

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 Nick Achilleos Christian Jacquey Helmut Rucker Donald Gurnett Renée Prangé Philippe Zarka

Rapporteur Rapporteur Examinateur Examinateur Examinateur invité Directrice de thèse 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, conjuguaison 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

0	Abr	éviations et notations	7								
	0.1	Abréviations	8								
	0.2	Notations physiques	9								
1	Intr	oduction	11								
	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								
2	Cara	Caractéristiques et propriétés moyennes du SKR 23									
	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 conjuguaison 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								
		272 Visibilité en fonction de la latitude	34								

TABLE DES MATIÈRES

	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
3	Péri	des radio et périodes de rotation planétaire	39
	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
4	Spec	ro-imagerie dans l'Ultraviolet lointain	57
	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	52
		4.1.3 Altitude des aurores \ldots	54
		4.1.4 Morphologie de l'ovale projeté et variabilité	55
		4.1.5 Ovale auroral moyen	56
	4.2	Etude spectrale et flux rayonné par les sources aurorales \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots ϵ	56
		4.2.1 Spectromètre	56
		4.2.2 Description des données \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots	59
		4.2.3 Absorption	70
		4.2.4 Puissance des aurores	72
	4.3	Perspectives	74
	4.4	L'apport du HST	74
5	Ana	vse comparée de la position des sources UV/Radio	17
	5.1	Goniopolarimétrie et localisation des sources radio	79
		5.1.1 Etude du périkrone 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	31
		5.1.4 Projection polaire magnétique	32
		5.1.5 Diagramme d'émission	32
	5.2	Imagerie comparée des sources UV et radio 8	34
		5.2.1 Campagne d'observation commune HST-Cassini de janvier 2007	34
		5.2.2 Etudes de cas	35
		5.2.3 Ovale radio statistique préliminaire	38
	5.3	Perspectives) 0
	5.4	Les rendez vous d'Hubble et Cassini	90

TABLE DES MATIÈRES

6	 Simu 6.1 6.2 6.3 6.4 6.5 6.6 6.7 	ulation des effets de visibilité du SKR Simuler les émissions radio planétaires 6.1.1 Instabilité Maser Cyclotron 6.1.2 Distributions électroniques instables 6.1.3 Cas kronien et paramètres libres Arcs et arcs double dans le SKR	93 93 94 95 96 96 98 00 01 01 04 04 05 07 08
7	Con	clusion 1	.09
Re	merc	iements 1	.13
A	Trai A.1 A.2 A.3 A.4	Itement automatisé à long terme des données radio RPWS-HFR1Variabilité du niveau de fond1Choix de la sélection d'antennes1A.2.1Fonctionnement 2-antennes1A.2.2Fonctionnement 3-antennes1Sélection du SKR1A.3.1Sélection en polarisation1A.3.2Sélection par la localisation des sources1Traitement des données et création des séries à long terme1A.4.1Intégration initiale1A.4.3Intégration finale1A.4.4Normalisation1	15 15 17 17 17 18 18 19 20 21 22 22 22 22
B	Mét B.1 B.2	hodes d'analyse harmonique d'un signal périodique de période variable 1 Méthode de corrélation de pics séparés par N périodes 1 Analyse spectrale de Lomb-Scargle 1 B.2.1 Périodogramme classique 1 B.2.2 Périodogramme normalisé de Lomb-Scargle 1 B.2.3 Calcul de P _{skr} à court terme 1	25 27 27 29 30
С	Proj C.1 C.2	jection des images HST 1 Grille de coordonnées 1 Projections 1	31 31 34
D	Etal D.1 D.2	onnage photométrique des images STIS 1 Réétalonnage des longueurs d'onde 1 Spectre rayonné et spectre émis 1 D.2.1 Spectre auroral moyen 1 D.2.2 Spectre théorique 1	39 39 40 40 42

TABLE DES MATIÈRES

	D.3 D.4 D.5 D.6	D.2.3Spectre rayonné par l'atmosphèreD.2.4Spectre émis par la sourceTaux de comptage moyen en coups.pix ⁻¹ .s ⁻¹ simulé pour l'ovale UVEmission rayonnée en kRD.4.1Emittance moyenne de l'émission aurorale en kRD.4.2Taux de comptage C_{kR} en coups.s ⁻¹ .pix ⁻¹ .kR ⁻¹ Puissance rayonnée en WD.5.1Taux de comptage $C_{W ray}$ en W.pix ⁻¹ par coups.s ⁻¹ D.5.2Puissance de l'aurore vue sur une imagePuissance émise en W	142 142 144 145 145 145 146 146 147 147
Е	Con	nment construire une image radio ?	149
	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
			152
F	SER	RPE / ExPRES	153
	-		
	F.1	Paramètres de simulation	153
	F.1	Paramètres de simulation F.1.1 Positions des sources	153 153
	F.1	Paramètres de simulation	153 153 154
	F.1	Paramètres de simulation	153 153 154 154
	F.1 F.2 F.2	Paramètres de simulation F.1.1 Positions des sources F.1.2 F.1.2 Paramètres d'émission F.1.3 Position de l'observateur Fonctionnement de SERPE Fonctionnement de SERPE	153 153 154 154 154
	F.1 F.2 F.3	Paramètres de simulation F.1.1 Positions des sources F.1.2 F.1.2 Paramètres d'émission F.1.3 Position de l'observateur F.1.3 Position de l'observateur F.1.3 Fonctionnement de SERPE F.1.3 Simulation d'arcs et étude paramétrique	153 153 154 154 154 154
G	F.1 F.2 F.3 Arti	Paramètres de simulation F.1.1 Positions des sources F.1.2 F.1.2 Paramètres d'émission F.1.2 F.1.3 Position de l'observateur F.1.3 Fonctionnement de SERPE F.1.4 Simulation d'arcs et étude paramétrique F.1.4 cles publiés ou soumis à publication au cours de cette thèse	153 153 154 154 154 156 159
G	F.1 F.2 F.3 Arti G.1	Paramètres de simulation F.1.1 Positions des sources F.1.2 F.1.2 Paramètres d'émission F.1.2 F.1.3 Position de l'observateur F.1.3 Fonctionnement de SERPE F.1.3 Simulation d'arcs et étude paramétrique F.1.3 Cles publiés ou soumis à publication au cours de cette thèse Saturn Kilometric Radiation : average and statistical properties	153 153 154 154 154 154 156 159
G	F.1 F.2 F.3 Arti G.1 G.2	Paramètres de simulation F1.1 Positions des sources F1.2 F.1.2 Paramètres d'émission F.1.3 Position de l'observateur Fonctionnement de SERPE F0.1 Simulation d'arcs et étude paramétrique F0.1 cles publiés ou soumis à publication au cours de cette thèse Saturn Kilometric Radiation : average and statistical properties Modulation of Saturn's radio clock by solar wind speed	153 153 154 154 154 156 159 159 169
G	F.1 F.2 F.3 Arti G.1 G.2 G.3	Paramètres de simulation F.1.1 Positions des sources F.1.2 F.1.2 Paramètres d'émission F.1.3 F.1.3 Position de l'observateur F.1.3 Fonctionnement de SERPE F.1.4 Simulation d'arcs et étude paramétrique F.1.5 Cles publiés ou soumis à publication au cours de cette thèse Saturn Kilometric Radiation : average and statistical properties Modulation of Saturn's radio clock by solar wind speed Diurnal modulation of AKR discovered by Cassini/RPWS	153 153 154 154 154 156 159 159 169 172
G	F.1 F.2 F.3 Arti G.1 G.2 G.3 G.4	Paramètres de simulation F.1.1 Positions des sources F.1.2 F.1.2 Paramètres d'émission F.1.3 F.1.3 Position de l'observateur F.1.3 Fonctionnement de SERPE F.1.3 Simulation d'arcs et étude paramétrique F.1.3 Cles publiés ou soumis à publication au cours de cette thèse Saturn Kilometric Radiation : average and statistical properties Modulation of Saturn's radio clock by solar wind speed Diurnal modulation of AKR discovered by Cassini/RPWS Daily variations of Auroral Kilometric Radiation observed by STEREO	153 154 154 154 154 156 159 169 172 175
G	F.1 F.2 F.3 Arti G.1 G.2 G.3 G.4 G.5	Paramètres de simulation F.1.1 Positions des sources F.1.2 F.1.2 Paramètres d'émission F.1.3 Position de l'observateur F.1.3 Position de l'observateur F.1.3 Fonctionnement de SERPE Fonctionnement de SERPE Simulation d'arcs et étude paramétrique Fonctional control de l'observateur cles publiés ou soumis à publication au cours de cette thèse Saturn Kilometric Radiation : average and statistical properties Modulation of Saturn's radio clock by solar wind speed Fonctional control de l'observed by Cassini/RPWS Diurnal modulation of AKR discovered by Cassini/RPWS Fonctional control de l'observed by STEREO Relationship between solar wind corotating interaction region compressions and the phasing and interaction of solution interaction region compressions and the phasing and interaction region compressions and the phasing and interaction interaction interaction interaction region compressions and the phasing and interaction inte	153 153 154 154 154 156 159 159 169 172 175
G	F.1 F.2 F.3 Arti G.1 G.2 G.3 G.4 G.5	Paramètres de simulation F.1.1 Positions des sources F.1.2 F.1.2 Paramètres d'émission F.1.3 Position de l'observateur Fonctionnement de SERPE Simulation d'arcs et étude paramétrique Simulation d'arcs et étude paramétrique Simulation d'arcs et étude paramétrique cles publiés ou soumis à publication au cours de cette thèse Saturn Kilometric Radiation : average and statistical properties Modulation of Saturn's radio clock by solar wind speed Diurnal modulation of AKR discovered by Cassini/RPWS Daily variations of Auroral Kilometric Radiation observed by STEREO Relationship between solar wind corotating interaction region compressions and the phasing and intensity of Saturn kilometric radiation bursts The response of Jupiter's and Saturn's auroral activity to the solar wind	153 153 154 154 154 156 159 159 169 172 175
G	F.1 F.2 F.3 Arti G.1 G.2 G.3 G.4 G.5 G.6 G.7	Paramètres de simulation F.1.1 Positions des sources F.1.2 F.1.2 Paramètres d'émission F.1.3 Position de l'observateur F.1.3 Position de l'observateur Fonctionnement de SERPE Simulation d'arcs et étude paramétrique Simulation d'arcs et étude paramétrique cles publiés ou soumis à publication au cours de cette thèse Saturn Kilometric Radiation : average and statistical properties Modulation of Saturn's radio clock by solar wind speed Diurnal modulation of AKR discovered by Cassini/RPWS Daily variations of Auroral Kilometric Radiation observed by STEREO Relationship between solar wind corotating interaction region compressions and the phasing and intensity of Saturn kilometric radiation bursts The response of Jupiter's and Saturn's auroral activity to the solar wind Goniopolarimetric study of the Rey 29 perikrone using the Cassini/RPWS/HER radio receiver	153 153 154 154 154 154 156 159 159 169 172 175 178 185
G	F.1 F.2 F.3 Arti G.1 G.2 G.3 G.4 G.5 G.6 G.7 G.8	Paramètres de simulation F.1.1 Positions des sources F.1.2 F.1.2 Paramètres d'émission F.1.3 Position de l'observateur F.1.3 Position de l'observateur Fonctionnement de SERPE Simulation d'arcs et étude paramétrique Fonctionnement de SERPE Cles publiés ou soumis à publication au cours de cette thèse Saturn Kilometric Radiation : average and statistical properties Modulation of Saturn's radio clock by solar wind speed Diurnal modulation of AKR discovered by Cassini/RPWS Daily variations of Auroral Kilometric Radiation observed by STEREO Relationship between solar wind corotating interaction region compressions and the phasing and intensity of Saturn kilometric radiation bursts The response of Jupiter's and Saturn's auroral activity to the solar wind Goniopolarimetric study of the Rev 29 perikrone using theCassini/RPWS/HFR radio receiver Modeling of Saturn Kilometric Radiation arcs and equatorial shadow zone	153 153 154 154 154 154 154 154 159 159 169 172 175 178 185 196 207

