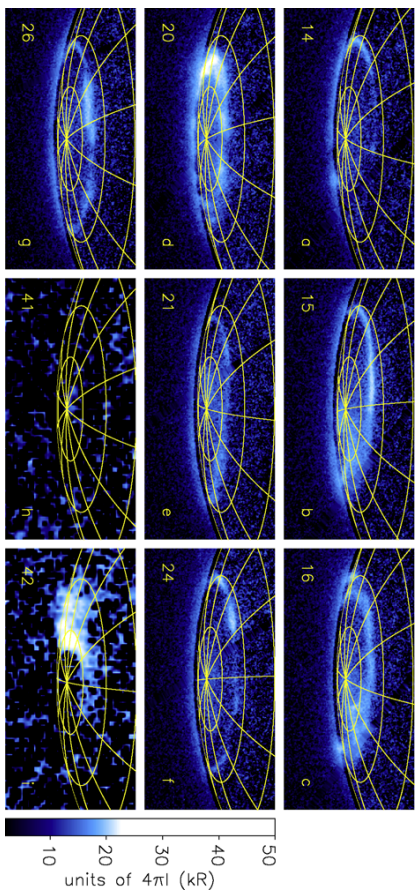
[15] It should be noted, however, that shock fronts in the solar wind at large distances from the Sun are normally accompanied by a pronounced increase in the magnitude of the IMF, and often by a polarity reversal of the IMF [Zieger and Hansen, 2008]. To this extent some conclusions may be drawn from the propagated solar wind data about IMF conditions at each planet. While it is possible that intervals of northward and southward field will influence reconnection rates and maybe "cusp" auroral output, it should be recognized that in general the directions of the field  $N$  and  $S$  are usually rapidly fluctuating in time scales of tens of minutes, particularly in the strong postshock compression regions. These time scales are generally shorter than the

time scale for the solar wind to flow around the giant planet magnetospheres, and certainly short compared with the timescales of days required to significantly pump up the tail with open flux. One could in principle take advantage of the long time scales for solar wind flow around these planets to take a time average to improve the knowledge of  $B_N$  and  $\theta$ . One could then determine the accuracy of these time average values in the propagation by the method in [Zieger and Hansen, 2008], and the resulting reconnection rate for comparison with auroral power. This study remains for future work.

[16] Within 50 days of the Sun-Earth-planet alignment, the model predicts arrival times of solar wind shock events within  $\pm 15$  h accuracy (a one standard deviation estimate [Zieger and Hansen, 2008]). This applies to both sets of Saturn observations reported here and to the second set of Jupiter observations. The first set of Jupiter observations, corresponding to the New Horizons flyby, is as much as 100 days before alignment and the accuracy for this period is lower, closer to  $\pm 24$  h. New Horizons (NH) measurements of the solar wind approaching Jupiter permitted us to fix the time scale for the arrival of solar wind events up to DOY 56, after which NH was in the magnetosphere and unable to detect the solar wind. The passage of Cassini into the solar wind on DOY 38 in 2008 similarly allowed us to correct the arrival times of that disturbance at Saturn. These two solar wind data sets were shifted by a constant in time based on the single measured arrival times of large events in the solar wind, and the uncertainty in timing may therefore be larger as the time from these events increases.

### 3. Saturn's Auroral Activity

[17] Data from the Saturn auroral images are given in Figures 1–4, with auroral images in Figures 1 and 3, summarizing the nature of the auroral activity during the January–February 2007 and February 2008 campaigns. The main oval changed in brightness and shifted in latitude, and isolated bright emission regions appeared and disappeared in less than a planet rotation period, similar to past behavior [Tranzer *et al.*, 1998; Gérard *et al.*, 2004; Clarke *et al.*, 2005; Cravj *et al.*, 2005; Gérard *et al.*, 2006]. Measurements of total auroral power and oval outer radius are compared with SKR power and propagated solar wind velocity and dynamic pressure in Figures 2 and 4. For both Jupiter and Saturn, solar wind forward shocks (indicated by vertical shaded regions) have been identified by the arrival time of a sharp velocity increase accompanied by a pressure increase. In the 2007 solar wind data, the propagated pressure increase sometimes did (DOY 14–15) and sometimes did not (DOY 42) lag the velocity increase. It should be pointed out that the DOY 14–15 event does not clearly fit our definition of a forward shock, owing to the short pressure increase on DOY 14. It is clear that the general DOY 14–15 event coincided within the uncertainty with increases in both UV auroral power and SKR emission, which persisted for nearly a week, and the UV oval radius generally decreased during this period. The auroral and SKR emissions returned to a more normal level after DOY 20, on which there was a dawn side brightening of the auroral emissions. This could be analogous to the dawn storms on Jupiter, which have been reported before for



**Figure 1.** Sample UV images of Saturn's south pole in January–February 2007 with quiet and disturbed conditions. The left-hand number is day of year in 2007, and the part label letters correspond to the lettering at the top of Figure 2. All images are displayed with the same log intensity scale in kRayleighs,  $30^\circ$  lines of SLS longitude, and  $10^\circ$  lines of planetocentric latitude. Figures 1a–1g were obtained with ACS, with a limiting sensitivity of 1–2 kR after modeling and subtraction of reflected solar emissions. Figures 1h and 1i were taken with WFP/C 2. With a limiting sensitivity of about 10 kR, these images do not show the relatively faint emissions seen in the ACS images.

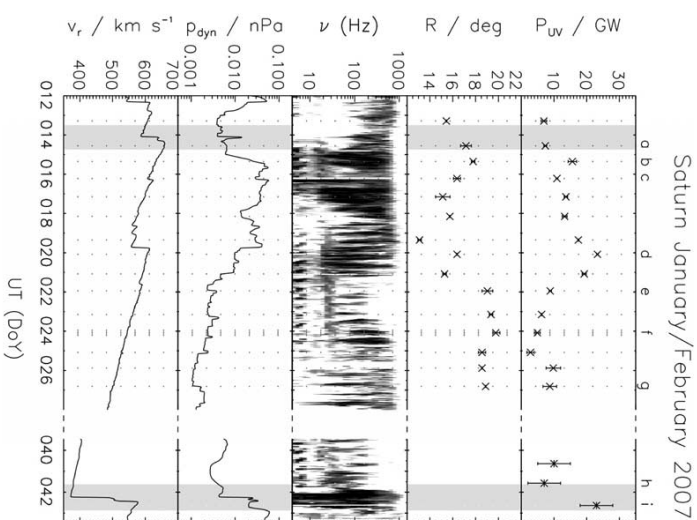
Saturn [Trager *et al.*, 1998; Gérard *et al.*, 2006]. The observations on DOY 20 were not long enough to determine if the brightest emission remained fixed at local dawn, as seen with the dawn storms on Jupiter. The solar wind pressure remained high with a slow decrease over DOY 15–20, with a reverse shock (a velocity increase with a pressure decrease) seen on DOY 19, a few hours before the dawn storm-like event. The DOY 42 event also corresponded with increased UV and SKR emissions, while the oval radius could not be accurately measured in the low-sensitivity WFP/C 2 images. It is interesting to note that the dusk side of the oval filled in with emission over DOY 15–16, while the dawn side oval brightened and filled with emission on DOY 42 and to a lesser extent on DOY 20. A smaller increase in SKR emission on DOY 24 was not matched by any detected increase in auroral power, although this could be related to issues of SKR source locations compared with the location of the spacecraft (see section 5). Similarly, an isolated increase in auroral power was measured on DOY 25, although the aurora were unusually faint leading up to this return to a normal quiet brightness. On the basis of the 2007–2008 data, we found an average quiet power  $\sim 10$  GW, and each case of elevated auroral power above the average level of 10 GW in the 2007 data was matched by increased SKR emission and solar wind pressure. For this Saturn campaign, there appears to be a good general correlation between auroral power, SKR emission, and solar wind pressure, both for the relatively weaker event over DOY 14/15–20 and the stronger event on DOY 42 (see later discussion).

[18] A relatively more concentrated series of ACS auroral images was obtained in the second Saturn campaign over

DOY 32–48 in February 2008 (Figure 3). There were two solar wind forward shocks identified in this period, and a reverse shock arrived just hours after the last HST images. With the solar wind parameters shifted to match the Cassini measurement of the shock arrival at Saturn on DOY 38, each forward shock is consistent within the one sigma timing uncertainty with clear increases in both the auroral UV power and the SKR emission. The auroral brightening on DOY 38–39 appeared mainly along the dawn side of the oval, with an initial increase at 01 UT on DOY 38, followed by a moderate decline at 10 UT, followed by a larger brightening at 04–08 UT on DOY 39. The auroral event on DOY 44 also was concentrated on the dawn side,

although for this event much of the polar region appeared filled with emission, as in January 2004. Unfortunately, for the bright emissions on DOY 39 and 44, the equatorward boundary was not well defined, and it was not possible to make reliable measurements of the oval radius. The solar wind event on DOY 48 was followed by an observed increase in SKR emission, but this occurred just after the last HST observation so that there was no measurement of any auroral brightening that may have occurred. This last event was a reverse shock, with the solar wind density decreasing at the time of a velocity increase, nonetheless there was an increase in SKR emission. In this concentrated series of HST images, especially over DOY 32–38, no other significant auroral increases were observed. There is thus no evidence for significant auroral brightenings above a level of 10–15 GW at times without solar wind events in either 2007 or 2008.

[19] These same general trends were observed in the January 2004 observations [Clarke *et al.*, 2005; Kurth *et*

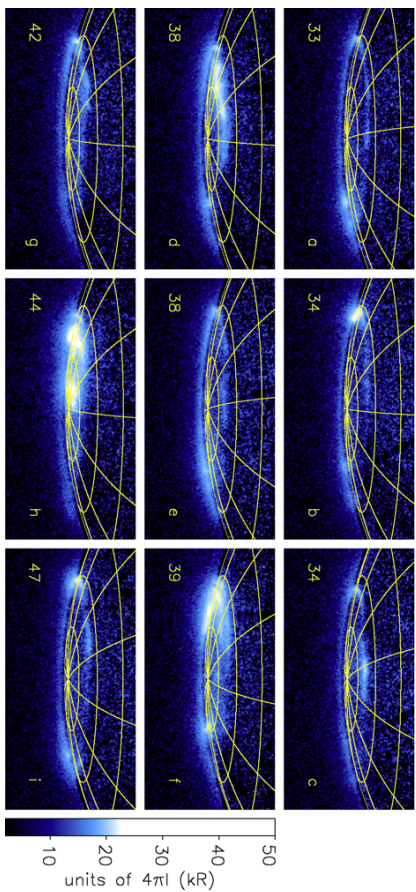


**Figure 2.** Total auroral power from Saturn's south polar region, best fit auroral oval radius, and SKR emission spectrum compared with propagated solar wind velocity and dynamic pressure in January–February 2007. Oval radius values were obtained by fitting a circle to the low-latitude edge of the observed auroral emissions. SKR emission measurements are from the Cassini RPWS instrument. Solar wind values were obtained by propagation from Earth-based measurements, with forward shock times  $\pm 1\sigma$  uncertainties shaded.

*et al.*, 2005; Carr *et al.*, 2005], during which an increase in solar wind pressure to values of 0.02–0.04 nPa corresponded with a major auroral storm, with radiated powers of 60–80 GW (equal to 600–800 GW of input power). The first event reported here (DOY 15–22 in 2007) had a lower radiated power (15–25 GW) but lasted for seven days compared with two to three days in January 2004, although the solar wind pressure was similar during the two events. The oval radius values were also similar, with a smaller decrease over DOY 15–22 in 2007 consistent with the smaller auroral brightening. During this event, the SKR also intensified considerably, and a similar correlation was detected in January 2004 [Kurth *et al.*, 2005]. The auroral brightening on DOY 40–42 in 2007 was a larger event than the earlier brightening, although the auroral power value is relatively uncertain since the WFP/C 2 did not detect the fainter emissions recorded in the ACS images. The auroral brightenings seen in February 2008 were similar in power to

the 2007 events, with increases in total power of a factor of 2–3 lasting for a few hours to a couple of days, while the solar wind pressure varied by nearly 2 orders of magnitude. The event on DOY 38–39 2008 occurred following several days of low solar wind pressure, which would correspond to an inflated magnetosphere. At the time of the latter event the solar wind pressure had been elevated for 4–5 days, corresponding to a compressed magnetosphere, nonetheless the auroral brightenings on DOY 39 and 44 were of similar strength. While this is a limited sample, it appears that the auroral brightenings are better correlated with the arrival of a shock than with the integrated solar wind pressure over the preceding days.

[20] In summary, the Saturn observations covered four forward shocks and two reverse shocks. The data support a persistent increase in Saturn's auroral power and SKR emission, and decrease in the oval radius, at times of arrival



**Figure 3.** Sample UV images of Saturn's south pole in February 2008 with quiet and disturbed conditions. The left-hand number is day of year in 2008, and the part label letters correspond to the lettering at the top of Figure 4. Intensity scale and longitude/latitude grid are as in Figure 1. All frames were obtained with ACS, with a limiting sensitivity of 1–2 kR after modeling and subtraction of reflected solar emissions.

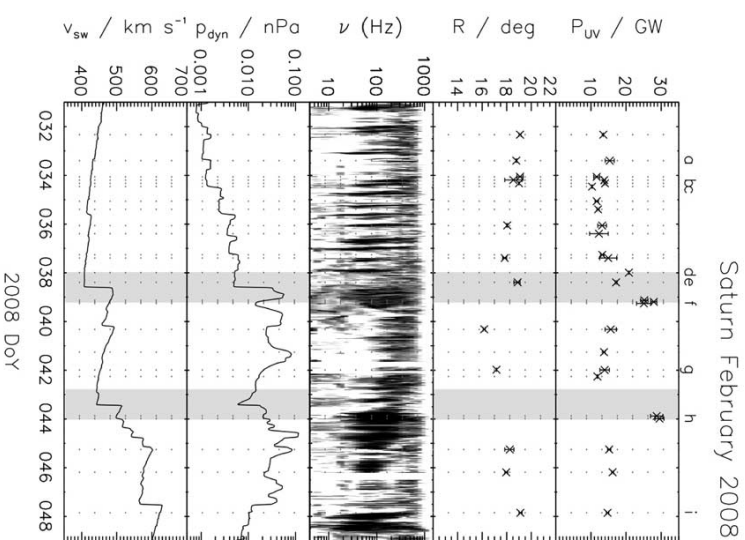
of increased solar wind velocity and pressure, with a much larger sample size than previously available.

#### 4. Jupiter's Auroral Activity

[21] Similar presentations of the auroral images from Jupiter with propagated solar wind velocities and pressures are given in Figures 5–8 for the Jupiter campaigns in February–March 2007 and May–June 2007. Two forward shocks and two reverse shocks in the solar wind arrived at Jupiter during the first campaign. The first event in the propagation was a velocity and pressure increase over DOY 51–53. Measurements from the New Horizons SWAP instrument close to Jupiter found a pressure increase on DOY 53 (H. Elliott, New Horizons SWAP solar wind measurements at Jupiter encounter, paper presented at Magnetospheres of the Outer Planets 2007, Southwest Research Institute, San Antonio, Texas, 2007), consistent with the arrival of the propagated pressure increase, and the propagated data for this campaign were shifted to match this locally measured time. The auroral emissions along the main oval, both north and south, brightened slightly over DOY 51–53 then increased sharply on DOY 54, coincident with the solar wind pressure increase. The second solar wind forward shock on DOY 65 occurred at a time when there were no auroral images for nearly 2 days after its arrival, at which time the auroral brightness was not remarkable. The main oval did brighten on DOY 63, and remained bright for at least two days, during a period of low solar wind pressure. A two standard deviation shift back in time would be required for the auroral and solar wind events to coincide, and in fact taking out the overall shift in the propagated times based on the New Horizons measurement on DOY 54 would make these events coincide within a few

hours. In both cases, solar wind velocity and pressure increases were coincident within the uncertainty in the propagation time, and the auroral brightenings were along the main oval. A third velocity increase on DOY 60 was accompanied by a pressure decrease (a reverse shock), and little change in auroral power was seen, although there were no images for the 2 days leading up to this event. Finally, a dawn storm event (a brightening along the main oval remaining near local dawn as the planet rotated) was observed on DOY 69, when there were no significant events in the solar wind. A solar wind velocity increase was seen 2 days earlier, but the pressure generally decreased for several days centered on this dawn storm. The solar wind arrival times would have to be shifted forward by 3 1/2 days for the dawn storm and pressure increase on DOY 65 to match, and this shift would be in addition to the shift that has been made to match the New Horizons measurements, therefore it seems unlikely that the dawn storm was related to earlier changes in the solar wind.

[22] In the second campaign, four solar wind forward shocks and two reverse shocks occurred. While there were no in situ measurements to zero out the arrival times of solar wind disturbances in this campaign, Jupiter was near opposition, with a correspondingly lower uncertainty in arrival time from the propagation. On DOY 134 and 153, forward shocks arrived at Jupiter, with moderate increases in the main oval auroral brightness seen consistent with the shock arrival times. Another forward shock late on DOY 143 arrived one day after a dawn storm auroral event was observed on DOY 142. No auroral brightening was observed on DOY 143, although a brightening lasting just a few hours cannot be ruled out owing to the spacing of the images. A correlation with the earlier dawn storm would require a two sigma shift in the arrival time of the shock.



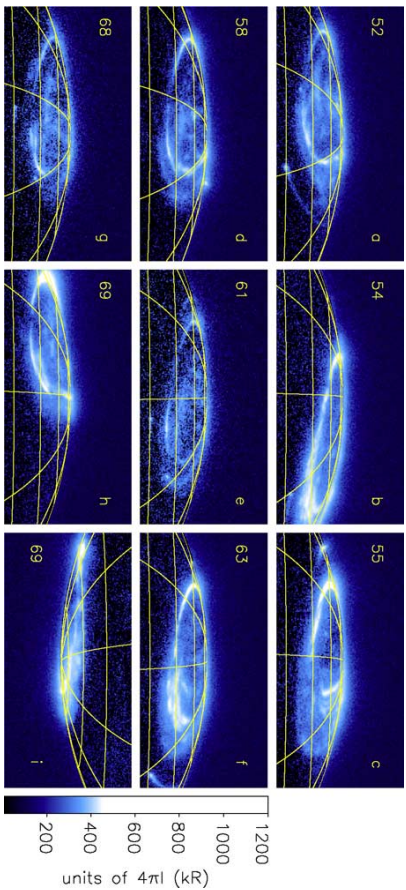
**Figure 4.** Total auroral power and other parameters as in Figure 2 for the February 2008 period. Solar wind values obtained by propagation from Earth-based measurements have arrival times shifted 2.6 days later to match the time when Cassini measured a strong compression of the magnetosphere on DOY 38. Times of solar wind forward shock times plus and minus 1 $\sigma$  uncertainties are shaded.

The remaining solar wind velocity increase on DOY 158 occurred at a time of mildly increased pressure from an already high level on DOY 156, and a general brightening of the southern aurora was observed over these two days with a maximum just after the shock arrival on DOY 158. The high solar wind pressure during this event was similar to that on DOY 134, with similar increases in auroral power during the two events. By contrast, a reverse shock on DOY 160 with steeply declining pressure occurred during a period when no auroral brightenings were observed in the following two days. An auroral brightening on DOY 149 (a dawn storm) occurred when there were no events in the solar wind for at least two days before or after. It should be noted that on several days the overall auroral power increases were due to brighter low-latitude emissions, for example, on DOY 156–157 and to a lesser extent on DOY 138.

[23] In summary, the Jupiter observations covered six solar wind forward shocks and three reverse shocks. The auroral power increased at some level during all of the forward shocks, with some uncertainty in the arrival times, while the reverse shocks showed no auroral brightenings. Dawn storms observed on DOY 69 and 149 occurred at times when there were no clear solar wind events, while the dawn storm on DOY 142 is subject to the same timing uncertainty. Overall, it appears that Jupiter's auroral activity may increase at times of solar wind forward shocks, but not at times of reverse shocks, and dawn storms may occur independently of the solar wind velocity and pressure.

#### 5. Discussion

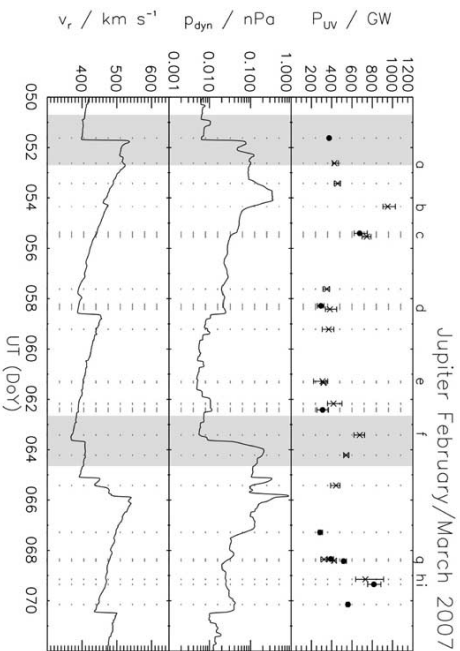
[24] To summarize the results, four solar wind forward shocks are presented of varying strength at Saturn, in addition to two earlier reported events in January 2004.



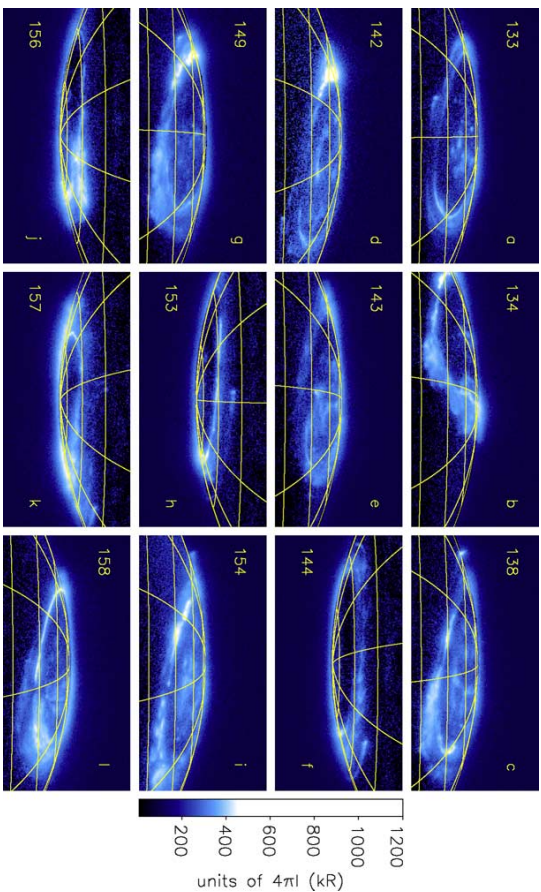
**Figure 5.** Sample UV images of Jupiter's aurora with quiet and disturbed conditions during February–March 2007 observations coincident with the New Horizons flyby of Jupiter. The left-hand number is day of year in 2007, and the part label letters correspond to the lettering at the top of Figure 6. Intensity scale and longitude/latitude grid are as in Figure 1.

There is a one to one correspondence between the arrival of solar wind shocks at Saturn and increases in Saturn's auroral power and SKR emission, and decrease in the oval radius. At the times of two reverse shocks the SKR emission and auroral and SKR emission increases. At Jupiter, six

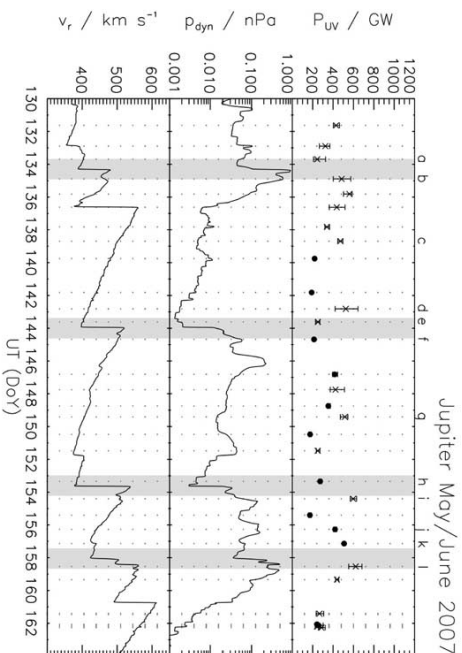
appeared to increase, and possibly also the UV emission although the statistics are poor. These data are consistent with a causal relationship between solar wind disturbances and auroral and SKR emission increases.



**Figure 6.** Total auroral power from Jupiter's north (crosses) and south (filled circles) polar regions compared with propagated solar wind velocity and dynamic pressure in February–March 2007 during the New Horizons flyby. Solar wind arrival times at Jupiter were shifted 2.1 days later than the propagation to match the time when New Horizons SWAP data measured a pressure increase on DOY 53. Auroral power values have been estimated compensating for the known variations in observing geometry from the Earth (see Appendix A). Arrival times of solar wind forward shocks are indicated by shaded regions indicating the uncertainty in propagated arrival times.



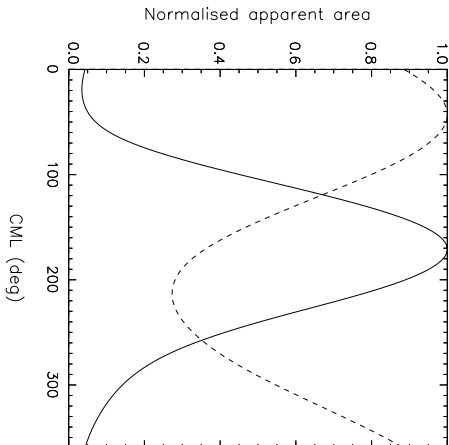
**Figure 7.** Composite of sample images of Jupiter's aurora with quiet and disturbed conditions during May–June 2007 observations near Jupiter opposition. The left-hand number is day of year in 2007, and the part label letters correspond to the lettering at the top of Figure 8. Intensity scale and longitude/latitude grid are as in Figure 1.



**Figure 8.** Total auroral power from Jupiter's north (crosses) and south (filled circles) polar regions compared with propagated solar wind dynamic pressure in May–June 2007. Arrival times of solar wind forward shocks are indicated by shaded regions as in Figure 6.







**Figure A1.** Geometric correction factors for the north (solid) and south (dashed) polar regions applied to Jupiter's auroral brightness data. CML is system III central meridian longitude.

The altitude extent of the auroral curtain is resolved in the images of both Jupiter and Saturn. This creates a strong bias in the apparent brightness (limb brightening) and in the apparent location of emission regions, especially close to the planet limb and in regions of extended emission. A good example of these effects can be seen in one of the daily movies where the Io footprint emission is near the planet limb. Most of the UV auroral emission is optically thin, so that limb brightening is a real effect.

[37] The center pixel location routines require manual location of the planet's center. With Saturn this is relatively easy to do, as the entire planet and inner rings appear in the field of view. A simulated image of the rings with known center is shifted and differenced from each image until the difference frame is minimized. For Jupiter images the center location is relatively more uncertain, as only a fraction of the planet appears in the field of view. The north/south mapping is determined from the location of the lower edge of the auroral emission curtain from the far side of the planet limb, this altitude corresponds to the homopause hydrocarbon absorption and is assumed to be 240 km above the 1 bar level at Jupiter and 650 km at Saturn. The east/west mapping is relatively more uncertain, and a simulated planet limb is fit by eye to the sunlit terminator. Estimated uncertainties in the planet center location for Jupiter are 3 pixels north/south and 4 pixels east/west, and for Saturn are 2 pixels north/south and 2 pixels east/west. One pixel is 0.025 arc sec, compared with the angular resolution of 0.08 arc sec determined from ACS images of bright UV stars. Note that a given uncertainty in pixels corresponds to very different distances in km on the planet, depending on the distance from the limb.

[38] At each planet there are reflected solar continuum emissions from the planet disc, which vary with latitude and longitude and are fainter in the polar regions owing to absorption by complex molecules that are derived from the hydrocarbon photochemistry driven by the bright auroral emissions. These emissions can be seen without auroral emissions in images taken with a long wavelength blocking filter F165LP, and these images have been used to develop and test a model for the solar reflected emission distribution that has been scaled and subtracted from each auroral image. The fitting procedure includes deriving the best fit Minnaert coefficients for the center to limb variations as functions of angles to both the Sun and the observer, and including a north/south intensity variation which changes with time. We have found that the north/south variation for each campaign is reasonably stable, while a new one must be estimated for each campaign. The uncertainty in auroral powers based on the disc subtraction is 10%.