Bibliographie

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	Appelation 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-0	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

α	Angle d'attaque ou position angle
β	Latitude sub-terrestre
$\Delta \theta$	Epaisseur angulaire du cône d'émission
γ	Angle de phase
λ	Longueur d'onde ou latitude
μ	Moment magnétique
ω	Pulsation
φ	Azimuth du vecteur d'onde
Φ	Longitude solaire
σ	Ecart type ou section efficace d'absorption
θ	Colatitude du vecteur d'onde ou angle d'ouverture
Ω	Vecteur rotation ou angle solide
В	Champ magnétique
С	Coefficient de corrélation ou taux de comptage moyen
d	Distance
e	Applatissement ou charge électronique
E	Energie ou Emittance
Ε	Champ électrique
f	Fréquence
f _{ce}	Fréquence cyclotron électronique
f _{pe}	Fréquence plasma électronique
Í	Intensité
k	Vecteur d'onde
m	Masse
n	Densité
Р	Période, puissance ou pression
r	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
S	Vecteur de poynting
TL	Temps local (repère fixe par rapport au soleil)
Q,U	Taux de polarisation linéaire (paramètres de Stokes)
UA = 149598000 km	Unité astronomique
V	Vitesse
V	Taux de polarisation circulaire (paramètre de Stokes)

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

CHAPITRE 1

Introduction

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 km.s^{-1} et 800 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 $\sim 10^{27-28}$ H₂O.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 ~ 100 alors qu'il n'est que de ~ 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 α l'angle d'attaque, c'est-à-dire l'angle que fait localement le vecteur vitesse de la particule **v** avec le champ magnétique **B**_{sat}. A cause de la conservation du premier invariant adiabiatique (ou moment magnétique) $\mu = mv_{\perp}^2/2B = constante$, on obtient la relation $\sin^2 \alpha/B = constante$. 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".

1.2. PHYSIQUE AURORALE ET DOMAINE SPECTRAL

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.km ³)	5.5×10^7	7.9×10^{10}	1.6×10^{15}	4.7×10^{13}	3.8×10^{12}	2.2×10^{12}
Champ équatorial B_e (G)	0.003	0.31	4.3	0.21	0.23	0.14
Inclinaison [\mathbf{B}, Ω]	+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-crépuscule). 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 $\sim 100 \text{ eV}$ à $\sim 10 \text{ Mev}$) 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 lontain (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 carctéristique 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_{α} (Balmer α). 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 $\sim 1 \text{ keV} \text{ à} \sim 10 \text{ keV}$) 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 H₂. Les collisions avec ces espèces sont provoquées soit directement par les électrons primaires (typiquement ~ 1-10 keV) soit par des particules secondaires formées par ionisation (production d'électrons) et échange de charge (~ 20-100 eV). Les transitions électroniques excitées correspondent aux bandes de Lyman et de Werner pour H₂ appartenant à la gamme ~ [800,1700 Å] ainsi qu'à la raie Lyman α (Ly $_{\alpha}$) de H à 1216 Å [Rego et al., 1999].

1.2. PHYSIQUE AURORALE ET DOMAINE SPECTRAL

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 (~ [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 $\geq 1 \text{ keV}$) 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 $[70^{\circ},80^{\circ}]$. 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 ~ -72° 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 deça 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 identifée 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 matinsoir 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} 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 ~ 10.75 h.

tométrique et décamétrique) 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 cidessous 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 ~ 3 kHz et ~ 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 (aussi appelé spectre dynamique), manière utile de visualiser l'émission, montre une émission à large bande, incluant des structures en forme d'arcs [Boischot 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 righthanded, qui correspond à un mouvement de rotation du champ électrique **E** par rapport à la direction du vecteur d'onde **k** dans le même sens que le mouvement de gyration des électrons autour de **B**) originaire de l'hémisphère nord et l'émission polarisée main gauche (par la suite LH pour left-handed, pour une rotation de **E** par rapport à **k** dans le sens inverse à celle des électrons autour de **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° et 80° [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 h 39 min 24 s \pm 7 s à partir d'une analyse de Fourier sur 267 jours (~ 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 al. [2005]. Cecconi 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.

1.3. OBSERVATIONS À DISTANCE

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 H₂ et surtout l'ion H₃⁺ (résultant de l'ionisation de H₂ par les électrons incidents) sont observés dans les transitions de rotation-vibration des molécules dans l'infrarouge proche [2,4 μ m], bien connues sur Jupiter. Certaines émissions d'hydrocarbures (de type CnHm) ont également été observées dans l'infrarouge moyen [7,20 μ m] [Prangé, 2005]. La température de surface de Jupiter est de ~ 1000 K contre ~ 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 H₃⁺ 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 ~ 1100 Å à ~ 1800 Å) et l'ultraviolet extrême (EUV, ≤ 1100 Å). 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 ~ 10MHz (voir la figure 1.3), incluant donc la totalité du SKR (~ 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 ~ 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 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 arcsec.pix⁻¹) mais surtout un taux de réjection du réfléchi solaire moins bon.

Je me suis intéréssé 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⁻¹, les spectres apportent une information sur l'énergie des aurores.

Ces données ont été acquises par téléchargement depuis le site du Space Telescope Science Institute¹ 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/

1.4. PROBLÉMATIQUE

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

La specificité 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 originaire 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 ovales 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

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° 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

2.1. AVANT LA PHYSIQUE

Antennes	monopôle +X	monopôle -X	dipôle X	monopôle Z
monopôle +X	A_{+X+X}	-	-	\mathbf{C}_{+XZ}^{r}
				C^i_{+XZ}
monopôle -X	-	A_{-X-X}	-	C_{-XZ}^r
				C^{i}_{-XZ}
dipôle X	-	-	A_{XX}	C_{XZ}^r
				C_{XZ}^i
monopôle Z	C^r_{+XZ}	C^r_{-XZ}	C_{XZ}^r	A _{ZZ}
	C^{i}_{+XZ}	C^{i}_{-XZ}	C^i_{XZ}	

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 pout 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° 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° . Le plan formé par les antennes +X et -X fait un angle de 70° 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 **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 intrumentaux 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 2antennes (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,θ,ϕ) dans l'hypothèse Goniométrique, s'est donc imposé naturellement. Notons au passage que ce choix n'a pas engendré de "perte" d'observations puique 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 2.4a₂,c₂ illustrent clairement que la polarisation dominante du SKR change avec le signe de la latitude

de Cassini (notée λ_{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 2.4a₂,b₂ 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 : $V_{LH} = +0.99\pm0.01$ pour les sources situées/observées dans l'hémisphère sud et $V_{RH} = -0.97\pm0.03$ pour l'hémisphère nord.

J'ai également pu isoler quelques évènements fortement polarisés compatibles avec une émission sur le mode ordinaire L-O, c'est-à-dire polarisés à gauche dans l'hémisphère nord : $V_{LH} = +1.00\pm0.01$.

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'inhomogénéïté 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 ($|\lambda_{cass}| \le 20^\circ$, 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 λ_{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 ($|\lambda_{cass}| \ge 40^\circ$, 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 ($20^\circ \le |\lambda_{cass}| \le 40^\circ$, 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 25-40° 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 25-40° de latitude. Cette limite reste à affiner à l'aide d'une étude statistique fondée sur un traitement à long terme (voir annexe A). Néammoins, 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 θ . 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(θ). 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°] et [40,60°]. 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 λ_{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° 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 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'inhomogénéïté des observations entre les hautes latitudes nord et sud. De plus, la position typique de la sonde pendant les disparitions observées ($\lambda_{cass} \ge 55^\circ$, $r_{cass} = [24,29 R_{sat}]$ 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 ($W.sr^{-1}$)	2.7×10^{7}	4.8×10^{8}	3.3×10^{9}
$RH(W.sr^{-1})$	1.5×10^{7}	4.6×10^{8}	3.9×10^{9}

TABLE 2.2 – Puissance totale émise par la composante polarisée gauche LH (hémisphère sud) et droite RH (hémisphère nord), integrées 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 conjuguaison 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 quasiidentiques partout où les données permettent de les comparer directement (c'est-à-dire pour TL_{cass} semblable mais λ_{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 λ_{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 tridimentionnel 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 ≤ 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°. 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 λ_{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 évènements 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° (c'est-à-dire qu'il illumine une partie de l'hémisphère qui ne contient pas les sources) jusqu'à au moins 60° (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° et -25°. 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° entre 100 et 400 kHz et entre -25° et 0° 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 ($|V| \ge 0.8$) 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 ($|\lambda_{cass}| \le 1^\circ$). 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 λ_{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 périkrones 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 évènements polarisés ($|V| \ge 0.4$ 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} ~ 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 sousorages 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 "évènements" 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 évènements 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 (~ 650 min). Il s'agit maintenant de déconvoluer la durée des évènements 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'Etudes 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 évènements 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° 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 ~ 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 ($\lambda_{cass} \ge 55^{\circ}$).

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 $10-100 \text{ MW.sr}^{-1}$. De plus, leur spectre varie de façon identique en fonction de la position de Cassini. Cette conjuguaison 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 évènements 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

'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 déréglé.

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 (~ 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 oganiser 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 ± 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 ~ 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 ≤ 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 (originaire 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 ~ 10.75 h), donne en chaque point la valeur de P_{skr} calculée sur un intervalle d'une durée de ~ 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 ± 2 min, les fluctuations d'environ 10-12 min crête-à-crête (soit ~ 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 (tiretés , 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 ~ 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 néammoins que l'amplitude des variations de période atteint en réalité plutôt ~ 15 min (voir l'intervalle de mi-2003 à mi-2004). La légère sousestimation 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 ~ 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 ~ 10 min à ~ 650 min (alors qu'elle vaut ~ 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 ~ 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 λ_{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 Δt_{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 :

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

où d indique la distance de l'objet (Saturne ou la sonde) à la terre, Φ la longitude solaire de l'objet par rapport à une référence arbitraire, v₀ la vitesse du vent solaire mesuré à l'instant t₀ 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 Δt_{radial} conduit à ~ -240 jours Voyager 2 (retroprojettée pour une distance de 70 UA et une vitesse de 500 km.s⁻¹) contre ~ +30 jours dans le cas des sondes ACE/WIND (pour une distance moyenne de 9 UA et une vitesse de 500 km.s⁻¹) avec une erreur maximale de ±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 ± 4 jours [Tao et al., 2005]. Lorsque la Terre et Saturne sont en conjonction cette erreur peut se réduire à ± 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 Δt_{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 λ_{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 ~ 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 λ_{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 λ_{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 λ_{cass} valait ~ -18°. 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 ~ 44 %. De plus la probabilité d'obtenir un tel niveau de corrélation sur deux séries aléatoires de la même dimension est de ~ 10⁻⁷. La corrélation trouvée entre P_{skr} et v_{vent \ solaire} est donc significative. On peut

3.3. LE VENT SOLAIRE, FAUTEUR DE TROUBLES

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 ±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 fausse.



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 ~ 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 mésestimation partielle du temps de propagation balistique, ou l'occurrence de CME), la corrélation est forte avec une corrélation linéaire C ≥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 ~ -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 ~ -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'origne 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 même 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 ≥ 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 ~ 1000 jours, si on compare <P_{skr}> (qui passe de ≤ 646 min à ≥ 649 min) et <v_{vent solaire}> (qui évolue de ~ 550 km.s⁻¹ à ~ 400 km.s⁻¹), 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 suggèrerait 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 $B_{vent \ solaire}$. Ceci confirme la faible corrélation constatée entre les variations de P_{skr} et celles de $B_{vent \ solaire}$. 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_{skr}.

Si les variations de P_{skr} sont effectivement dues à un déplacement des sources en temps local, l'analyse goniopolarimétrique 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 sour 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 ($\sim 10^8$ 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 quasicontinue 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 specifique 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 ~ 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 ~ 12° à ~ -6° 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 ~ 10.5°, $\lambda_{cass, mag}$ oscille quotidiennement sur la gamme [-2,-23°] avant le 18 août et sur [5,16°] 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 ~ 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 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 parasités). 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 éclairement 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

54

3.7. L'APPORT DE CASSINI

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

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 $\sim 1100 \text{ Å} \text{ à} \sim 1800 \text{ Å}$) 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	3	2	2	13	14
durant la campagne					
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	-9.098.73°	-23.3°	-23.1°	$-25.726.0^{\circ}$	-13.013.4°
Angle de phase	$3.30 - 5.18^{\circ}$	$2.04 - 2.15^{\circ}$	$5.97 - 6.00^{\circ}$	$0.88 {-} 3.38^{\circ}$	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 consituée d'hydrogène atomique qui s'est échappé de la mésosphère (dont la limite supérieure avoisine ~ 90 km). Cet hydrogène, lorsqu'il est exposé au rayonnement Lyman α (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_{α} (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 Ly_{α} 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 Ly_{α} (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 réfléchie par Saturne. Son intensité dépend du temps local et 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 : $\sim 10 \text{ min } a \sim 1h$), 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 $coups.pix^{-1}$). 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-àdire 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±3 pixels et sa distance apparente au lieu des émissions de l'anse $\Delta r_{app} = 7\pm3$ 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 :

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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 β (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 $\Delta r'/\cos\beta = 750\pm150$ 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 $r_{app} = 363\pm3$ pixels et $\Delta r_{app} = 7\pm3$ 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 : $\Delta r' = 10\pm2$ 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 reliée 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° (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 γ . 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° (ovale calme) et -85°. 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 rétractation 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 du 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 élévée [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 ~ 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 γ (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 – Ovales moyens 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	Туре	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 arcsec.pix⁻¹ et une résolution spectrale nominale de $\Delta\lambda = 0.58$ Å. Les images sont enregistrées au travers du filtre SRF2 avec une résolution angulaire de 0.0245 arcsec.pix⁻¹ (au lieu d'une valeur nominale de 0.0247 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_{α} à 1217 Å 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 H₂ 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 (λ, y) où y est la coordonnée spatiale le long de la fente et λ la coordonnée spectrale sur la gamme de longueur d'onde du spectromètre. J'appelerai par la suite ce spectre bidimensionnel spectre 2D tandis que la dénomination spectre sera réservé à la variation de l'intensité en fonction λ 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 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 Å (typiquement $\lambda = [1140,1730 \text{ Å}]$ avec une résolution de $\Delta\lambda = 0.584$ Å). Cette gamme de longueurs d'onde correspond essentiellement aux transitions électroniques de Lyman et Werner de H₂ 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 $erg.s^{-1}.cm^{-2}.Å^{-1}.arcsec^{-2}$, c'est-à-dire qu'elle correspond à une unité de flux, tandis que les images sont exprimées en coups.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 H₂ (Shemansky, communication personnelle) donné dans une échelle arbitraire. La section efficace σ (échelle de gauche) est superposée pour deux hydrocarbures absorbants dominants : dans l'ordre CH₄ et C₂H₂. 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 $1\pm0.3 \mu$ 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 H₂, 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 (CH₄, C_2H_2 , C_2H_4 , C_2H_6) dont la section efficace d'absorption (notée σ) varie avec la longueur d'onde λ (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 σ non négligeable et, qu'en sus, ces hydrocarbures soient suffisamment denses. La somme du produit de σ 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] (σ_{CH_a} , correspondant à l'espèce dominante, chute par exemple de six ordres de grandeur entre 1300 Å et 1500 Å).

70

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 $\lambda \ge 1550$ Å). Un indice typique de la mesure de l'absorption est le rapport de couleur défini par Livengood [1991] :

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

où I_{sp} est l'intensité du spectre étudié. L'intervalle [1559,1617 Å] correspond à des bandes de Lyman de H₂ non absorbées tandis que l'intervalle [1230,1300 Å] correspond à des bandes de Werner de H₂ 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 H₂ (incluant les bandes de Lyman pour $\lambda \ge 1500$ Å) 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 H₂ bien plus bruitées (en moyenne 1.09±0.13, où l'erreur est donnée par l'écart-type) que pour la partie de l'ovale côté disque (1.27±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 ~ 1.1 et ~ 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 H₂ 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_{α}, 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'émittance 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 réalite 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.

4.4. L'APPORT DU HST



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} ~ 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 défecteux 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

ES émissions aurorales 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 radioté-lescope 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 décamétrique (DAM) [Prangé et al., 1993]. Pour Saturne, une seule étude comparative radio/UV a été menée jus-qu'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 périkrone 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 (pointiretillés). 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 (θ , ϕ) dans le repère des antennes [Baptiste Cecconi, 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 (θ , ϕ) 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 (θ , ϕ) 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°.