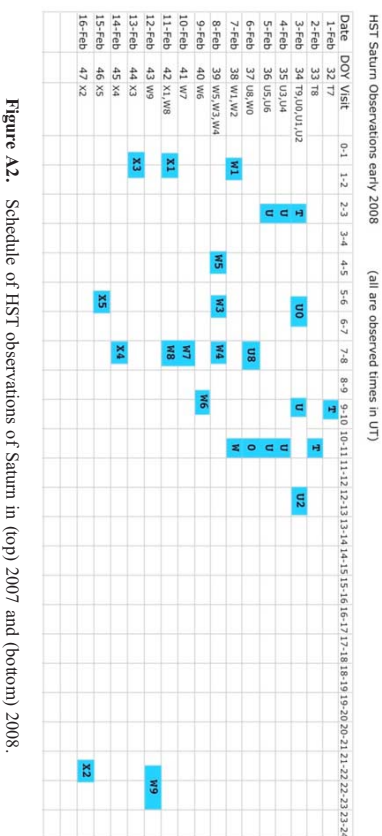
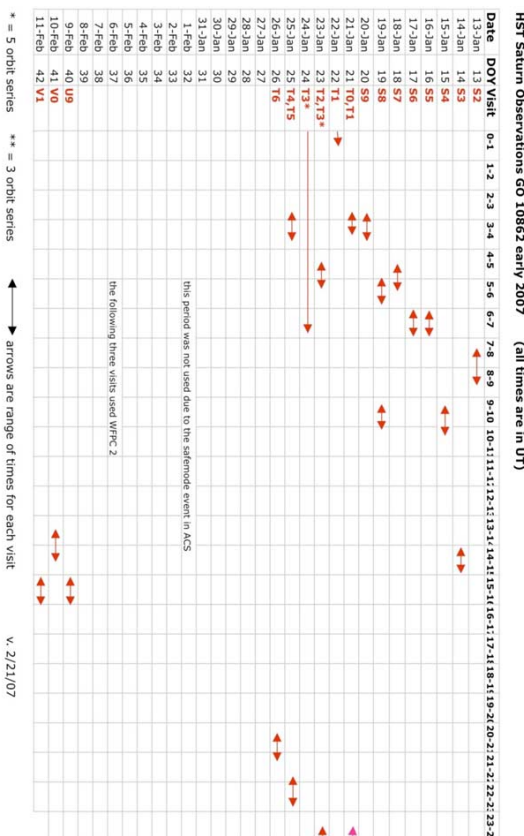
[39] At Jupiter a correction for intrinsic auroral brightness as a function of the longitude of the planet is required, since the auroral zones rotate with the planet in and out of the line of sight from the Earth. These corrections, applied separately for the north and south aurora, have been estimated by taking an average brightness distribution of the auroral emissions from each pole, then simulating by projection the view from the Earth as a function of longitude. The correction values that have been applied to the data are plotted in Figure A1. The detailed schedule of the observations is given in Figures A2 and A3 in a block diagram format, along with additional information on Jupiter in Figures 5 and 7 about the CML range of the planet.

[40] Reduced image files in fits format and movies of the daily images can be downloaded from the Planetary Atmospheres and Space Science group Web site at Boston University: <http://www.bu.edu/csp/PASS/main.html>.

**A2. SKR Data Reduction**

[41] The SKR is recorded by the High Frequency Receiver (HFR) of the RPWS experiment on board the Cassini spacecraft. This appendix briefly summarizes SKR data processing and highlights the presence of nonauroral low-frequency emissions ( $f \leq 40$  kHz) as well as SKR visibility effects observed in the final dynamic spectra. These points have been described and discussed in detail [*Lamy et al., 2008*]. Geomorphometric inversions applied to Cassini-RPWS-HFR radio measurements allow one to retrieve the physical parameters of the wave, i.e., the flux of the Poynting vector and polarization [*Ceccconi and Zarka, 2005*].

[42] During the HST observations of January 2007 and 2008, the HFR recorded radio observations in many different operating modes resulting in a heterogeneous data set (different integration times, frequency resolution and scale). Radio data have consequently been organized in regular time-frequency maps (or dynamic spectra) with a time resolution of 3 min and a relatively coarse frequency ramp between 3.5 kHz and 1500 kHz. Since the RPWS electric antenna non only detects the SKR but also non-SKR electromagnetic and electrostatic emissions as well as radio frequency interference (RFI), a way to extract the SKR is to select circularly polarized events. A detection threshold of 20% of the circular polarization degree has been applied to



**Figure A2.** Schedule of HST observations of Saturn in (top) 2007 and (bottom) 2008.

each individual event to perform this selection. Data gaps resulting from this selection (e.g., RFI horizontal lines) have been specifically processed to rebuild most of the signal. SKR fluxes from 100 to 300 kHz have been calibrated in units of  $W m^{-2} Hz^{-1}$  and normalized to 1 AU, leading to dynamic spectra such as those displayed in Figures 2 and 4 of the main text.

[43] The broadband SKR is not the only highly circularly polarized emission observed by the HFR. Narrowband low-frequency emissions [*Garnett et al., 1981b*] also appear in dynamic spectra for frequencies lower than 40–50 kHz. The component between 3 kHz and 10 kHz corresponds to the

narrowband myriametric emission (n-SMR) investigated by [*Lamy et al., 2007*]. The component between 10 kHz and 40–50 kHz displays different characteristics noted by [*Lamy et al., 2008*] and deserves a further extensive study. In both cases, contrary to the dominant SKR, low-frequency emissions are not auroral emissions and should not be considered in the comparative analysis between the SKR and the UV aurora.

[44] The SKR is known to be emitted via the Cyclotron Maser Instability along a thin hollow cone whose axis is aligned with the local magnetic field and widely opened (aperture angle of  $\sim 70^\circ$ ). A major consequence of this

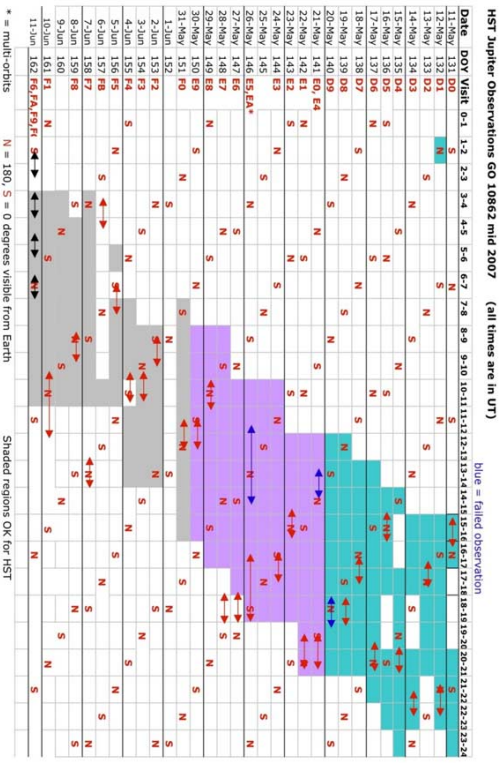
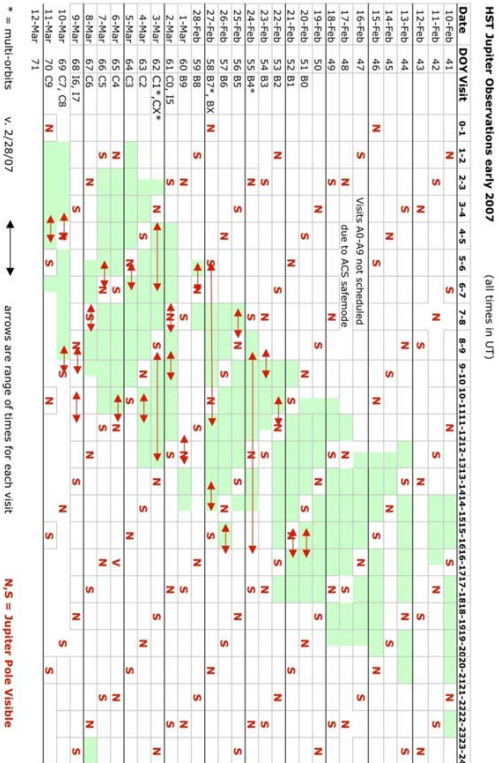


Figure A3. Schedule of HST observations of Jupiter in early and mid-2007.

strong anisotropy results in the observation of a small fraction of all emitting radio sources: the spacecraft can only detect a source when it is located in its beam [Cecconi et al., 2009]. Furthermore, this anisotropy is responsible for

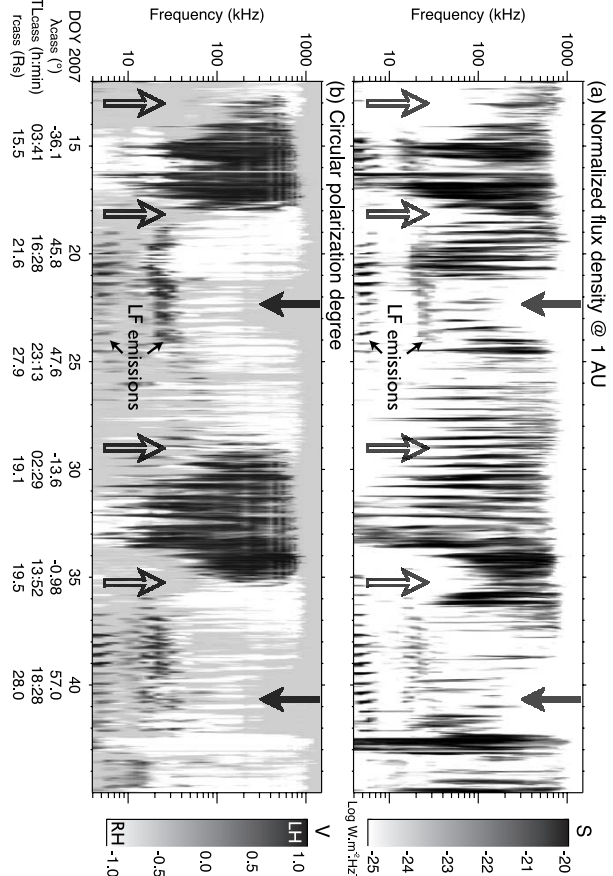


Figure A4. Dynamic spectra of (a) flux density  $S$  (in  $W\ m^{-2}\ Hz^{-1}$ ) normalized to 1 AU and (b) normalized degree of circular polarization  $V_c$  with each corresponding intensity bar on the right-hand side.

The displayed interval (from DOY 13 to 45) includes that of the 2007 HST campaign (from DOY 13 to 42). The dynamic spectra not only show the intense broadband SKR but also nonauroral low-frequency emission below 40 kHz. Moreover, as a consequence of the SKR anisotropy combined with the changing location of the spacecraft, two typical visibility effects appear in dynamic spectra. When Cassini crosses the equatorial plane, the frequency extent of the SKR spectrum decreases (empty arrows), whereas when Cassini passes at high northern latitudes ( $>55^\circ$ ), the SKR highest and lowest frequencies disappear (full arrows). Both visibility effects directly affect the measured SKR power.

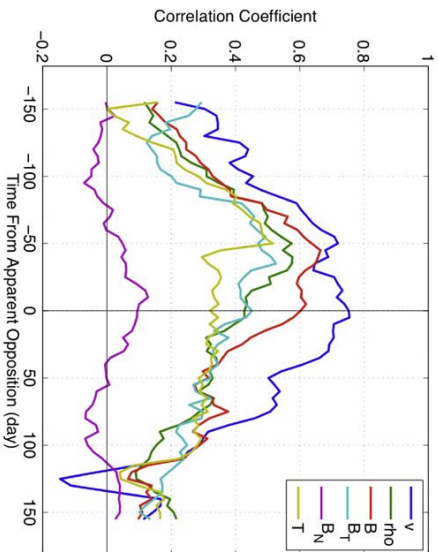
latitude, and are at a minimum when Cassini is located above Saturn's equator (Figure A4). Each crossing of the ring plane naturally results in smaller spectral extent and lower intensity, as observed for days 13 and 35 of year 2007 and days 39 and 42 of 2008. Second, the SKR lowest and highest frequencies have been observed to disappear when Cassini reaches high northern latitudes. This feature is clearly observed on days 21 to 24 and 39 to 42 of 2007. Such visibility biases strongly affect the SKR detected power (implying variations of  $\sim 2$  orders of magnitude) which is thus only indicative of the intrinsic SKR emitted power and should be used very carefully. In such conditions, relatively high values of correlation coefficients computed in this article between SKR and UV aurora appear likely to have a high significance.

**A3. Solar Wind Propagation**

The solar wind propagation method presented in this paper has been used extensively to study solar wind conditions in the outer solar system [Hanton et al., 2004a, 2004b; Prangé et al., 2004; Bance et al., 2008]. To

determine the accuracy with which the model predicts the solar wind, a detailed validation of the model has been conducted using CEBS3, ACE, Pioneer, Voyager, Ulysses and Cassini data. Every detail of the model including the method for calculating the solar wind as well as the validation results is given by Zieger and Hansen [2008]. In this appendix we review the results of the two validation studies presented in that paper so that the reader of this paper can understand more completely the accuracy of solar wind predictions presented here.

[46] In the validation paper two different measures of the accuracy of the propagation method are presented. The first is a correlation of the propagated solar wind with spacecraft data. Because of the one-dimensional nature of the propagation, the prediction efficiency is expected to be best at the time of apparent opposition. The apparent opposition is defined here as the time of opposition of Earth and a given planet or any other body plus the solar wind propagation time from Earth to the body at an average speed of 500 km/s. Figure A5 shows the correlation between the propagated solar wind and the spacecraft data for all available spacecraft



**Figure A5.** Prediction efficiency of solar wind variables as a function of time from apparent opposition for solar minimum conditions.

during years of solar minimum. It can be seen that the most reliable predictions are expected within 75 days from apparent opposition. Correlations between predicted and observed solar wind variables outside of this range are considerably lower but still statistically significant. The most accurately predicted solar wind variable is the solar wind velocity. The IMF magnitude, density, and the tangential component of IMF ( $B_T$ ) are the next most accurate in the respective order (the propagation is carried out in the RTN coordinate system). Note that the predictions of the normal component of IMF ( $B_N$ ) are very poor as shown by the hardly significant correlations between predicted and observed  $B_N$ .

[47] As a second measure of the accuracy of the model we have studied the arrival time of discontinuities in the solar wind dynamic pressure. We choose this quantity to study shock arrival because the dynamic pressure is thought to play a significant role in driving the magnetospheres of Jupiter and Saturn. For this study, each year of spacecraft data has been divided into ten hour segments. This is short enough that only one discontinuity is typically present in each segment while at the same time being long enough for good statistics. In each segment we calculate a lagged cross correlation with the solar wind propagation. The lag times that maximize the correlation represent the error in the arrival time of the discontinuity. During the years of solar minimum conditions, the median time lags of dynamic pressure enhancements, typically shocks in corotating interaction regions (CIR), are very close to zero especially within 75 days from apparent opposition (see Figure A6). The interquartile range (marked with error bars in Figure A6) tells us that 50% of the shock arrival times are within the time lag range between  $-15$  and  $10$  h at the time of apparent opposition during years of solar minimum. The distributions of shock arrival times become significantly

wider as we move farther away from the apparent opposition, but no statistically significant deviation from zero is observed in the median time lags, at least during years of solar minimum. At solar maximum, however, predicted shocks tend to delay by at least  $10$  h (not shown here), which is a systematic error implying extra shock acceleration in the real solar wind.

#### A4. Estimation of Correlation Coefficients

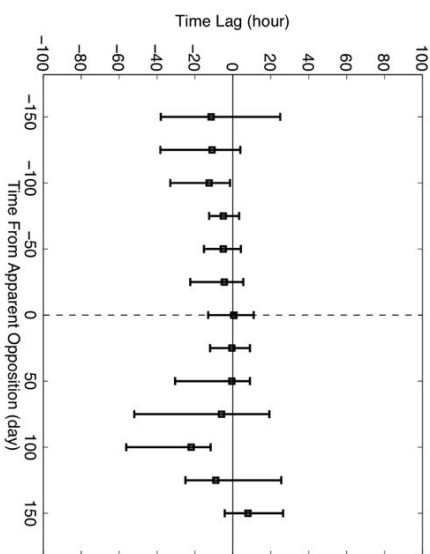
[48] There are a number of different approaches that can be taken to estimate the degree of linear correlation between auroral power and solar wind pressure or velocity, which correspond to testing different assumptions about what might be the nature of the physical connection. In this section we present different approaches that were tried to estimate the possible degree of correlation between auroral power and other parameters.

##### A4.1. Data Sampling

[49] We have included auroral power values averaged over each HST visit, which can range from  $1$  h for a single HST orbit visit to  $7-8$  h for a multiple orbit visit. Within each visit, the auroral power was not seen to change by a large amount, and to avoid excessively weighting the significance of times when we had multiple orbits, we have used the auroral power for each visit as a single point in the correlation analysis. For the propagated solar wind values, we have smoothed the data by a  $1$  h running mean to match the HST orbital period of observations. Testing has shown that this smoothing has not significantly changed the correlation coefficients.

##### A4.2. Direct Comparison of Values Versus Log of Change From Mean Value

[50] The Baroni et al. [1996] paper gave a comparison of the changes in the log of IR auroral power and solar wind



**Figure A6.** Spread of shock arrival time distributions as a function of time from apparent opposition during solar minimum.

pressure, and did not quote the degree of correlation with the direct values. For a comparison with their work, we have determined the degree of correlation between the difference from the mean value of the log of each quantity. The degree of correlation for the nominal timing is generally much lower than for the comparison of the quantities presented in the main text, while the maximum coefficient based on shifting the solar wind arrival time is generally similar to the values presented in the paper. Since no uncertainties were given by Baroni et al. for the arrival times of solar wind events, it is not possible to judge the significance of solar wind arrival time shifts in their data.

##### A4.3. Shift in Timing of SW Data by $\pm 2$ Sigma to Get Max Correlation

[51] As described in the text, owing to the uncertainty in the arrival time of solar wind structures from the propagation, we have listed both coefficients for the nominal arrival time and the maximum that is found if the arrival time is shifted  $\pm 2$  days. The 2 day period has been chosen on the basis of the two shifts that were found necessary in comparison with nearby spacecraft measurements.

[52] **Acknowledgments.** This work is based on observations with the NASA/ESA Hubble Space Telescope, obtained at the Space Telescope Science Institute, which is operated by AURA for NASA. Work in Boston was supported by grant HST-GO-10862.01-A, and D.G. are supported by the Belgian National Research Foundation (FNRS), and by the PRODEX program of ESA. L.L., P.Z., and B.C. acknowledge support from the Centre National d'Etudes Spatiales in France. We acknowledge helpful discussions with Tom Hill, Alex Desler, George Parks, Heather Elliott, Beñot Hader, Margaret Kivelson, Fran Bagenal, and Dave McComas.

#### References

Aasalu, S.-I. (1964). The development of the auroral substorm. *Planet. Space Sci.*, *12*, 273–282. doi:10.1016/0032-0633(64)90151-5.



**G.7 Goniopolarimetric study of the Rev 29 perikrone using the Cassini/RPWS/HFR radio receiver**

*Article paru la revue Journal of Geophysical Research (Space Physics) en mars 2009.*

## Goniopolarimetric study of the revolution 29 perikrone using the Cassini Radio and Plasma Wave Science instrument high-frequency radio receiver

B. Cecconi,<sup>1</sup> L. Lamy,<sup>1</sup> P. Zarka,<sup>1</sup> R. Prangé,<sup>1</sup> W. S. Kurth,<sup>2</sup> and P. Louann<sup>3</sup>

Received 16 October 2008; revised 21 November 2008; accepted 10 December 2008; published 26 March 2009.

[1] We present goniopolarimetric (also known as direction finding) results of the Saturn kilometric radiation (SKR), using the Cassini Radio and Plasma Wave Science instrument high-frequency radio receiver data. Tools to retrieve the characteristics of the SKR sources have been developed that allow us to measure their 3-D location and beaming angle relative to the magnetic field in the source and, thus, to deduce the location of the footprints of the active magnetic field lines. We present results from these analyses on SKR observed during the revolution 29 perikrone (25–26 September 2006) with a relatively high orbital inclination. These results provide for the first time the observed beaming angle, the invariant latitude, and the local time of the SKR sources. We provide evidence that the SKR is mainly emitted in the right-hand extraordinary (R-X) mode and marginally in the left-hand ordinary (L-O) mode. We observe the footprint of the active magnetic field lines in the  $\sim 70^\circ$  to  $\sim 80^\circ$  northern and southern latitudinal range and in the 0400 to 1600 local time range. The northern sources are observed at slightly higher latitude than southern sources. The location matches that of the UV and IR aurorae. Duskside and nightside sources are also detected.

**Chaton:** Cecconi, B., L. Lamy, P. Zarka, R. Prangé, W. S. Kurth, and P. Louann (2009), Goniopolarimetric study of the revolution 29 perikrone using the Cassini Radio and Plasma Wave Science instrument high-frequency radio receiver, *J. Geophys. Res.*, 114, A03215, doi:10.1029/2008JA013830.

### 1. Introduction

[2] Saturn's kilometric radiation (SKR) was discovered with the Voyager Planetary Radio Astronomy (PRA) experiment by *Katzer et al.* [1980]. It is the most intense component of the kronian radio emissions (see reviews by *Katzer et al.* [1984], *Zarka* [1998, 2000], and *Lamy et al.* [2008b]). This nonthermal radio emission covers the frequency range from 10 kHz to  $\geq 1.2$  MHz with a peak intensity at about 200 kHz. The SKR is sporadic and shows arc-like structures in the time-frequency space (see Figure 1a) [*Botchko et al.*, 1981; *Lamy et al.*, 2008a]. Various mechanisms for particle acceleration and auroral precipitation have been proposed [*Galopau et al.*, 1995; *Cowley et al.*, 2004], and it is widely accepted that the SKR emission results from the cyclotron maser instability (CMI) [Fru and Lee, 1979; Louann, 1992, and references therein]. In situ measurements within the emission region of the terrestrial auroral kilometric radiation (AKR) [*Egyan et al.*, 1998, 2000] proved the validity of this model in Earth's case.

<sup>1</sup>ESPA, Observatoire de Paris, CNRS, UPMC, Université Paris Diderot, Meudon, France.

<sup>2</sup>Department of Physics and Astronomy, University of Iowa, Iowa City, Iowa, USA.

<sup>3</sup>Centre d'Etude Spatiale des Rayonnements, Université Paul Sabatier, CNRS, Toulouse, France.

Copyright 2009 by the American Geophysical Union.

0148-0272/09/2008JA013830\$09.00

Even though no such in situ measurement has been carried out at other planets, this emission process is the one that best meets the observational constraints for nonthermal planetary radio emissions (such as polarization, brightness temperature, frequency cutoff, beaming and localization) [*Zarka*, 1998]. *Lamy et al.* [2008b] have shown that the SKR polarization characteristics are consistent with the CMI process: (1) the SKR is circularly polarized; (2) it is right-handed (RH) in the northern hemisphere and left-handed (LH) in the southern one, indicating an emission in the right-hand extraordinary (R-X) mode; and (3) the radio emission is strongly beamed. They also tentatively identified marginal ordinary (L-O) mode in dynamic spectra. Let us recall other characteristics of the CMI process: radio waves are emitted close to the local electron gyrofrequency ( $f_{ce}$ ), along the walls of a hollow cone whose aperture (also known as the beaming angle) is large [*Ouvrerie and Zarka*, 1998; *Zarka*, 1998; *Hess et al.*, 2008; *Lamy et al.*, 2008a] and depends on the electron distribution function at the origin of the radio emission [Fru, 1985]. The visibility of the SKR is thus strongly dependent on the location of the observer, the location of the source and its beaming.

[3] The auroral origin of the SKR was inferred from the first observations [*Katzer et al.*, 1980]. The SKR source locations have been indirectly deduced from the Voyager PRA data [*Galopau et al.*, 1995, and references therein]; they were found to be quasi-fixed in local time (LT),

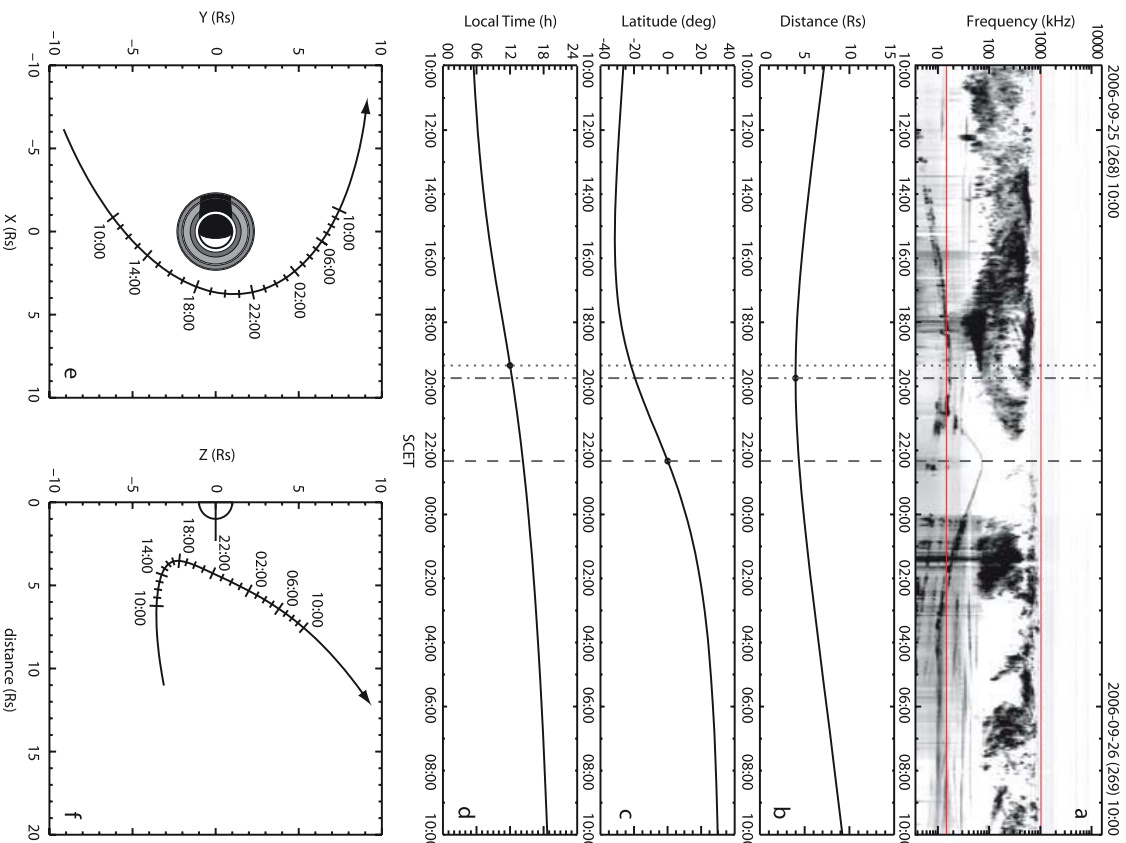
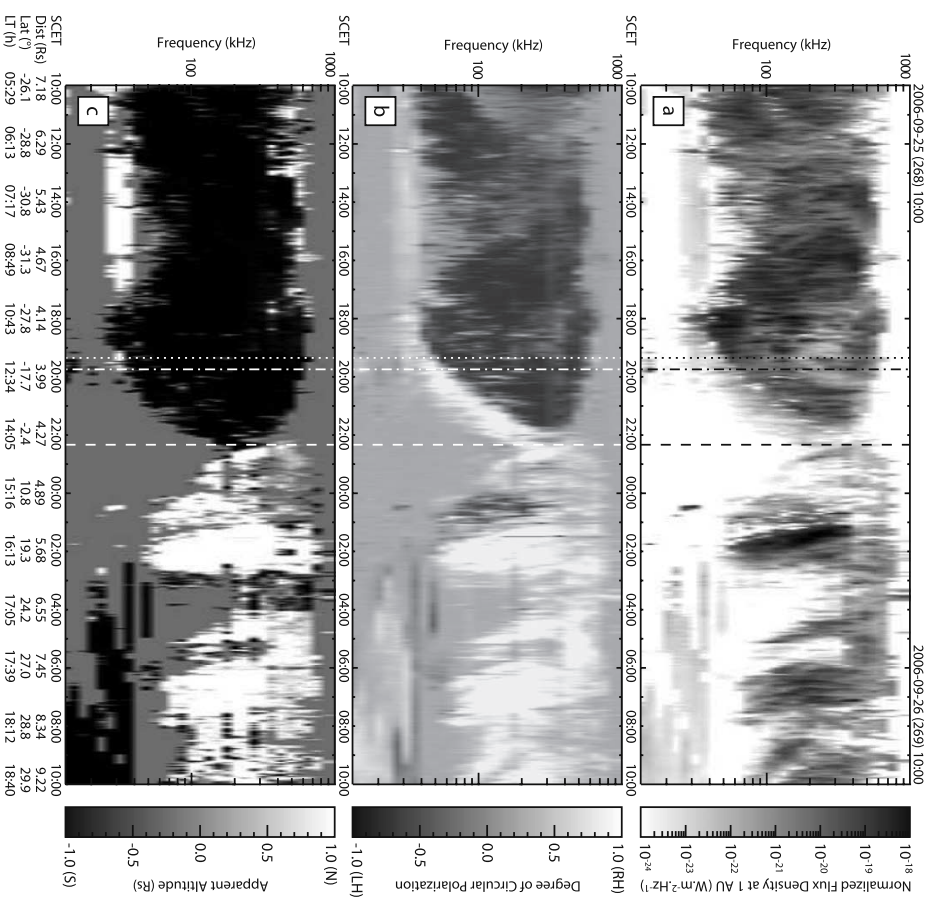


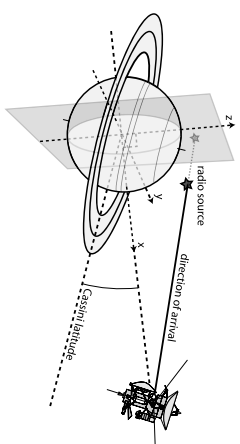
Figure 1



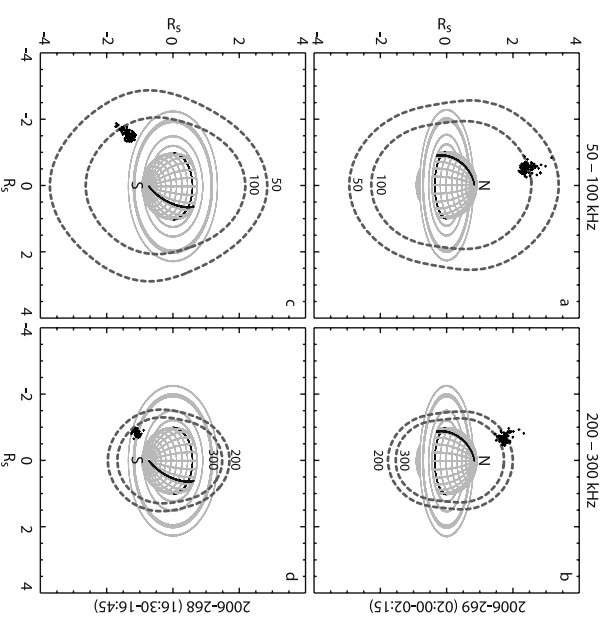


**Figure 2.** (a) Dynamic spectrum of the SKR flux density in  $\text{W m}^{-2} \text{Hz}^{-1}$ , (b) degree of circular polarization, and (c) apparent hemisphere of emission provided by the GP analysis. The orbital parameters are recalled at the bottom. See caption of Figure 1 for the vertical line descriptions. In Figure 2c, the apparent altitude  $z$  as defined in Figure 3 is saturated outside of the  $[-1, +1]$  interval in order to display the hemisphere of emission rather than the projected altitude. For Figures 2a and 2c, the data were selected with the following condition on the circular polarization degree:  $|V| > 0.2$ .

projection reference frame is defined such as the  $x$  axis is along the Saturn-Cassini line, pointing to Cassini; the  $z$  axis is perpendicular to the  $x$  axis such as the north pole direction of Saturn is in the  $(x, z)$  plane; the  $y$  axis completes the orthogonal triad. The projection frame orientation changes as the spacecraft orbits Saturn. The projection plane is the  $(y, z)$  plane of the projection reference frame. In order to have consistent projection maps throughout the spacecraft orbits, the axes are scaled in  $R_S$ .