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 Cecconi et al. [2009] correspond à un passage de Cassini au périkrone de sa 29ème 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 ~ 4 R_{sat} de Saturne, a balayé la gamme TL_{cass} ~ [06:00,18:00] en temps local et $\lambda_{cass} \sim$ [-30°,30°] 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 $W.m^{-2}.Hz^{-1}$) (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 $|V| \le 0.2$. 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 ~ [02:00,13:00] avec des latitudes $\lambda \sim$ [-80,-65°]. Deux concentrations de points sont visibles à TL ~ 06:00 et TL ~ 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°. 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 ~ [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° tandis que le pied nord possède une latitude de 71.8°. 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 $TL_{cass}\pm03:00$. 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 [Cecconi 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 $60\pm15^{\circ}$ 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 $\langle \theta_{hors\ iso-fce} \rangle \sim 90^{\circ}$ (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 $46\pm5^{\circ}$ à 50 kHz à $55\pm7^{\circ}$ 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 $|V| \ge 0.9$ 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° sur la direction d'arrivée de l'onde dans le plan des antennes.

100 kHz, puis qui diminue pour atteindre $45\pm5^{\circ}$ 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 intéréssé 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 enregistrait 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 reprosuident 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 ~ [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_{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 (θ , ϕ) 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°, 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 ~ TL_{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 ~ -70°) n'est pas observée aussi clairement dans l'image radio, mais dans ce cas ~ 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 $r_{cass} = 16.7 R_{sat}$, $\lambda_{cass} = -26.5^{\circ}$ et TL_{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 entreTL = 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 $-72\pm2^{\circ}$ 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 $-75\pm8^{\circ}$. 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 aurorales UV comme radio ont été suffisamment observées pour pouvoir mener une étude statistique sur chaque émission indépendamment. 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 conjuguaison magnétique des sources. On a donc une incertitude intrinsèque de $\Delta\lambda_B \sim 2^\circ$ due au modèle de **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°. 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° et 80° (les émissions nord et sud sont tracées ensembles, 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 ambiguité 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 (θ , ϕ) 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 positon 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 deça 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

5.4. LES RENDEZ VOUS D'HUBBLE ET CASSINI

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 $60\pm15^{\circ}$ 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

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 :

$$\omega = \omega_{ce}/\Gamma + k_{\parallel}v_{\parallel} \tag{6.1}$$

où $\Gamma = 1/\sqrt{1 - v_{e^-}^2/c^2}$ est le facteur de Lorentz relativiste, v_{e^-} la vitesse des électrons résonants et **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 ω_{ce}/Γ .

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

$$\Gamma \sim 1 + \frac{v_{e^-}^2}{2c^2} \sim 1 + \frac{v_{\parallel}^2}{2c^2} + \frac{v_{\perp}^2}{2c^2}$$
(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 γ (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 θ par rapport à la direction du champ magnétique est relié au centre du cercle de résonance v₀ selon l'équation :

$$c\cos\theta = c\frac{\mathbf{k}.\mathbf{B}}{k} = c\frac{k_{\parallel}c^2}{k} = \frac{k_{\parallel}c^2}{\omega_{ce}}\frac{\omega}{kc}\frac{\omega_{ce}}{\omega} = v_0\frac{1}{N}\frac{\omega_{ce}}{\omega}$$
(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 ω_{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 considèrerai que les ondes émises se déplacent en ligne droite depuis la source jusqu'à l'observateur.

6.1. SIMULER LES ÉMISSIONS RADIO PLANÉTAIRES

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 $(\nabla_{v_{\perp}} f \ge 0)$ 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 α_{eq} (appelé angle d'attaque à l'équateur, α représente l'angle d'attaque courant) entre la vitesse des électrons \mathbf{v}_{e-} et le champ magnétique à l'équateur magnétique **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 ($v_{\parallel} \ge 0$) 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 $v_{\parallel} \le 0$) 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 $\nabla_{v_{\perp}} f(v_0, R) \ge 0$. Ce cercle est centré sur $v_0 = v_{e^-}/\cos \alpha_{eq, lim} \ne 0$. 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 :

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

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 :

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

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

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

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 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 λ_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 répétent avec la même morphologie, ce qui suggère qu'il pourrait s'agit 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 possédent 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 ~ 1000 kHz est un peu plus élevée que celle des arcs LH, observée à ~ 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 conventionellement 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 $\theta(f) \le 55^{\circ}$. 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-corotation ($a \sim 90\%$ 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 ~ 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 lequels $\lambda_B = -70^\circ$. 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} .

98

6.3. ZONE D'OMBRE ÉQUATORIALE

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 nomalisé 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 [Cecconi 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). Lesa autres paramètres de simulation sont indiqués dans le tableau 6.1



FIGURE 6.3 – Vue méridenne 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 ~ 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'inhomogénéïté 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 $(\lambda_{cass} \ge 55^{\circ})$, le SKR disparaît aux hautes ($\ge 300 \text{ kHz}$) et basses ($\le 40 \text{ kHz}$) fréquences. Les émissions observées aux basses fréquences ($\le 40 \text{ kHz}$) 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, λ_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°), 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° à 5° 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 tiretés oranges indique la position de l'ovale circulaire utilisé dans les parties 6.3 et 6.4.

6.4. EXTINCTIONS DE HAUTE LATITUDE

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 $v_{e-} = 0.2 \text{ c}$: 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 $\geq 200 \text{ kHz}$. 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 souscorotation 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 tiretés 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 (λ_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 $\lambda_{B, lim} = -65^\circ$, 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 $\lambda_{B, lim}$ à -60° et -70° (encadrant la forme estimé 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 ~ 75° aux basses fréquences à ~ 40° 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 ovales 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 ovales 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

6.6. PERSPECTIVES

L'énergie cinétique électronique requise par les simulations des arcs et de la zone d'ombre équatoriale doit être ~ 23 keV ($v_{e-} ~ 0.3$ 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 (~ 1000–1100 kHz) permettant de simuler correctement la forme à haute fréquence des arcs double et s'approcher de la fréquence maximale observée (~ 800–900 kHz). La valeur de 23 keV correspond à la limite haute (~ 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 ~ 20 keV pour pouvoir simuler des fréquences maximales plus basses en accord avec les observations.

La simulation des extinctions de signal aux fréquences ≥ 200 kHz aux hautes latitudes a nécessité une énergie cinétique électronique ~ 10 keV (v_e-~ 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 ~ 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 ~ 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 ($\sim 1000 \text{ kHz}$), 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 ≤ 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 décamétrique 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° 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 θ ...).

L'analyse goniopolarimétrique de Cecconi et al. [2009] déduisant la localisation tridimentionnelle 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 θ à haute fréquence que celles calculées avec l'hypothèse N ~ 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 ~ 10 keV (pour les extinctions) et ~ 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 ($\geq 1000 \text{ kHz}$) et basse fréquence ($\leq 100 \text{ kHz}$) sont justifiables par des effets d'ordre plus élévé (efficacité de l'émission, effets de réfraction etc ...)

108

CHAPITRE 7

Conclusion

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 :

 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 10-100 MW.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° (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 conjuguaison 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° et 80°. 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 60-70° et décroît avec la fréquence.

2. Le phénomène de période variable du SKR est une caractéristique tout à fait particulière de la magnéto-sphère 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 conjuguaison 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

110

(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'embrillancement, conjuguaison 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 mile "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...

ANNEXE A

Traitement automatisé à long terme des données radio RPWS-HFR

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, θ , ϕ) que 3-antennes (S,Q,U,V, θ , ϕ), 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 (dues 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 ≤ 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 **k** caractérisée par les angles (θ pour la colatitude, ϕ pour l'azimuth) 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 ($r_{cass} \ge 150 R_{sat}$), la taille angulaire de Saturne vue de Cassini était $\le 0.75^{\circ}$, soit une valeur inférieure à la résolution angulaire sur la direction d'arrivée de l'onde (1 à 2°, [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 (θ , ϕ) de chaque mesure égaux aux coordonnées de Saturne, l'inversion "Polarimé-trique" [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 $(r_{cass} \ge 150 \text{ R}sat)$ 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 (θ_G, ϕ_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, θ , ϕ). 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 tiretés indiquent les gammes de sélection du SKR : $0.2 \le V_G \le 1.1$ pour la composante LH et $-1.1 \le V_G \le -0.2$ pour la composante RH. Ces limites permettent de rejetter 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- ε et 1+ ε . J'ai donc défini la gamme $0.2 \le |V_G| \le 1.1$ afin de sélectionner uniquement le SKR. Cette sélection permet en effet de rejetter 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 $|V_G| \ge 0.2$). 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) .

A.3. SÉLECTION DU SKR

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 $0.2 \le |V_G| \le 1.1$. Le panneau du bas trace les émissions avec la sélection additionelle $0.2 \le |V_P| \le 1.1$. 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 (θ , ϕ) 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 θ et ϕ liée à la configuration géométrique direction de l'onde/plan des antennes).