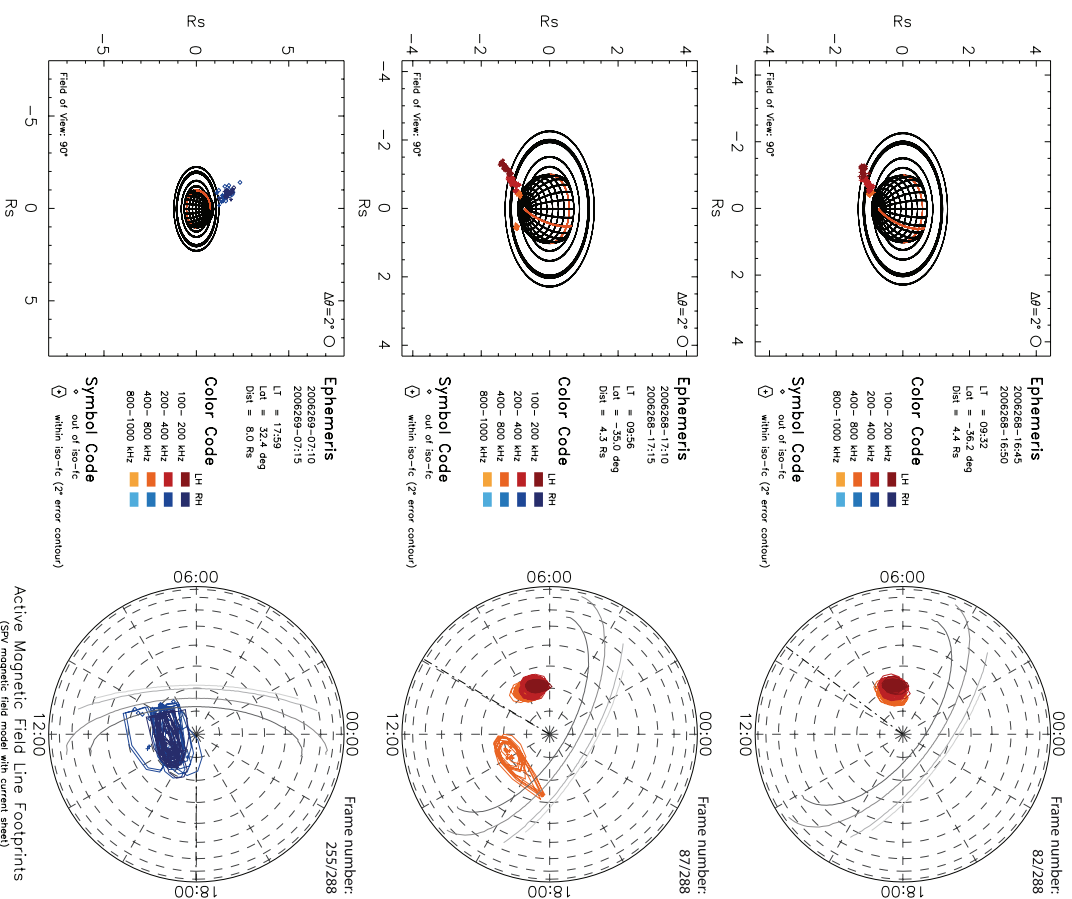
**Figure 3.** The goniopolarimetric inversions are providing the direction of arrival of a free-space propagating electromagnetic wave. It does not provide the actual source position. It is possible to map the source position as projection of the obtained direction of arrival on a plane (here taken as the plane perpendicular to the Cassini-Saturn line passing through the center of Saturn).



**Figure 4.** Two-dimensional maps projected on the  $y$ - $z$  plane (see Figure 3). Data acquired in the (a and b) northern (time interval 2006/269, 02:00 to 02:15 SCET; distance to Saturn 5.7  $R_S$ ; latitude of the spacecraft:  $+21.0^\circ$ ; local time 1615 LT) and (c and d) southern (time interval 2006/268, 16:30 to 16:45 SCET; distance to Saturn 4.5  $R_S$ ; latitude of the spacecraft  $-36.5^\circ$ ; local time 0925 LT) hemispheres. Data with 50–100 kHz (Figures 4a and 4c) and 200–300 kHz (Figures 4b and 4d) frequency selection are shown. The data are also selected with a minimum SNR of 20 dB and a circular polarization degree  $|V| > 0.8$ . The grey dashed lines are the contour of  $\mathcal{F}_{ce}(f)$  as seen from Cassini for the labeled frequency (also called “radio horizon”), as seen for the Cassini spacecraft. The noon meridian and the equator are drawn in black on Saturn.

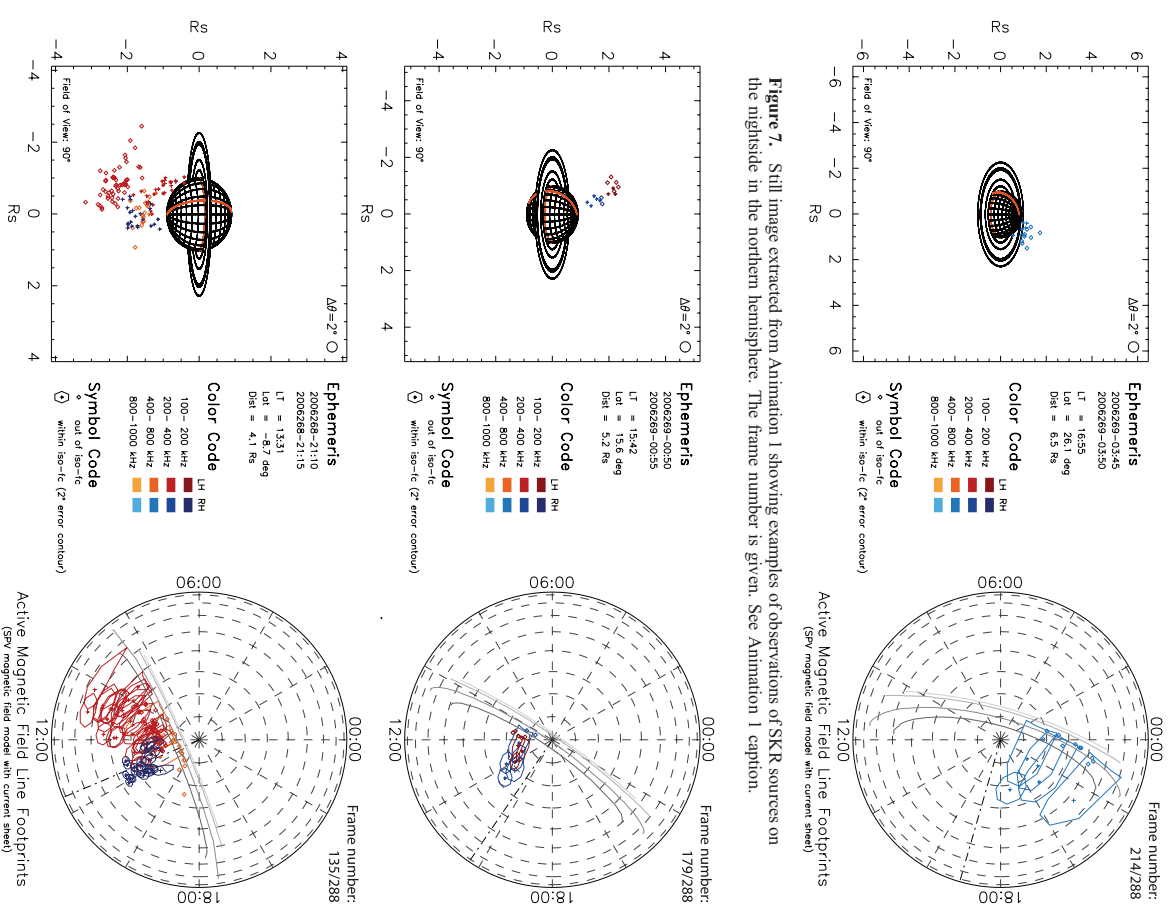






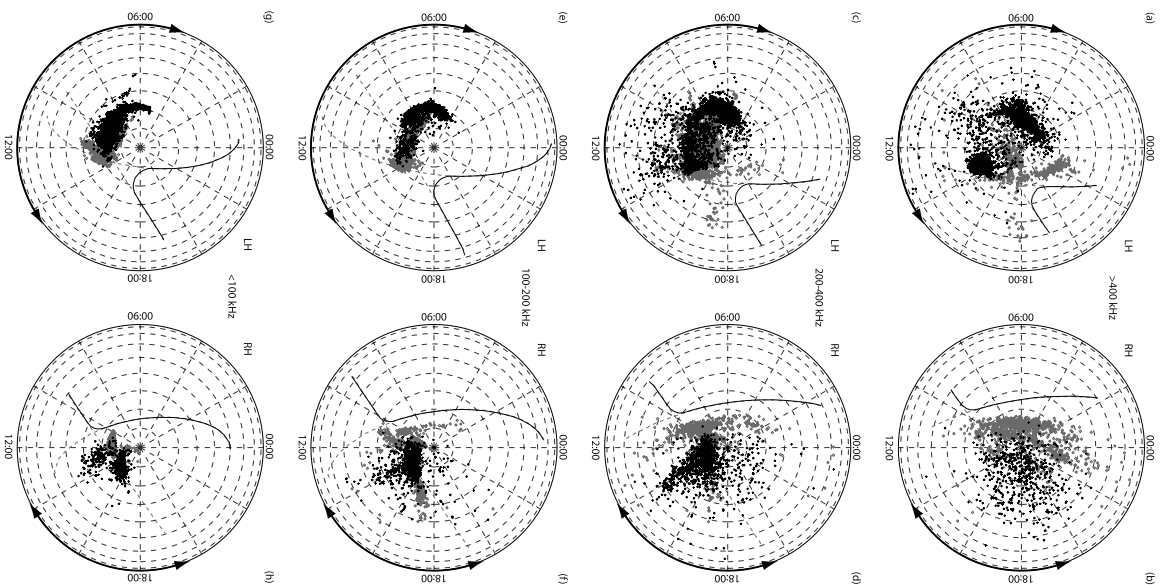
**Figure 6.** Still images extracted from Animation 1 showing examples of observations of SKR sources following the spacecraft meridian in the (top and middle) southern and (bottom) northern hemisphere, because of visibility effects. The frame number is given. See Animation 1 caption.

effects that could occur along the path of the radio waves in thin black lines; (2) data corresponding to direction of arrival not intersecting  $\mathcal{F}_{\text{res}}^{\text{col}}(f_{\text{obs}})$ , in thin grey lines; and (3) all data, in thick black lines. For each frequency, the mean value (plain line) and the standard deviation (dashed



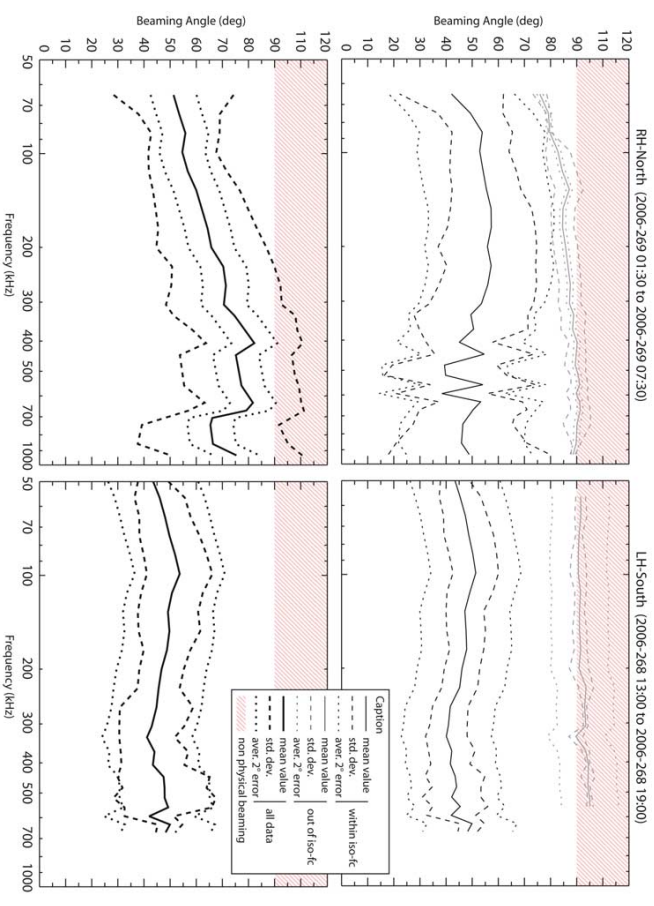
**Figure 7.** Still image extracted from Animation 1 showing examples of observations of SKR sources on the nightside in the northern hemisphere. The frame number is given. See Animation 1 caption.

Figure 8. Still images extracted from Animation 1, showing simultaneous observation of R-X and L-O mode emissions. (top) Northern hemisphere observation, with sources on the same magnetic field line and L-O mode sources at higher altitudes than R-X sources. (bottom) Southern hemisphere observation, with L-O and R-X sources mixed in altitude.