Comme pour le calcul du taux de polarisation circulaire, la précision sur (θ, ϕ) 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°. Pour différencier les émissions des hémisphères nord et sud à partir du centre de Saturne, on définit deux angles. D'abord la latitude minimale λ_{min} de la direction d'arrivée est choisie égale à 2° 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 – Indiçage 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 λ_{min} et Lat max λ_{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°, on obtient les deux angles limites :

 $\begin{aligned} \lambda_{min} &= 2^{\circ} \\ \lambda_{max} &= \arctan \frac{10 \ R_{sat}}{r_{cass}} + 2^{\circ} \end{aligned}$

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 :

$$t_{reel} = t_{initial} - \frac{r_{cass}}{c}$$
(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 évènements 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 $W.m^{-2}.Hz^{-1}$:

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

où Z_0 est l'impédance du vide ~ 377 Ω , L la longueur effective du monopôle Z, $\mathbf{h}_z \sim 1.68$ 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'autocorrélation 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 :

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

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

$$V_{i}(*) = \frac{\sum_{m,n} V_{G\,m,n}(*) S_{W\,m,n}(*) \delta t_{m}(*) \delta f_{n}(*)}{\sum_{m,n} S_{W\,m,n}(*) \delta t_{m}(*) \delta f_{n}(*)}$$
(A.5)

$$SNR_{i}(*) = \frac{\sum_{m,n} SNR_{X,Z,m,n}(*)S_{W,m,n}(*)\delta t_{m}(*)\delta f_{n}(*)}{\sum_{m,n} S_{W,m,n}(*)\delta t_{m}(*)\delta f_{n}(*)}$$
(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 évènements les plus intenses ne soient pas artificiellement réduits par ceux des évènements 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 $|V_i| \ge 0.2$. 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 :

$$S = S_f \times r_{ua}^2 \tag{A.7}$$

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



FIGURE A.6 – Flux S_G ($V^2.Hz^{-1}$) 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 :

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

où S_W est la densité de flux en $W.m^{-2}.Hz^{-1}$, r_{cass} la distance à Saturne en m et Ω 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/ Ω 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 :

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

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.

124 ANNEXE A. TRAITEMENT AUTOMATISÉ À LONG TERME DES DONNÉES RADIO RPWS-HFR

ANNEXE B

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

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 ~ 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 ± 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 tiretés 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'intercorrélation 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'intercorrélation 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 corrélation limite $C_{lim} = 0.95$ correspondant à la largeur à mi-hauteur du pic afin de sélectionner uniquement les évènements les mieux corrélés.

B.2. ANALYSE SPECTRALE DE LOMB-SCARGLE

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 évènements 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 = ± 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 ~ 30 rotations, soit ~ 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 10²N.lnN 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 succintement 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 $i = 1,...,N_0$. $X(t_i)$ 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 :

$$X(t_i) = X_s(t_i) + R(t_i)$$
(B.1)

L'objectif d'un périodogramme est de calculer le spectre du signal X afin de détecter la périodicité ω_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 :

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

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

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

Si le signal X contient une composante sinusoïdale à la pulsation ω_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 ~ 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 ±10 min à l'échelle de 20-30 jours avec des fluctuations de bruit de l'ordre de ±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 ±3-4 min pour le panneau (a) et ±7 min pour le panneau (b)) avec une amplitude des fluctuations de bruit réduite à ±1-1.5 min. La modulation de P_{skr} correspond ainsi à une détection à ~ 3 σ pour le panneau (a) et ~ 5 σ pour le panneau (b). Chaque mesure finale a donc été calculée avec des mesures étalées sur ~ 30 rotations (INI = 20 rotations initales ajoutées à un lissage sur 10 valeurs consécutives), c'est-à-dire ~ 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(ω_0), *i.e.* un pic étroit dans le spectre associé.

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

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

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

ment espacées $\omega_n = 2n\pi/T$ où T est la durée totale de l'intervalle de temps analysé et n = 0,...,N₀/2. Cette technique de calcul est rapide (N.lnN 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 ω_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 ω_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 :

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

$$\sigma^{2} = \frac{1}{N_{0} - 1} \sum_{j=0}^{N_{0}} (X(t_{j}) - \langle X \rangle)^{2}$$
(B.6)

Pour chaque pulsation ω qu'on souhaite tester, on construit la grandeur temporelle τ telle que :

$$\tan 2\omega\tau = \frac{\sum_{j} \sin 2\omega t_{j}}{\sum_{i} \cos 2\omega t_{i}}$$
(B.7)

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

$$P_{N}(\omega) = \frac{1}{2\sigma^{2}} \left(\frac{\left[\sum_{j} (X(t_{j}) - \langle X \rangle) \cos \omega(t_{j} - \tau) \right]^{2}}{\sum_{j} \cos^{2} \omega(t_{j} - \tau)} + \frac{\left[\sum_{j} (X(t_{j}) - \langle X \rangle) \sin \omega(t_{j} - \tau) \right]^{2}}{\sum_{j} \sin^{2} \omega(t_{j} - \tau)} \right)$$
(B.8)

La constante τ 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 :

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

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 suréchantillonant la gamme de pulsations étudiée par rapport aux ω_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 vérifié 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 bruitent 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 ~ 20 jours pour mener cette analyse. En effet, l'utilisation d'intervalles irréguliers a mené à des résultats moins satisfaisants (spectres bruités, résolution variable, inhomogénéïté des spectres calculés...). De plus, si la résolution de la FFT équivalente est relativement faible ($\sim 14 \text{ min } a \sim 650 \text{ min}$), le suréchantillonage spectral du périodogramme de Lomb (choisi à 128 x N₀/2) 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 $\sim 10 \text{ min}$) 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 $\sim 650 \text{ min}$, 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 Ω 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, ψ , λ) comme indiqué sur la figure C.1a.

d	: distance Terre-Saturne
α	: angle de position entre le nord céleste (direction normale à l'écliptique) et l'axe
	de rotation Ω de Saturne, compté positivement vers l'est astronomique (encore
	appelé "Position Angle" PA du pôle nord)
β	: latitude planétocentrique sub-terrestre (encore appelée inclinaison
	ou angle de tilt)
γ	: angle de phase entre la direction Soleil-Saturne et la direction Terre-Saturne
α_{HST}	: angle d'orientation entre le nord céleste et l'axe V ₃ lié au HST
$\mathbf{r}_{eq} = \mathbf{R}_{sat} = 60268 \text{ km}$: rayon équatorial de la planète correspondant au niveau de pression 1 bar
e = 0.098	: aplatissement de la planète
$\mathbf{r}_{pol} = (1-e) \mathbf{r}_{eq} = 54362 \text{ km}$: 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, α , β et γ 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). α_{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 :

$$\left(\frac{x}{r_{eq}}\right)^2 + \left(\frac{y}{r_{eq}}\right)^2 + \left(\frac{z}{r_{pol}}\right)^2 = 1$$
(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 dans le nouveau repère $(X,Y,Z) = (-V_1,-V_2,V_3)$ grâce à deux rotations : d'angle β autour de l'axe y et d'angle α - α_{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 :

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

C.1. GRILLE DE COORDONNÉES



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, ψ et λ 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 (-V₁,-V₂,V₃) lié au HST, par une rotation de β autour de l'axe y et α - α_{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 (~ 0.1 arcsec) et une stabilité quasi-parfaite (~ 0.01 arcsec, soit la moitié d'1 pixel de STIS ou ACS), des erreurs de pointage importantes existent (~ 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° . 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 continument 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 Ω 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° en rotation) et ajustement de sa résolution angulaire (0.0245 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° en rotation et une résolution angulaire de 0.0244 arcsec.pix⁻¹.

Au final, la correction de ces erreurs permet de faire coïncider la grille avec l'image à ± 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 Ω (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 (Ψ, λ) 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 (Ψ, λ) 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 constraste 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 ~ 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° aux environs de TL = 12:00 jusqu'à 2-3° 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 C. PROJECTION DES IMAGES HST

138

ANNEXE ${ m D}$

Etalonnage photométrique des images STIS

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⁻¹) 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,λ) 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_{α} (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 H₂ 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'"émisse" 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_2 complet rayonné et émis jusqu'à $\lambda = 800$ Å.

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 :

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

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

Pour déterminer le premier terme $\langle I_{sp}(\lambda) \rangle_{\Delta y}$ de l'équation D.1, on considère l'émission moyenne de H₂ $\langle I_{sp}(y) \rangle_{\Delta \lambda_1}$ 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 Δy 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 λ et y du spectre 2D initial. Pour fixer les idées, on appelle ci-après "fond spectral" la variation du réfléchi selon λ et "fond spatial" sa variation selon y.

On considère en premier lieu que seule l'amplitude du fond spatial varie avec λ (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 Å] du spectre 2D où la contribution des émissions de H₂ 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 $\lambda = [1250, 1485 \text{ Å}]$ (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(λ) o5dta1tpq, 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 Δy . 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 H₂ $<I_{sp}(y)>_{\Delta y_1}$ (excluant Ly_{α}) et d'autre part que le fond spatial moyen $<I_{sp}(y)>_{\Delta y_2}$ estimé en bord de spectre sur la gamme [1680,1715 Å]. (b) montre le tracé de $<I_{sp}(y)>_{\Delta y_1}$ (en noir), du fond spatial moyen normalisé $<I_{sp}(y)>_{\Delta y_2}$ (en bleu, lissé sur 30 pixels consécutifs et normalisé à $<I_{sp}(y)>_{\Delta y_1}$ sur l'intervalle [1250,1485 Å]) 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 $<I_{sp}(y)>_{\Delta y_2}$ pour y = y_A $\pm \Delta y_A/2$, y_B $\pm \Delta y_B/2$ et y_{fond} $\pm \Delta y_{fond}/2$ (en pratique $\Delta y_{fond} = \Delta y_A$ ou Δy_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 H₂, qui descend jusqu'à ~ 850 Å (la transmission de l'optique du HST en CaF₂ est nulle ≤ 1150 Å , voir figure D.3). Afin d'obtenir les spectres réellement rayonné et émis caractéristiques l'émission totale de toutes les raies électroniques de H₂ et la raie Ly_{\alpha} de H, il faut reconstruire la partie aux basses longueurs d'onde (≤ 1150 Å).