**Figure 9**

11 of 19



**Figure 10.** Beaming angle with respect to frequency (left) northern and (right) southern sources. The data were selected with respect to circular polarization degree only:  $V > 0.8$  for the southern hemisphere data and  $V < -0.8$  for the northern hemisphere data. (top) The beaming angle statistics for data that intersect (in black) or not (in grey)  $\mathcal{F}^{cd}(f_{obs})$  (noted “iso- $\mathcal{F}^{cd}$ ” in the legend). (bottom) The beaming angle statistics for all data. Displays are for 6 h of data. The average value (plain line), the corresponding standard deviation of the distribution ( $\pm 1$  standard deviation levels in dashed line), and the average value of the maximum simulated error adding a  $2^\circ$  error on each direction of arrival (dotted line) has been computed for each frequency.

lines) have been computed, taking into account only the directions of arrival intersecting  $\mathcal{F}^{cd}(f_{obs})$ . The corresponding standard deviation (using the same data selection) is represented in dashed lines ( $\pm 1$  standard deviation levels). The dotted lines represent the error on the beaming angle average value using the simulated errors discussed in section B2.2. They give maximal estimates of the error for the beaming angle determination. The beaming angle scale is extending from  $0^\circ$  to  $120^\circ$ , which seems contradictory with the fact that no beaming angles larger than  $90^\circ$  can

be observed: a  $90^\circ$  beaming angle is indeed observed when the source is on the radio horizon. However, when the direction of arrival does not intersect  $\mathcal{F}^{cd}(f_{obs})$ , the magnetic polar projection procedure may provide source footprints beyond the radio horizon, inducing non physical beaming angles larger than  $90^\circ$ . The area where the beaming angle is larger than  $90^\circ$  has been hatched in light red. [64] Figure 10 (left) shows the beaming angle measured between 01:30 and 07:30 SCET, i.e., when Cassini is in the afternoon of the northern hemisphere. Figure 10 (bottom

**Figure 9.** SKR sources magnetic footprint (see Figure 5). Southern LH (Figures 9a, 9c, 9e, and 9g) and northern RH observations (Figures 9b, 9d, 9f, and 9h) are shown. The data for different frequency selections are shown: (a, b)  $>400$  kHz, (c, d) 200–400 kHz, (e, f) 100–200 kHz, and (g, h)  $<100$  kHz. The black crosses (and the grey diamonds are the footprints of the active magnetic field lines, whether the direction of arrival is intersecting  $\mathcal{F}^{cd}$  or not, respectively. The magnetic field footprints are obtained as presented in Appendix B. The plain line gives the merged radio horizon for the whole studied period: before 22:20 SCET (equator crossing) for southern data and after 22:20 SCET for northern data. The radio horizons for the beginning and the end of these periods are shown in dashed grey. The LT sector in which Cassini was flying for the displayed data is highlighted by thick arrowed lines on the border of the projection maps.

12 of 19







- Connerney, J. E. P., M. H. Acuña, and N. F. Ness (1983), Currents in Saturn's magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, **88**, 8779–8789.
- Cowley, S. W. H., E. J. Paner, and P. Prangé (2004), Saturn's polar ionospheric flows and their relation to the main auroral oval, *Ann. Geophys.*, **22**, 1379–1394.
- Davis, L. J., and E. J. Smith (1990), A model of Saturn's magnetic field based on all available data, *J. Geophys. Res.*, **95**, 15,257–15,261.
- Egari, R. E., et al. (1998), FAST satellite wave observations in the AKR source region, *Geophys. Res. Lett.*, **25**, 2061–2064.
- Egari, R. E., C. W. Carlson, J. P. McFadden, G. T. Drolty, R. J. Strangeway, and P. L. Pritchett (2000), Electron-cyclotron maser driven by charged-particle acceleration from magnetic field-aligned electric fields, *Astron. Astrophys. J.*, **338**, 456–466.
- Farrell, W. M., M. D. Desch, M. L. Kaiser, A. Lecacheux, W. S. Kurth, D. A. Gunnett, B. Cecconi, and P. Zarka (2005), A nightside source of Saturn's kilometric radiation: Evidence for an inner magnetospheric energy driver, *Geophys. Res. Lett.*, **32**, L18107, doi:10.1029/2005GL023449.
- Gilopereu, P., P. Zarka, and D. Le Quéau (1989), Theoretical model of Saturn's kilometric radiation spectrum, *J. Geophys. Res.*, **94**, 8739–8755.
- Gilopereu, P. H. M., P. Zarka, and D. Le Quéau (1995), Source location of Saturn's kilometric radiation: The Kelvin-Helmholtz instability hypothesis, *J. Geophys. Res.*, **100**, 26,397–26,410.
- Grand, J. C., V. Dols, D. Grodum, J. H. Waite, G. R. Gladstone, and R. Prangé (1995), Simultaneous observations of the saturnian aurora and polar haze with the HST/FOC, *Geophys. Res. Lett.*, **22**, 2685–2688.
- Grand, J. C., D. Grodum, J. Gustin, A. Seglman, J. T. Clarke, and J. T. Trauger (2004), Characteristics of Saturn's FUV aurora observed with the Space Telescope Imaging Spectrograph, *J. Geophys. Res.*, **109**, A09207, doi:10.1029/2004JA010313.
- Gunnett, D. A., W. S. Kurth, and F. L. Scarf (1981), Narrowband electromagnetic emissions from Saturn's magnetosphere, *Nature*, **292**, 733–735, doi:10.1038/292733a0.
- Gunnett, D. A., et al. (2009), The Cassini radio and Plasma wave science investigation, *Space Sci. Rev.*, **146**, 395–463.
- Harris, J., and J. D. Feenly (1974), Frequency R. Schneider, and M. M. McLaughlin (2003), Observed dichotomy of the auroral kilometric radiation: diurnal and corresponding wave modes, *J. Geophys. Res.*, **108**(A11), 1408, doi:10.1029/2002JA009579.
- Hess, S., B. Cecconi, and P. Zarka (2008), Modeling of Io-jupiter decimeter waves: emission beaming and energy source, *Geophys. Res. Lett.*, **35**, L13107, doi:10.1029/2008GL033656.
- Hoff, R. L., W. Calvert, J. D. Craven, L. A. Frank, and D. A. Gunnett (1988), Mapping of auroral kilometric radiation sources to the aurora, *J. Geophys. Res.*, **93**, 11,445–11,454.
- Kaiser, M. L., M. D. Desch, J. W. Warwick, and J. B. Pearce (1980), Voyager detection of nonthermal radio emission from Saturn, *Science*, **209**, 1238–1240.
- Kaiser, M. L., M. D. Desch, W. S. Kurth, A. Lecacheux, F. Genova, B. M. Pedersen, and D. R. Evans (1984), Saturn as a radio source, in *Saturn*, pp. 378–415, Univ. of Ariz. Press, Tucson.
- Krimigis, S. M., N. Sengis, D. G. Mitchell, D. C. Hamilton, and N. Krupp (2007), A dynamic rotating ring current around Saturn, *Nature*, **450**, 1050–1053, doi:10.1038/nature06425.
- Kurth, W. S., et al. (2005), An Earth-like correspondence between Saturn's auroral features and radio emission, *Nature*, **433**, 722–725.
- Lamy, L., P. Zarka, B. Cecconi, S. Hess, and R. Prangé (2008a), Modeling of Saturn kilometric radiation arcs and equatorial shadow zone, *J. Geophys. Res.*, **113**, A10213, doi:10.1029/2008JA013464.
- Lamy, L., P. Zarka, B. Cecconi, R. Prangé, W. S. Kurth, and D. A. Gunnett (2008b), Saturn kilometric radiation: Average and statistical properties, *J. Geophys. Res.*, **113**, A07201, doi:10.1029/2007JA012900.
- Louarn, P. (1992), Auroral planetary radio emissions: theoretical aspects, *Adv. Space Res.*, **12**(8), 121–134.
- Louarn, P., and D. Le Quéau (1996), Generation of the auroral kilometric radiation in plasma cavities—II. The cyclotron maser instability in small size sources, *Planet. Space Sci.*, **44**(3), 211–224.
- Mutel, R. L., W. M. Pedersen, T. R. Jaeger, and J. D. Scudder (2007), Dependence of cyclotron maser instability growth rates on electron velocity distributions and perturbation by solitary waves, *J. Geophys. Res.*, **112**, A07211, doi:10.1029/2007JA012442.
- Mutel, R. L., I. W. Christoper, and J. S. Pickett (2008), Cluster multi-spectral determination of AKR angular beaming, *Geophys. Res. Lett.*, **35**, L07104, doi:10.1029/2008GL035377.
- Ortega-Molina, A., and A. Lecacheux (1990), Polarization response of the Voyager-PRA experiment at low frequencies, *Astron. Astrophys.*, **229**, 558–568.
- Panchenko, M., I. Harnaz, and H. O. Rucker (2008), Estimation of linear wave polarization of the auroral kilometric radiation, *Radio Sci.*, **43**, RS1006, doi:10.1029/2008RS003606.
- Quemere, J., and P. Zarka (1998), Io-controlled decimeter arcs and Io-jupiter interaction, *J. Geophys. Res.*, **103**, 26,649–26,666.
- Roux, A., A. Higgs, H. de Feraudy, D. Le Quéau, P. Louarn, S. Perraut, A. Bainsun, M. Jespersen, E. Ungstrup, and M. André (1993), Auroral kilometric radiation sources: In situ and remote observations from Viking, *J. Geophys. Res.*, **98**, 11,657–11,670.
- Stallard, T. S., S. Miller, H. Melin, M. Lystrup, S. W. H. Cowley, E. J. Bunce, N. Achilleos, and M. K. Dougherty (2008a), Jovian-like aurora on Saturn, *Nature*, **453**, 1083–1085, doi:10.1038/nature071077.
- Stallard, T. S., et al. (2008b), Complex structure within Saturn's infrared aurora, *Nature*, **456**, 214–217, doi:10.1038/nature07440.
- Tranger, J. T., et al. (1998), Saturn's hydrogen aurora: Wide field and planetary camera 2 imaging from the Hubble Space Telescope, *J. Geophys. Res.*, **103**(12), 20,237–20,244.
- Tsunuma, K. A. (2000), Planetary radio emission mechanisms: A tutorial, in *Radio Astronomy at Long Wavelengths*, *Geophys. Monogr. Ser.*, **119**, edited by R. G. Stone et al., pp. 329–337, AGU, Washington, D. C.
- Tsunuma, R. A. (2006), The electron-cyclotron maser for astrophysical application, *Astron. Astrophys. Rev.*, **13**, 229–315, doi:10.1107/800159-006-00019.
- Vogl, D. E., et al. (2004), In-flight calibration of the Cassini-Radio and Plasma Wave Science (RPWS) antenna system for direction-finding and polarization measurements, *J. Geophys. Res.*, **109**, A09S17, doi:10.1029/2003JA010261.
- Wu, C. S., and L. C. Lee (1979), A theory of the terrestrial kilometric radiation, *Astrophys. J.*, **230**, 621–626.
- Wu, C.-W. (1985), cyclotron and synchrotron maser instabilities: Radio emission processes by direct amplification of radiation, *Space Sci. Rev.*, **41**, 215–298.
- Xiao, F., L. Chen, H. Zheng, and W. Wang (2007), A parametric ray tracing study of superluminous auroral kilometric radiation wave modes, *J. Geophys. Res.*, **112**, A10214, doi:10.1029/2006JA012178.
- Zarka, P. (1998), Auroral radio emissions at the outer planets: Observations and theories, *J. Geophys. Res.*, **103**, 20,159–20,194.
- Zarka, P. (2000), Radio emissions from the planets and their moons, in *Radio Astronomy at Long Wavelengths*, *Geophys. Monogr. Ser.*, vol. 119, edited by R. G. Stone et al., pp. 167–178, AGU, Washington, D. C.
- B. Cecconi (corresponding author), L. Lamy, R. Prangé, and P. Zarka, LESIA, Observatoire de Paris, 5 Place Jules Janssen, F-92190 Meudon, France. (baptiste.cecconi@obspm.fr)
- W. S. Kurth, Department of Physics and Astronomy, University of Iowa, Iowa City, IA 52242-1479, USA.
- P. Louarn, Centre d'Etude Spatiale des Rayonnements, Université Paul Sabatier, CNRS, 9 avenue Colonel Roche, F-31329 Toulouse, France.

## **G.8 Modeling of Saturn Kilometric Radiation arcs and equatorial shadow zone**

*Article paru dans la revue Journal of Geophysical Research (Space Physics) en octobre 2008.*



## Modeling of Saturn kilometric radiation arcs and equatorial shadow zone

L. Lamy,<sup>1</sup> P. Zarka,<sup>1</sup> B. Ceccconi,<sup>1</sup> S. Hess,<sup>1,2</sup> and R. Prange<sup>1</sup>

Received 6 June 2008; revised 9 August 2008; accepted 20 August 2008; published 28 October 2008.

[1] Accelerated electrons gyrating around Saturn's auroral (high latitude) magnetic field lines generate the intense Saturnian kilometric radiation (SKR). This radio emission is thought to be generated via the cyclotron maser instability (CMI) that predicts a strong anisotropy of the beaming pattern of the emission. Resulting visibility effects were suspected to be at the origin of characteristic features observed in Cassini's dynamic spectra as arc-shaped structures and shadow zones. By using the Planetary Radio Emissions Simulator (PRES) code, we model these visibility effects and their consequence on Cassini's observations of SKR: we compute the dynamic spectra resulting from the beaming pattern of CMI-generated SKR and its intersection with Cassini's trajectory. The SKR beaming pattern and its dependence on the frequency is computed for two typical electron distributions observed in auroral regions: a loss cone (favoring oblique emission) or a shell (favoring perpendicular emission). We successfully fit observed arc-shaped structures and shadow zones. Although oblique and perpendicular emissions both allow to produce radio arcs, the fit is better in the oblique case. Similarities and differences between observations and model results are discussed and perspectives are outlined.

**Chandon:** Lamy, L., P. Zarka, B. Ceccconi, S. Hess, and R. Prange (2008), Modeling of Saturn kilometric radiation arcs and equatorial shadow zone, *J. Geophys. Res.*, *113*, A10213, doi:10.1029/2008JA013464.

### 1. Introduction

[2] Saturn is a source of intense nonthermal radio emission in the kilometric wavelength range, as discovered by the Voyager spacecraft in the 1980s. The average properties of the Saturn kilometric radiation (SKR) deduced from early studies [Kaiser *et al.*, 1984, and references therein] have recently been confirmed and expanded by Lamy *et al.* [2008] via the analysis of several years of quasi-continuous observations recorded by the High Frequency Receiver (HFR) of the Radio and Plasma Wave Science (RPWS) instrument onboard the Cassini spacecraft in orbit around Saturn [Gurnett *et al.*, 2004]. The kilometric radio sources are confined to auroral regions with latitudes  $\geq 70^\circ$ . The SKR is emitted in the 10–1200 kHz frequency range, peaking at 100–400 kHz. The emission has a high degree of circular polarization with a sense related to the hemisphere of origin: northern and southern sources emit right-handed (RH) and left-handed (LH), respectively, polarized radiation, consistent with emission on the extraordinary (X) mode. In typical SKR spectra, the RH component generally dominates above 600 kHz, whereas the LH component is more intense below that frequency.