En pratique, j'ai prolongé le spectre observé jusqu'à 800 Å 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 H₂ sur les bandes de Werner de H₂ du spectre observé (absorbé) de part et d'autre de la raie Ly_{α} . 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 Å, 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 H₂ (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_{α} entre la source et le sommet de l'atmosphère. En d'autres termes, l'intensité de la raie Ly_{α} 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 ± 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 H₂ non absorbées (entre 1550 Å et 1617 Å) et j'ai remplacé le spectre observé par ce spectre théorique normalisé au dessous de 1550 Å.

Comme le spectre synthétique ne comprend pas la contribution de Ly_{α}, j'ai ajouté sa contribution à partir de la raie observée dans I_{*sp*}(λ), corrigée de l'effet de l'absorption, puis normalisée par le facteur 1.5±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_{α} par le facteur 1.5 permettant de tenir compte de l'émission réelle de Ly_{α}, sous-estimée par l'utilisation de la largeur spatiale apparente de l'ovale pour les émissions de H₂. La courbe bleue indique le spectre théorique de H₂ ajusté sur le spectre observé grâce aux intervalles de λ correspondant aux bandes de Werner de H₂ situées de part et d'autre de Ly_{α} (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 H₂ et H pour Ly_{α} 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 H₂ (indiqués par des traits en pointillés et l'indice (2)) qui ne sont pas absorbées par l'atmosphère. Sous l'hypothèse que la raie Ly_{α} est absorbée comme les raies de H₂, la courbe grise montre la raie Ly_α 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 ~ 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⁻¹.s⁻¹ 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⁻¹. 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⁻¹.cm⁻².Å⁻¹.arcsec⁻², pour simuler le taux de comptage moyen C en coups.pix⁻¹.s⁻¹ 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 :

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

où A est l'aire du télescope en cm⁻², ω l'angle solide d'un pixel en arcsec², FT(λ) 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 : $C_{ovale\ disque} = 6.20\pm0.25\ 10^{-3}\ coups.pix^{-1}.s^{-1}$ et $C_{ovale\ limbe} = 4.39\pm0.10\ 10^{-3}\ coups.pix^{-1}.s^{-1}$. L'erreur est calculée à partir de l'incertitude dominante de 20 % sur la normalisation de l'intensité de la raie Ly_{α} . 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_{α} et d'isoler les photons $\lambda \ge 1450$ 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 cm² 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 erg.s⁻¹.cm⁻².Å⁻¹.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 photons.s⁻¹.cm⁻².Å⁻¹.arcsec⁻² :

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

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

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

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

$$E_{kR} = \frac{\Omega.n}{(\frac{1}{3600} \cdot \frac{\pi}{180})^2 \cdot 10^6 \cdot 10^3}$$
(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 : $E_{kR, disque} = 24.6 \pm 2.0 \text{ kR}$. Pour la partie de l'ovale côté limbe, on obtient : $E_{kR, limbe} = 25.0 \pm 2.9 \text{ kR}$. Comme précédemment, l'erreur est calculée à partir de l'incertitude dominante sur la contribution de Ly_{\alpha}. Si les valeurs d'émittance côté limbe et côté disque sont comparables, l'erreur est plus grand côté limbe, résultat d'un spectre plus bruité.

Les valeurs de $E_{kR, disque}$ 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.s⁻¹.pix⁻¹.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.pix⁻¹.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 :

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

qui s'exprime en coups.s⁻¹.pix⁻¹.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 : $C_{kR, ovale disque} = 2.52 \pm 0.22 \ 10^{-4} \ coups.s^{-1}.pix^{-1}.kR^{-1}$ et $C_{kR, ovale limbe} = 2.48 \pm 0.30 \ 10^{-4} \ coups.s^{-1}.pix^{-1}.kR^{-1}$. Puisque le calcul de C_{kR} s'est affranchi de l'effet de l'absorption, l'observation de $C_{kR, ovale disque} \leq C_{kR, ovale limbe}$ 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 $C_{kR, ovale disque}$ 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 $C_{kR, disque}$ de chaque spectre sont présentées dans le tableau D.1. L'incertitude intrinsèque typique sur chaque valeur vaut ~ 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 $C_{W ray}$ en W.pix⁻¹ par coups.s⁻¹

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

$$E_{ray} = 10^{-7} \sum_{spectre} I_{sp, ray}(\lambda) . \Delta \lambda. pi x_{atm}^2 . 4\pi. (\frac{180}{\pi} . 3600)^2$$
(D.7)

pour une émission isotrope (dans 4π sr), où pix_{atm} représente la dimension d'un pixel en km, et où I_{sp, ray}(λ) 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 pix_{atm} = 145 km, conduisant pour l'émission côté disque à $E_{ray, disque} = 8.24 \ 10^6 \ W.pix^{-1}$.

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

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

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

Les valeurs de $C_{W, ray, disque}$ calculées pour les autres spectres sont de nouveau présentées au tableau D.1. L'incertitude intrinsèque typique de chaque valeur vaut ~ 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 $C_{W, ray, disque}$ (somme quadratique) vaut ainsi 10, 20 et 18 % pour chacun des filtres précédents.

Spectre	o5dta2o0q	o5dta2o6q	o5dta2ocq	o5dta1tpq	o5dta1tvq	o5dta1u1q	Moyenne
Δy_{disque}	9	14	10	9	9	15	
E_{kR}	28.2	49.1	38.0	24.6	21.3	13.9	
MAMA							
$C (\times 10^{-2})$	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
$C_{W, ray}$ (× 10 ⁸)	2.82	2.88	2.75	2.75	2.68	2.53	$2.74{\pm}0.30$
$C_{W, emis}$ (× 10 ⁸)	3.37	2.96	3.08	3.26	3.18	3.22	3.18±0.35
SRF2							
$C (\times 10^{-3})$	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	$1.38 {\pm} 0.29$
$C_{W, emis} (\times 10^9)$	1.40	1.24	1.41	1.58	1.68	2.38	1.62 ± 0.44
QTZ							
$C (\times 10^{-3})$	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	$3.02{\pm}0.55$
$C_{W, emis} (\times 10^9)$	3.11	2.85	3.23	3.43	3.64	4.93	$3.53 {\pm} 0.82$

TABLE D.1 – Valeurs de Δy_{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⁻¹.s⁻¹), C_{kR} (en coups.s⁻¹.pix⁻¹.kR⁻¹), $C_{W, ray}$ (en W.coups⁻¹.s.pix⁻¹) et $C_{W, emis}$ (en W.coups⁻¹.s.pix⁻¹) 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 :

$$P_{ray} = \frac{N}{t_{exp}} C_{W, ray}$$
(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 $C_{W, emis, disque} = 1.58 \pm 0.14 \ 10^9 \ W.coups^{-1}.s.pix^{-1}$. 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 ~ 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?

E 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 **k**) caractérisée par ses coordonnées angulaires (θ , ϕ) 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 $f \ge 100$ kHz dans la magnétosphère de Saturne). Les coordonnées (θ, ϕ) 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 (θ, ϕ) a été évaluée à 2° 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 tiretés 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 :

$$f_{ce} = \frac{eB}{2\pi m_e} \tag{E.1}$$

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 **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 **B** et **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 **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'isosurface $f = f_{ce}$ 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 (λ_B , TL_B) = (-75°, 06:00), (-75°, 08:00) et (-75°, 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 projeté 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 $f_{ce} \ge f$ (c'est-à-dire où $B \ge B_{source}$), 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° 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 :

$$I_{pix} = \frac{\sum_{i=1}^{N} 10 \log S_i}{N}$$
(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 :

$$I_{pix} = \frac{\sum_{i=1}^{N} 10 \log S_i \frac{n_{pix}}{n_i}}{N}$$
(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'Emissions Radio Planétaires et Exoplanétaires / Exoplanetary and Planetary Radio Emission Simulator

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) :

$$f_{ce} = \frac{eB}{2\pi m_e} \tag{F.1}$$

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, λ_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° , 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 θ . Les simulations utilisent par défaut la valeur h = 1000 km.

 θ (f) dépend aussi de la vitesse des électrons résonants que j'ai étudiée dans la gamme ~ 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 λ_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 λ_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 fixées en temps local comme représenté sur la figure F.2. J'ai ensuite étudié l'influence de la latitude λ_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 ($\theta(f) \le 55^{\circ}$ 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 λ_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 F. SERPE / EXPRES

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.



in January 1980 [Kaiser et al., 1980]. Its name refers to the was discovered by the Voyager 1 planetary radio experiment ral radio emissions (broadband kilometer, hectometer, and Earth's auroral kilometric radiation (AKR) and Jovian aurofrom Saturn and presents strong similarities with the frequency range from about 3 kHz to 1.2 MHz, peaking characteristic wavelength of the emission, i.e., a typical Io-independent decameter emissions) [Zarka, 1998]. SKR tion (hereafter SKR) is the most intense radio emission 22

Diderot, Meudon, France. LESIA, Observatoire de Paris, CNRS, UPMC, Université Paris

Iowa, USA ²Department of Physics and Astronomy, University of Iowa, Iowa City,

Copyright 2008 by the American Geophysical Union. 0148-0227/08/2007JA012900\$09.00

which favors extraordinary mode emission near the local in the auroral zones via the cyclotron maser instability thus believed to be generated by accelerated electron beams [4] As similar radio emissions from other planets, SKR is

electron cyclotron frequency f_{ce} at the source [Galopeau et al., 1989; Zarka, 1998]. The theory predicts that the emission is beamed along hollow cones whose axis is

1 of 18

A07201

uous RPWS data and derived the intensity and circular polarization state of observed radio waves as a function of Cecconi and Zarka [2005], we calibrated the nearly continbroad range of latitudes. Following Zarka et al. [2004] and the Radio Plasma and Wave Science (RPWS) instrument Gurnett et al., 2004] has observed SKR from all LT and a polarization and emission modes in section 4. Section 5 investigates the SKR beaming and the disappearance the identification of a new component. We analyze the SKR dynamic spectra of Saturn's kilometric emissions, including here. Section 3 deals with the general phenomenology of RPWS radio receiver, and the 2.75 years data set analyzed In section 2, we briefly describe Cassini's trajectory, the Full