[3] Voyager observations showed that SKR sources do not corotate with the planet but are rather fixed in local time (LT) approximately in the dawn-to-noon sector [Warwick *et al.*, 1981; Galopou *et al.*, 1995]. Boischor *et al.* [1981] noticed that the SKR is often organized in arc-shaped structures in the time-frequency ( $t, f$ ) plane, similar to those observed for the jovian decametric emissions. These arcs are well visible in Cassini/RPWS dynamic spectra (Figure 1a) and often reveal a double structure where both nested arcs display an opposite sense of polarization (Figure 1b). Cassini observations also confirmed the existence of an equatorial shadow zone (ESZ), and constrained its equatorial extent. This one is frequency-dependent. It is minimum for the SKR peak frequencies ( $\sim 4 R_S$  at 200 kHz), and it increases at high and low frequencies ( $\sim 6\text{--}7 R_S$  at 80 and 900 kHz) on both sides of the SKR spectrum.

[4] The SKR is believed to be emitted via the cyclotron maser instability (CMI), dominantly on the X mode at nearly its cutoff frequency  $f_c$ , itself close to the local electron gyrofrequency  $f_{ce}$  in the source [Ma, 1985; Galopou *et al.*, 1989; Zarka, 1998]. The CMI theory predicts that the resulting radio emission is beamed within a thin hollow cone whose axis is aligned with the local magnetic field line and which exhibits a wide opening (large aperture angle)  $\theta$ . Lamy *et al.* [2008] estimated the beaming angle to  $\theta \leq 70^\circ$  at the SKR peak ( $f \sim 200$  kHz). They suggested that the strong anisotropy of the emission could be responsible for SKR time-frequency structures and shadow zones. This is quantitatively investigated in the present paper.

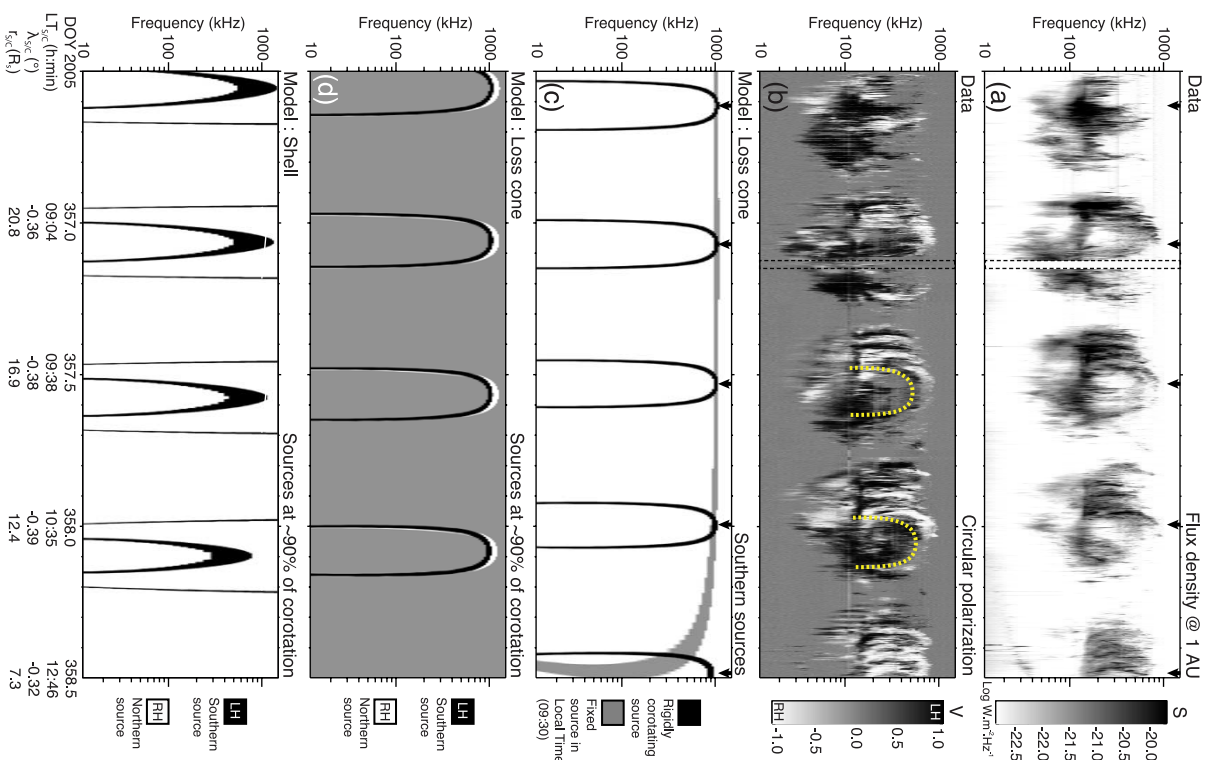


Figure 1

<sup>1</sup>IESIA, Observatoire de Paris, CNRS, UPMC, Université Paris Diderot, Meudon, France.  
<sup>2</sup>LUTH, Observatoire de Paris, CNRS, UPMC, Meudon, France.









---

## Bibliographie

---

- S. V. Badman, S. W. H. Cowley, J.-C. Gérard, et D. Grodent. A statistical analysis of the location and width of Saturn's southern aurora. *Annales Geophysicae*, 24 :3533–3545, 2006.
- S. V. Badman, S. W. H. Cowley, L. Lamy, B. Cecconi, et P. Zarka. Relationship between solar wind corotating interaction region compressions and the phasing and intensity of Saturn kilometric radiation bursts. *Annales Geophysicae*, 26 :3641–3651, Novembre 2008.
- Baptiste Cecconi. *Etude Goniopolarimétrique des émissions radio de Jupiter et Saturne à l'aide du récepteur radio de la sonde Cassini*. PhD thesis, Observatoire de Paris-Université Paris 7, Meudon, France, avril 2004.
- E. A. Benediktov, G. G. Getmantsev, et N. A. Mitjakov. Intensity measurements of radiation at frequencies 725 and 1525 Kc, by means of the receiver of the satellite 'Electron-2'. *Space Research*, page 581 [in russian], 1965.
- R. F. Benson. Ordinary mode auroral kilometric radiation, with harmonics observed by ISIS 1. *Radio Science*, 19 : 543–550, 1984.
- A. Boischoit, Y. Leblanc, A. Lecacheux, B. M. Pedersen, et M. L. Kaiser. Arc structure in Saturn's radio dynamic spectra. *Nature*, 292 :727–+, 1981.
- A. L. Broadfoot, B. R. Sandel, D. E. Shemansky, J. B. Holberg, G. R. Smith, D. F. Strobel, J. C. McConnell, S. Kumar, D. M. Hunten, S. K. Atreya, T. M. Donahue, H. W. Moos, J. L. Bertaux, J. E. Blamont, R. B. Pumphrey, et S. Linick. Extreme ultraviolet observations from Voyager 1 encounter with Saturn. *Science*, 212 : 206–211, 1981.
- E. J. Bunce, S. W. H. Cowley, I. I. Alexeev, C. S. Arridge, M. K. Dougherty, J. D. Nichols, et C. T. Russell. Cassini observations of the variation of Saturn's ring current parameters with system size. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 112(A11) :10202–+, Octobre 2007.
- B. Cecconi et P. Zarka. Direction finding and antenna calibration through analytical inversion of radio measurements performed using a system of 2 or 3 electric dipole antennas. *Radio Science*, 40 :RS3003, Mai 2005a.
- B. Cecconi et P. Zarka. Model of a variable radio period for Saturn. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 110(A9) :12203–+, Décembre 2005b.

- B. Cecconi, P. Zarka, et W. S. Kurth. Skr polarization and source localization with the cassini/rpws/hfr instrument : First results. In *Planetary Radio Emissions 6*, H. O. Rucker, W. S. Kurth, et G. Mann, éditeurs, pages 37–49. Austrian Academy of Sciences Press, Graz, Austria, 2006.
- B. Cecconi, P. Zarka, L. Lamy, R. Prangé, W. S. Kurth, et P. Louarn. Goniopolarimetric study of the rev 29 perikrone using thecassini/rpws/hfr radio receiver. *Journal of Geophysical Research*, 114 :A03215, Mars 2009.
- J. T. Clarke, J.-C. Gérard, D. Grodent, S. Wannawichian, J. Gustin, J. Connerney, F. Crary, M. Dougherty, W. Kurth, S. W. H. Cowley, E. J. Bunce, T. Hill, et J. Kim. Morphological differences between Saturn’s ultraviolet aurorae and those of Earth and Jupiter. *Nature*, 433 :717–719, 2005.
- J. T. Clarke, H. W. Moos, S. K. Atreya, et A. L. Lane. IUE detection of bursts of H Ly-alpha emission from Saturn. *Nature*, 290 :226–+, 1981.
- J. T. Clarke, J. Nichols, J.-C. Gérard, D. Grodent, K. C. Hansen, W. S. Kurth, G. R. Gladstone, J. Duval, S. Wannawichian, E. Bunce, S. W. H. Cowley, F. Crary, M. Dougherty, L. Lamy, B. Cecconi, P. Zarka, D. Mitchell, W. Pryor, K. Retherford, T. Stallard, et B. Zieger. The response of Jupiter’s and Saturn’s auroral activity to the solar wind. *Journal of Geophysical Research*, 114 :A05210, Mai 2009.
- K. E. Clarke, N. André, D. J. Andrews, A. J. Coates, S. W. H. Cowley, M. K. Dougherty, G. R. Lewis, H. J. McAndrews, J. D. Nichols, T. R. Robinson, et D. M. Wright. Cassini observations of planetary-period oscillations of Saturn’s magnetopause. *Geophysical Research Letter*, 33 :23104–+, 2006.
- J. E. P. Connerney, M. H. Acuna, et N. F. Ness. Currents in Saturn’s magnetosphere. *Journal of Geophysical Research*, 88 :8779–87, 1983.
- S. Cowley, E. Bunce, et R. Prangé. Saturn’s polar ionospheric flows and their relation to the main auroral oval. *Annales Geophysicae*, 22 :1379–1394, 2004a.
- S. W. H. Cowley, S. V. Badman, E. J. Bunce, J. T. Clarke, J.-C. Gérard, D. Grodent, C. M. Jackman, S. E. Milan, et T. K. Yeoman. Reconnection in a rotation-dominated magnetosphere and its relation to Saturn’s auroral dynamics. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 110(A9) :2201–+, 2005.
- S. W. H. Cowley, E. J. Bunce, et J. M. O’Rourke. A simple quantitative model of plasma flows and currents in Saturn’s polar ionosphere. *Journal of Geophysical Research*, 109 :5212–+, 2004b.
- F. J. Crary, J. T. Clarke, M. K. Dougherty, P. G. Hanlon, K. C. Hansen, J. T. Steinberg, B. L. Barraclough, A. J. Coates, J.-C. Gérard, D. Grodent, W. S. Kurth, D. G. Mitchell, A. M. Rymer, et D. T. Young. Solar wind dynamic pressure and electric field as the main factors controlling Saturn’s aurorae. *Nature*, 433 :720–722, 2005.
- L. J. Davis et E. J. Smith. A model of saturn’s magnetic field based on all available data. *Journal of Geophysical Research*, 95 :15257–15261, 1990.
- H. de Feraudy, A. Bahnsen, et M. Jespersen. Observations of nightside and dayside auroral kilometric radiation with viking. In *Planetary Radio Emissions 2*, H. O. Rucker, S. J. Bauer, et B. M. Pedersen, éditeurs, pages 41–49. Austrian Academy of Sciences Press, Graz, Austria, 1988.
- M. D. Desch. Evidence for solar wind control of Saturn radio emission. *Journal of Geophysical Research*, 87 :4549–4554, Juin 1982.
- M. D. Desch. Radio emission signature of Saturn immersions in Jupiter’s magnetic tail. *Journal of Geophysical Research*, 88 :6904–6910, 1983.
- M. D. Desch et M. L. Kaiser. Voyager measurement of the rotation period of Saturn’s magnetic field. *Geophysical Research Letter*, 8 :253–256, Mars 1981.

- M. D. Desch et H. O. Rucker. The relationship between Saturn kilometric radiation and the solar wind. *Journal of Geophysical Research*, 88 :8999–9006, Novembre 1983.
- L. Dressel, S. Holfeltz, et J. Kim Quijano. *STIS Data Handbook, Version 5.0*. Space Telescope Science Institute, Baltimore, Juillet 2007.
- J. W. Dungey. Interplanetary magnetic field and the auroral zones. *Physical Review Letters*, 6 :47–48, 1961.
- G. Fischer, S. Ye, D. A. Gurnett, W. S. Kurth, et Z. Zang. On the polarization of saturn narrowband emissions. *Poster at the EGU General Assembly*, Avril 2008.
- P. Galopeau, P. Zarka, et D. Le Quéau. Theoretical model of Saturn's kilometric radiation spectrum. *Journal of Geophysical Research*, 94 :8739–8755, 1989.
- P. Galopeau, P. Zarka, et A. Ortega-Molina. Evidence of Saturn's magnetic field anomaly from Saturnian kilometric radiation high-frequency limit. *Journal of Geophysical Research*, 96 :14129–+, 1991.
- P. H. M. Galopeau, M. Y. Boudjada, et H. O. Rucker. Evidence of jovian active longitude : 1. Efficiency of cyclotron maser instability. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 109(A18) :12217–+, Décembre 2004.
- P. H. M. Galopeau et A. Lecacheux. Variations of Saturn's radio rotation period measured at kilometer wavelengths. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 105 :13089–13102, Juin 2000.
- P. H. M. Galopeau, P. Zarka, et D. Le Quéau. Source location of Saturn's kilometric radiation : The Kelvin-Helmholtz instability hypothesis. *Journal of Geophysical Research*, 100 :26397–26410, 1995.
- J. C. Gérard, V. Dols, D. Grodent, J. H. Waite, G. R. Gladstone, et R. Prangé. Simultaneous observations of the saturnian aurora and polar haze with the HST/FOC. *Geophysical Research Letter*, 22 :2685–2688, 1995.
- J.-C. Gérard, D. Grodent, J. Gustin, A. Saglam, J. T. Clarke, et J. T. Trauger. Characteristics of Saturn's FUV aurora observed with the Space Telescope Imaging Spectrograph. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 109 :9207–+, 2004.
- J. L. Green, S. Boardsen, L. Garcia, S. F. Fung, et B. W. Reinisch. Seasonal and solar cycle dynamics of the auroral kilometric radiation source region. *Journal of Geophysical Research*, 109 :5223–+, Mai 2004.
- D. Grodent, J.-C. Gérard, S. W. H. Cowley, E. J. Bunce, et J. T. Clarke. Variable morphology of Saturn's southern ultraviolet aurora. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 110 :7215–+, 2005.
- D. A. Gurnett, W. S. Kurth, G. B. Hospodarsky, A. M. Persoon, T. F. Averkamp, B. Cecconi, A. Lecacheux, P. Zarka, P. Canu, N. Cornilleau-Wehrin, P. Galopeau, A. Roux, C. Harvey, P. Louarn, R. Bostrom, G. Gustafsson, J.-E. Wahlund, M. D. Desch, W. M. Farrell, M. L. Kaiser, K. Goetz, P. J. Kellogg, G. Fischer, H.-P. Ladreiter, H. Rucker, H. Alleyne, et A. Pedersen. Radio and Plasma Wave Observations at Saturn from Cassini's Approach and First Orbit. *Science*, 307 :1255–1259, Février 2005.
- D. A. Gurnett, W. S. Kurth, D. L. Kirchner, G. B. Hospodarsky, T. F. Averkamp, P. Zarka, A. Lecacheux, R. Manning, A. Roux, P. Canu, N. Cornilleau-Wehrin, P. Galopeau, A. Meyer, R. Boström, G. Gustafsson, J.-E. Wahlund, L. Aahlen, H. O. Rucker, H.-P. Ladreiter, W. Macher, L. J. C. Woolliscroft, H. Alleyne, M. L. Kaiser, M. D. Desch, W. M. Farrell, C. C. Harvey, P. Louarn, P. J. Kellogg, K. Goeth, et A. Pedersen. The cassini radio and plasma wave science investigation. *Space Science Reviews*, 114(1–4) :395–463, 2004.
- D. A. Gurnett, A. M. Persoon, W. S. Kurth, J. B. Groene, T. F. Averkamp, M. K. Dougherty, et D. J. Southwood. The Variable Rotation Period of the Inner Region of Saturn Plasma Disk. *Science*, 316 :442–, Avril 2007.