LAMY ET AL.: SKR AVERAGE AND STATISTICAL PROPERTIES



A07201

shrinks, especially at high frequencies, for λ_{sc}

 $\geq 55^{\circ}$ (e.g.



from Satum. (b) SKR flux density S extracted by our processing. Figure 2. (a) Raw dynamic spectrum recorded by Cassini-RPWS/HFR on DOY 86, ~800 R_s away

will be the subject of a follow-on paper based on the bility as a function of the LT and latitude of Cassini and observer's latitude, allowing to further address SKR visiconjugacy between LH and RH spectra as a function of several latitude ranges, as well as average and peak emitted modeling of SKR visibility along Cassini's orbit. these results on sources localization, beaming and dynamics identify O-mode SKR emission. The constraints brought by and RH SKR components. Finally, section 8 shows the clear powers. Section 7 compares the temporal variations of LH average and peak SKR spectra for both polarizations and observed at low and high latitudes. In section 6 we derive

Observations

Ephemeris

formed 42 orbits around Saturn and spent ${\sim}60\%$ of the time in the southern hemisphere. This implies differences in the 2.1. displays the relevant parameters of Cassini's trajectory. conditions of observation of each before Saturn Orbit Insertion (SOI) of Cassini) to day 90 of 2004. During this 2.75 years interval, the spacecraft per-2004 (noted DOY) with a reference set on 1 January, of year year 2007. We will hereafter express time in days of year \sim 12 h LT, as displayed on Figure 1a (spacecraft local time 1006 days (2.75 years) from day 181 of year 2004 (2 days The consecutive perikrones precess from ~ 20 h to The data discussed here cover a time interval of hemisphere. Figure 1

are spent at different LT_{sc}. A broad latitude range $(-60^{\circ} \leq$ high latitude excursions thereafter. The distance from with near-equatorial orbits between DOY 620 and 930 and orbital eccentricity implies that different amounts of time will be noted LT_{sc}). This uneven sampling and the large $\leq +60^{\circ}$) has been swept by Cassini (Figures 1b and 1d)

Cassini to Saturn r_{sc} varies from 1.33 Saturn radii (R_s) at SOI to a maximum distance of 151 Rs (Figure 1c).

2.2. Instrument and Data

with various temporal and spectral resolutions resulting in a of arrival (k-vector). The HFR operates in several modes extract the wave parameters: flux and polarization state electric monopole antennas \mathbf{h}_{+x} , \mathbf{h}_{-x} , and \mathbf{h}_z (also noted \mathbf{h}_w) (HFR) which measures the wave electric field along three very inhomogeneous data set on the long term. (known as Stokes parameters [Kraus, 1966]), and direction \mathbf{h}_{-x}), over the range 3.5 kHz to 16.125 MHz [Gurnett et al. larimetric inversions [Cecconi and Zarka, 2005] allow us to cross-correlations of antenna signals from which goniopo-2004]. The effective lengths of electrical antennas are \mathbf{h}_{v} , and \mathbf{h}_{w}) or the virtual dipole \mathbf{h}_{x} formed by the pair ($\mathbf{h}_{\pm x}$) [Zarka et al., 2004]. The receiver computes auto- and .68 m for the monopoles and 3.06 m for the dipole 9 Cassini-RPWS includes a High Frequency Receiver

studied to 1 AU, emitted powers (in $W.sr^{-1}$), and normalized circular polarization degrees, over the 2.75 years period tra of received flux densities (in W·m⁻ and homogeneous long-term time series and dynamic spec-10 In order to study SKR, we built calibrated, cleaned ·Hz) normalized

details in the Appendix. As an example, Figure 2 illustrates the "cleaning" step of the processing: in addition to SKR, ing of 24 logarithmically spaced channels between 3.5 and rebinned over the whole period with a constant time has been automatically extracted. Processed data are finally resolution of 180 s per spectrum in frequency bins consistinterference (RFI). After processing (Figure 2b), SKR only Figure 2a includes solar type III bursts and radio frequency Ξ The specific data processing pipeline is described Б

> (with $\delta f = 50$ kHz) between 350 and 1500 kHz. 300 kHz (with $\Delta f/f = 20\%$) and 24 linearly spaced channels

Saturn's Low Frequency Radio Components

identify a

third component in

the

range 10-40 kHz.

We

Radiation) by Louarn et al. [2007]. (3) In addition, been named n-SMR (for narrowband Saturnian Myriametric circularly polarized emission shows up below 10 kHz. It has between DOY 1082 and 1085). (2) An intense but weakly

high frequencies (≥ 600 kHz) where the RH component takes over. These points are discussed in sections 6 and 7. circular polarization weaker than that measured at higher spheres are detected simultaneously, resulting in apparent 470, and DOY 620 to 930), emissions from both hemiin the north. only observed during short intervals spent in the northern on the extraordinary mode (see section 4), whereas RH was (displayed in black on Figure 3a), consistent with emission hemisphere. 620), Cassini the emission. During the first orbits (DOY 181 to 400) as dence between the latitude of Cassini and the observed 3 and 40 kHz. Figure 3a2 illustrates the good corresponover 2.75 V = corresponds to pure LH circularly polarized emission, and degree of circular polarization V (with subscript 2). V = 1a dynamic spectrum of the normalized flux density S (with in the kilometer range. Each double panel (a, b, c, d) displays spurious emissions emissions observed near perikrones, as well as a few polarized and include local electrostatic and electromagnetic 20 kHz episodically appear. These LF emissions are weakly λ_{sc} . However, LH polarization still predominates, except at illustrate the opposite situation with most of the time spent hemisphere. High latitude excursions (after DOY 930) well as during medium latitude excursions (DOY 470 to circular polarization, revealing the hemisphere of origin of Additional LF emissions show up after DOY 550 between subscript [12] [13] Figure 3b focuses on typical observations from low [14] Figure 3c displays typical observations from high : SKR is prominent above 20 kHz, but emissions below Figure 3 is an overview of Saturn's emissions detected to pure RH one. Figure 3a displays the full data set 1) and a dynamic spectrum of the normalized years. SKR extends from ~ 10 to ~ 1000 kHz ni spent most of the time in the southern The observed dominant polarization is LH During near-equatorial orbits (DOY 400 to polarization is LH detected the rowband emission corresponds – as n-SMR - to the narrowband electromagnetic emissions first reported by *Gurnett et al.* [1981]. It is less intense than SKR and n-SMR, and peaks about 20 kHz. It displays a high degree of close to the local electron gyrofrequency f_{ee} [see *Le Quéau et al.*, 1985; *Hilgers*, 1992]. Near its LF cutoff, X mode is Maser Instability (CMI) [*Wu and Lee*, 1979; *Galopeau et al.*, 1989]. When the plasma in the source is depleted component, whose polarization is opposite to that of its rather suggests that it is the upper frequency part of this new high frequency end (30–40 kHz), the emission displays the same polarization as SKR. Although this could simply be circular polarization whose sign changes with the observ-er's hemisphere in opposition to that of SKR. Toward its frequency f_{pe} , i.e., well below f_{ce} . We are interested only in R-X and L-O which are the free space modes. According to down to the O mode cutoff at the local electron plasma purely RH circularly polarized (R-X) with respect to the local magnetic field. SKR can also be produced on the enough ($\epsilon_c = \frac{r_{te}}{f_c^2} \ll 1$), extraordinary (X) mode is predom-4. SKR Polarization call this component ≪n-SKR≫ in the rest of this paper the low frequency part of the SKR spectral range, we will and polarization differ from n-SMR and since it belongs to of this component. Because of its spectral extent, 2007]. Further studies are needed to understand the origin close to the SKR rotational periodicity [see Zarka et al., lower part. Like n-SMR, this emission is modulated at or the lowest frequency end of SKR, frequency-time connexity sometimes extending down to 3 kHz. This relatively nar-

Hereafter we focus on the main, broadband SKR.

intensity

[15] SKR is thought to be emitted via the Cyclotron

each hemisphere is clearly visible in Figure $3c_2$ as alternance of the dominant circular polarization detec notice that its frequency range increases with $|\lambda_{sc}|$ here three distinct components: (1) SKR extends from 3.5 to DOY 1079) and $\lambda_{sc} = +52.82^{\circ}$ (on DOY 1083). We identify including high latitude excursions at visible on Figure 3d which zooms on an interval of 12 d intense components appear below 40 kHz. They are better In addition to SKR, other circularly polarized but less latitude passes. The periodic motion of the spacecraft across 1200 kHz. It is intense and highly circularly polarized. We $\lambda_{sc} = -52.82^{\circ}$ (on but

ordinary (O) mode, with purely LH polarization (L-O).