- S. Hess, B. Cecconi, et P. Zarka. Modeling of io-jupiter decameter arcs, emission beaming and energy source. *Geophysical Research Letter*, 35 :L13107+, 2008.
- J. H. Horne et S. L. Baliunas. A prescription for period analysis of unevenly sampled time series. *Astrophysical Journal*, 302 :757–763, Mars 1986.
- R. L. Huff, W. Calvert, J. D. Craven, L. A. Frank, et D. A. Gurnett. Mapping of auroral kilometric radiation sources to the aurora. *Journal of Geophysical Research*, 93 :11445–11454, 1988.
- D. L. Judge, F.-M. Wu, et R. W. Carlson. Ultraviolet photometer observations of the Saturnian system. *Science*, 207 :431–434, 1980.
- M. L. Kaiser, M. D. Desch, W. S. Kurth, A. Lecacheux, F. Genova, B. M. Pedersen, et D. R. Evans. Saturn as a radio source. In *Saturn*, Space Science Series, pages 378–415. University of Arizona Press, Tucson, Arizona, 1984.
- M. L. Kaiser, M. D. Desch, J. W. Warwick, et J. B. Pearce. Voyager Detection of Nonthermal Radio Emission from Saturn. *Science*, 209 :1238–1240, 1980.
- M. L. Kaiser, P. Zarka, W. S. Kurth, G. B. Hospodarsky, et D. A. Gurnett. Cassini and Wind stereoscopic observations of Jovian nonthermal radio emissions : Measurement of beam widths. *Journal of Geophysical Research*, 105 :16053–16062, 2000.
- Y. Kasaba, H. Matsumoto, K. Hashimoto, et R. R. Anderson. Angular distribution of auroral kilometric radiation observed by the GEOTAIL spacecraft. *Geophysical Research Letter*, 24 :2483, 1997.
- H. Khan, S. W. H. Cowley, E. Kolesnikova, M. Lester, M. J. Brittner, T. J. Hughes, W. J. Hughes, W. S. Kurth, D. J. McComas, L. Newitt, C. J. Owen, G. D. Reeves, H. J. Singer, C. W. Smith, D. J. Southwood, et J. F. Watermann. Observations of two complete substorm cycles during the cassini earth swing-by : Cassini magnetometer data in a global context. *Journal of Geophysical Research*, 106 :30141–30176, Décembre 2001.
- M. G. Kivelson et W. J. Hughes. On the threshold for triggering substorms. *Planetary Space Sciences*, 38 : 211–220, 1990.
- M. G. Kivelson et C. T. Russel. *Introduction to space physics*. Cambridge university press, Los Angeles, 1965.
- J. D. Kraus. *Radio Astronomy*. McGraw-Hill, New York, 1966.
- W. S. Kurth, T. F. Averkamp, D. A. Gurnett, J. B. Groene, et A. Lecacheux. An update to a Saturnian longitude system based on kilometric radio emissions. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 113(A12) : 5222+, Mai 2008.
- W. S. Kurth et D. A. Gurnett. Auroral kilometric radiation integrated power flux as a proxy for  $a_e$ . *Advances in Space Research*, 22 :73–77, 1998.
- W. S. Kurth, D. A. Gurnett, J. T. Clarke, P. Zarka, M. D. Desch, M. L. Kaiser, B. Cecconi, A. Lecacheux, W. M. Farrell, P. Galopeau, J.-C. Gérard, D. Grodent, R. Prangé, M. K. Dougherty, et F. J. Crary. An Earth-like correspondence between Saturn's auroral features and radio emission. *Nature*, 433 :722–725, 2005.
- W. S. Kurth, A. Lecacheux, T. F. Averkamp, J. B. Groene, et D. A. Gurnett. A Saturnian longitude system based on a variable kilometric radiation period. *Geophysical Research Letter*, 34 :2201+, Janvier 2007.
- L. Lamy, P. Zarka, B. Cecconi, S. Hess, et R. Prangé. Modeling of saturn kilometric radiation arcs and equatorial shadow zone. *Journal of Geophysical Research*, Octobre 2008a.

- L. Lamy, P. Zarka, B. Cecconi, et R. Prangé. Diurnal modulation of auroral kilometric radiation discovered by cassini-rpws. *Geophysical Research Letter*, submitted 2008b.
- L. Lamy, P. Zarka, B. Cecconi, R. Prangé, W. S. Kurth, et D. A. Gurnett. Saturn kilometric radiation : Average and statistical properties. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 113(A12) :7201–+, 2008c.
- D. Le Quéau, R. Pellat, et A. Roux. The maser synchrotron instability in an inhomogeneous medium Application to the generation of the auroral kilometric radiation. *Annales Geophysicae*, 3 :273–291, 1985.
- A. Lecacheux. Polarization aspects from planetary radio emissions. In *Planetary Radio Emissions 2*, H. O. Rucker, S. J. Bauer, et B. M. Pedersen, éditeurs, pages 311–325. Austrian Academy of Sciences Press, Graz, Austria, 1988.
- A. Lecacheux et F. Genova. Source localization of Saturn kilometric radio emission. *Journal of Geophysical Research*, 88 :8993–8998, 1983.
- T. Livengood. *The jovian ultraviolet aurora observed with the IUE spacecraft : brightness and color distribution with longitude*. PhD thesis, John Hopkins University, Baltimore, Maryland, USA, 1991.
- N. R. Lomb. Least-squares frequency analysis of unequally spaced data. *Astrophysics and Space Science*, 39 : 447–462, Février 1976.
- P. Louarn, W. S. Kurth, D. A. Gurnett, G. B. Hospodarsky, A. M. Persoon, B. Cecconi, A. Lecacheux, P. Zarka, P. Canu, A. Roux, H. O. Rucker, W. L. Farrell, M. L. Kaiser, N. André, C. C. Harvey, et M. Blanc. Observation of similar radio signatures at saturn and jupiter, implications for the magnetospheric dynamics. *Geophysical Research Letter*, 34 :20113–+, Octobre 2007.
- P. Louarn et D. Le Quéau. Generation of the Auroral Kilometric Radiation in plasma cavities-I. Experimental study. *Planetary Space Sciences*, 44 :199–210, 1996.
- P. Louarn et D. Le Quéau. Generation of the Auroral Kilometric Radiation in plasma cavities-II. The cyclotron maser instability in small size sources. *Planetary Space Sciences*, 44 :211–224, Mars 1996.
- D. B. Melrose et G. A. Dulk. On the elliptical polarization of Jupiter’s decametric radio emission. *Astronomy and Astrophysics*, 249 :250–257, Septembre 1991.
- J. D. Menietti, O. Santolik, A. M. Rymer, G. B. Hospodarsky, A. M. Persoon, D. A. Gurnett, A. J. Coates, et D. T. Young. Analysis of plasma waves observed within local plasma injections seen in Saturn’s magnetosphere. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 113(A12) :5213–+, 2008.
- J. I. Moses, B. Bézard, E. Lellouch, G. R. Gladstone, H. Feuchtgruber, et M. Allen. Photochemistry of Saturn’s Atmosphere. I. Hydrocarbon Chemistry and Comparisons with ISO Observations. *Icarus*, 143 :244–298, Février 2000.
- R. L. Mutel, I. W. Christopher, et J. S. Pickett. Cluster multispacecraft determination of AKR angular beaming. *Geophysical Research Letter*, 35 :7104–+, 2008.
- P. T. Newell, T. Sotirelis, J. P. Skura, C.-I. Meng, et W. Lyatsky. Ultraviolet insolation drives seasonal and diurnal space weather variations. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 107(A10) :15–1, 2002.
- A. Ortega-Molina et A. Lecacheux. Polarization response of the Voyager-PRA experiment at low frequencies. *Astronomy & Astrophysics*, 229 :558–568, 1990.
- M. Panchenko, M. Khodachenko, A. Kislyakov, H. O. Rucker, J. Hanasz, M. L. Kaiser, S. D. Bale, L. Lamy, B. Cecconi, et P. Zarka. Daily variations of auroral kilometric radiation observed by stereo. *Geophysical Research Letter*, 36 :L06102, Mars 2009.

- Pline l'ancien. "on a vu pendant la nuit, sous le consulat de c. caecilius et de c. papirius (an de rome 641), et d'autres fois encore, une lumière se répandre dans le ciel, de sorte qu'une espèce de jour remplaçait les ténèbres.". *Histoire naturelle*, Livre II([2,33] XXXIII), 641.
- R. Prangé. Des aurores polaires sur saturne. In *Au plus près de Saturne*, P. Morel, éditeur. Vuibert / Société astronomique de France, Paris, 2005.
- R. Prangé, L. Pallier, K. C. Hansen, R. Howard, A. Vourlidas, R. Courtin, et C. Parkinson. An interplanetary shock traced by planetary auroral storms from the Sun to Saturn. *Nature*, 432 :78–81, 2004.
- R. Prangé, P. Zarka, G. E. Ballester, T. A. Livengood, L. Denis, T. Carr, F. Reyes, S. J. Bame, et H. W. Moos. Correlated variations of UV and radio emissions during an outstanding Jovian auroral event. *Journal of Geophysical Research*, 98 :18779–+, 1993.
- W. H Press et G. B. Rybicki. Fast algorithm for spectral analysis of unevenly sampled data. *Astrophysical Journal*, 338 :277–280, Mars 1989.
- J. Queindec et P. Zarka. Io-controlled decameter arcs and Io-Jupiter interaction. *Journal of Geophysical Research*, 103 :26649–26666, 1998.
- D. Rego, R. Prangé, et L. Ben Jaffel. Auroral Lyman alpha and H2 bands from the giant planets 3. Lyman alpha spectral profile including charge exchange and radiative transfer effects and H2 color ratios. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 104 :5939–5954, Mars 1999.
- C. T. Russell et R. L. McPherron. The Magnetotail and Substorms. *Space Science Reviews*, 15 :205–+, 1973.
- J. D. Scargle. Studies in astronomical time series analysis. ii. statistical aspects of spectral analysis of unevenly spaced data. *Astrophysical Journal*, 263 :26649–26666, Décembre 1982.
- T. Stallard, M. Lystrup, et S. Miller. Emission-Line Imaging of Saturn's H3+ Aurora. *Astrophysical Journal*, 675 : L117–L120, 2008.
- C. Tao, R. Kataoka, H. Fukunishi, Y. Takahashi, et T. Yokoyama. Magnetic field variations in the Jovian magnetotail induced by solar wind dynamic pressure enhancements. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 110(A9) :11208–+, Novembre 2005.
- J. R. Thieman et M. L. Goldstein. Arcs in Saturn's radio spectra. *Nature*, 292 :728–731, 1981.
- J. T. Trauger, R. E. Griffiths, J. J. Hester, J. G. Hoessel, J. A. Holtzman, J. E. Krist, J. R. Mould, R. Sahai, P. A. Scowen, K. R. Stapelfeldt, et A. M. Watson. Saturn's hydrogen aurora : Wide field and planetary camera 2 imaging from the Hubble Space Telescope. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 103 :20237–20244, 1998.
- R. A. Treumann. The electron cyclotron maser for astrophysical application. *Astronomy & Astrophysics Reviews*, 13 :835–853, Août 2006.
- M. B. Vincent, J. T. Clarke, G. E. Ballester, W. M. Harris, R. A. West, J. T. Trauger, R. W. Evans, K. R. Stapelfeldt, D. Crisp, C. J. Burrows, J. S. Gallagher, R. E. Griffiths, J. Jeff Hester, J. G. Hoessel, J. A. Holtzman, J. R. Mould, P. A. Scowen, A. M. Watson, et J. A. Westphal. Jupiter's Polar Regions in the Ultraviolet as Imaged by HST/WFPC2 : Auroral-Aligned Features and Zonal Motions. *Icarus*, 143 :205–222, Février 2000.
- S. Wannawichian, J. T. Clarke, et D. H. Pontius. Interaction Evidence between Enceladus' atmosphere and Saturn's magnetosphere. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, (in press), 2008.

- J. W. Warwick, D. R. Evans, J. H. Romig, J. K. Alexander, M. D. Desch, M. L. Kaiser, M. G. Aubier, Y. Leblanc, A. Lecacheux, et B. M. Pedersen. Planetary radio astronomy observations from Voyager 2 near Saturn. *Science*, 215 :582–587, 1982.
- J. W. Warwick, J. B. Pearce, D. R. Evans, T. D. Carr, J. J. Schauble, J. K. Alexander, M. L. Kaiser, M. D. Desch, M. Pedersen, A. Lecacheux, G. Daigne, A. Boischot, et C. H. Barrow. Planetary radio astronomy observations from Voyager 1 near Saturn. *Science*, 212 :239–243, 1981.
- C. S. Wu. Kinetic cyclotron and synchrotron maser instabilities - Radio emission processes by direct amplification of radiation. *Space Science Reviews*, 41 :215–298, 1985.
- C. S. Wu et L. C. Lee. A theory of the terrestrial kilometric radiation. *Astrophysical Journal*, 230 :621–626, 1979.
- P. Zarka. Auroral radio emissions at the outer planets : Observations and theories. *Journal of Geophysical Research*, 103 :20159–20194, 1998.
- P. Zarka. Champ magnétique et magnétosphère des planètes géantes. In *Le système solaire*, M. Leduc, éditeur. EDP Sciences / CNRS Editions, Paris, 2003.
- P. Zarka, B. Cecconi, et W. S. Kurth. Jupiter's low-frequency radio spectrum from Cassini/Radio and Plasma Wave Science (RPWS) absolute flux density measurements. *Journal of Geophysical Research*, 109 :A09S15, 2004.
- P. Zarka, L. Lamy, B. Cecconi, R. Prangé, et H. O. Rucker. Modulation of Saturn's radio clock by solar wind speed. *Nature*, Novembre 2007.
- P. Zarka, B. Manning, et P. Fédou. Operating modes for the meudon high frequency receiver (hfr) of the cassini/rpws experiment. Technical report, LESIA, Observatoire de Paris, 2000.