[Treumann, 2000] or via mode conversion [Louarn and Le

inantly generated, close to its LF cutoff frequency f_X , itself

entire interval studied from DOY 181 to 1186. Dynamic spectrum a_2 shows that the dominant circular polarization (black for LH, white for RH) alternates with λ_{vc} . LH (RH) component is preferentially observed when Cassini is located in the SKR, LF emissions show up below 40 kHz. following the alternance of λ_{xc} . (d) Subinterval of Figure 3c from DOY 1078 to 1090. In addition to intense broadbanc Figure 3c zooms on high latitude orbits, between DOY 1060 and 1186. Both polarizations are observed alternatively predominates on dynamic southern (northern) hemisphere. (b) Interval corresponding to near-equatorial orbits (DOY 700 to 800). LH polarization circular polarization V (subscript 2), displayed according to the grey scale bar on the right-hand side of each panel. (a) The Figure 3. Dynamic spectra of flux density S normalized to 1 AU (subscript 1) and corresponding normalized degree of spectrum b₂ below 600 kHz, whereas RH polarization is more intense above that frequency

anisotropic: it consists of a widely open hollow cone whose

mode. The emission pattern resulting from the CMI circular polarization. The situation is opposite R-X mode emissions from sources in the southern (resp. northern) hemisphere correspond to observed LH (resp. RH) cases to intensities much lower than those of the R-X mode Quéau, 1996a, 1996b; Mutel et al., 2007], leading in both studies of Earth's AKR, L-O mode can be produced directly

for L-O

3 of 18



-21

-22

-23

-24

-25

.0

0.5

0.0 0.5

-21 -22

-23

-24

1.0

0.5

0.0 0.5 -1.0 _{RH} dB

1089 32.8 1090

1088 37.3

dF



A07201 LAMY ET AL.: SKR AVERAGE AND STATISTICAL PROPERTIES





SKR normalized flux density

SKR circular polarization degree

SKB normalized flux density

SKR circular polarization degree

SKB

1100 1110

1100 1110 55.7 -11.8 1120 53.9 1130 -24.2 1140 44,4 1150 14.2 1160 23.3 1170 44.1 1180

1083 1084 1085

090

requency (kHz)

incv (kHz)

DOY 2004 λ_{S/C} (deg)

Frequency (kHz)

ncv (kHz)

DOY 2004 λsic (deg) 1078 1079 -32.3 1080 -37.5 1081 29.7 1082 48.9 1083 52.8 1084 51.7 1085 48.9 1086 1087 41.5

1.0

800 0.04

-22

-23 -24 C1

1050 1060 25.6 36.3 1070 49.0 1080 1090 27.8

d1

1081 1082

1080

-21

-22

-23 -24

-25

-1.0

annuae excursions of the spacecraft (a) LH polarization measured for emissions detected when $\lambda_{wc} \leq -10, -20, \text{ or } -30^{\circ}$ (solid lines), and RH polarization measured for emissions detected when $\lambda_{w} \leq 10, 20, \text{ or } 30^{\circ}$ (dashed lines), (b) Zoom of the LH histogram corresponding to $\lambda_{wc} \leq -10^{\circ}$ (boldface) and similar LH histograms where an SNR threshold is imposed at 20, 30, and 40 dB (lightface). The distribution corresponding to SNR ≥ 40 dB peaks at 0.99 \pm 0.01. (c) LH polarization measured for emissions detected when $\lambda_{wc} \leq 40^{\circ}$ and SNR ≥ 20 dB (dashed line), and RH polarization measured for emissions detected when $\lambda_{wc} \leq -40^{\circ}$ and SNR ≥ 20 dB (solid line). (d) Zoom of the LH histogram. A next at 10.0 + 0.01 is chearedpeak at 1.00 ± 0.01 is observed 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 $\lambda_{sc} \leq -10, -20$, or -30° (solid lines), and RH polarization measured for emissions detected when $\lambda_{sc} \geq 10$,

called beaming angle) depends on the local plasma paramaxis is along the local magnetic field; its aperture angle (also (see Appendix) of weakly polarized pixels in the process of SKR extraction

SKR normalized flux density

700

SKR circular polarization degree

SKB normalized flux density

750 760

SKR circular polarization degree

750 0.30

760 0.05 770 780 790 0.25

740

730

800

900

780 770

500 600

corresponding to high to confirm and precise our knowledge of SKR polarization the polarization state of incoming radio waves, allowing us eters but cannot exceed 90° between 100 and 400 [17] Figure 4 displays our measured distribution of Stokes parameter V over the peak part of the SKR spectrum, arements can provide quasi-instantaneous measurements of circular polarization. RPWS/HFR goniopolarimetric meas Cecconi et al., [990] and the analysis of pre-SOI Cassini-RPWS/HFR data 16 Voyager studies [Ortega-Molina and Lecacheux 2006] suggested that SKR has strong peak part of the SKR spectrum, kHz, restricted to time intervals latitude excursions of Cassini, Ξ.

tion and hemisphere of

between V = -0.2 and V = +0.2 results from the elimination emissions from both hemispheres. The grey shaded gap order to remove most of data points containing mixed

5 of 18

(kHz)

DOY 2004

ncy (kHz)

DOY 2004 Asic (deg) 200 300 -3.43 400 500 -14.0 600 1.69 700 800 0.04 900 0.30 1000 11.0 1100 55.7

10

100

10

100

10 bı

700

b₂

700 0.09

710 720 730 -0.00 740

720

DOY 2004

DOY 2004 Asic (deg)

a

a₂

6 of 18

both hemispheres in the same pixel. We show below of Figure 4b shows that the LH histogram for $\lambda_{xc} \leq -10^{\circ}$ (boldface) strongly peaks close to V = +1. This histogram (section 8) that such a superposition is common up to λ_{ss} urements are due to the superposition of emissions from cannot be excluded, most of these low polarization meas-Although some intrinsic SKR circular polarization \leq also contains a large fraction of points with weaker polar-ization, and even a small bump between 0.2 and 0.5. sions observed from λ_{sc} while the left part (dashed lines) corresponds to RH emisto LH emissions observed from $\lambda_{sc} \leq -10, -20, \text{ or } -30^{\circ}$ mode. The right part of the figure (solid lines) corresponds polarization ratio V for emissions whose sense of polariza-[18] Figure 4a shows the distributions of SKR circular IV origin are compatible with R-X +10, +20, and $+30^{\circ}$. The zoom $\lambda_{sc} \leq -10^{\circ}$

LAMY ET AL.: SKR AVERAGE AND STATISTICAL PROPERTIES







the observed equatorward limit of intense events, at \sim 70° from the magnetic field direction in the source. straight lines in Figures 5b and 5d are tangent to the $f_{ce} = 169$ kHz isosurface at its intersections with the curve represents the magnetic field line of invariant latitude 70° (SPV field model [Davis and Smith LH polarization (squares) whereas Figures 5c and 5d deal with RH polarization (triangles). The dashed the median flux corresponding to the 50% detection level at that frequency). Figures 5a and 5b deal with meridian plane. Black and grey symbols refer respectively to intense and weak events (above and below limit of SKR detection. The dotted straight lines also originating from the presumed radio sources mark 70° field line, which is the presumed position of the radio source. They also match well the equatorial 1990]). The isocontour f_{ce} Figure 5. Highly polarized emissions (|V| > 0.8) at 169 kHz along Cassini's trajectory folded in a = 169 kHz is indicated by the thin black curve close to Saturn. The solid

peak at $V = +0.99 \pm 0.01$. SNR (highest V) is better defined. The 40 dB threshold leads to a between 0.2 and 0.5) whereas the right part of the histogram most of low polarization signals (including the bump persists, but the number of measurements rapidly decreases. lightface). As illustrated by the histogram corresponding to LH histograms for $\lambda_{sc} \leq -10^{\circ}$ with several SNR thresholds fo improve the determination of V, Figure 4b also displays -20° . For $\lambda_{sc} \leq -20^{\circ}$ and -30° , the peak at V close to 1 20 dB, this additional selection on SNR removes influences the determination of V, with lower SNR implying lower apparent V (see Appendix and Figure A1). LH as shown by Cecconi and Zarka [2005], the SNR directly side, where SKR is detected with a lower intensity. Also, hemisphere were performed mainly from Saturn's dusk

polarization. However, observations from the northern 0.03, but with a larger fraction of events with low circular [19] RH histograms also reveal a peak at V = $-0.97 \pm$

quently the opposite to those of Figures 4a and 4b, for the ties and thus to most significant values of V. of L-O mode emission. Latitudinal selections are consefrom the morning side, correspond to highest SKR intensiemissions, observed from the southern hemisphere mainly [20] Figures 4c and 4d investigate the possible detection

also applied to minimize pollution by dominant R-X mode: same polarization senses. A more severe limitation on λ_{sc} is

> DOY 2004 λsιc (deg) rsιc (Rs) Frequency (kHz) DOY 2004 λsic (deg) rsic (Rs) Frequency (kHz) 1000 1000 100 10 1113 33.45 12.9 649.5 0.29 18.7 1114 4.0 15.3 1115 29.6 18.5 ഗ 650 0.27 14.5 1116 21.6 1117 55.2 24.1 650.5 9.30 1118 59.0 26.0 651 3.24 1119 58.1 27.3 1120 53.9 27.9 651 5 7 78 1121 47.6 27.9 1122 39.7 27.3 652 13.3 1123 30.4 26.1 1124 19.2 24.2 652.5 0.25 17.7 1125 5.3 21.6 653 0.28 21.3 1126 13.6 19.1 RH -1.0 < Ŧ < F

0.5

0.5

1.0

0.0

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_y. It increases up to $\sim 6-7$ R_y at 80 and 900 kHz. (b) During the northerm 653, containing the observation of a perikrone with closest approach at 3.01 R_s (DOY 651), SKR the right-hand side of the plots. The spectra are shown for time intervals corresponding to an equatorial Figure 6. and a polar disappearance of the radio emission. (a) During the near-equatorial passage on DOY 649lines. The figure also shows the occurrence of n-SMR and n-SKR at low frequencies for high latitudes. lower) frequency ends of the SKR range disappear for $\lambda_{sc} > 55^\circ$, as again emphasized by the dashed thick pass on DOY 1113–1126, with λ_{sc} reaching 59.2° on DOY 1118, the upper (and to a lesser extent the Dynamic spectra of the SKR circular polarization degree, quantified by the grey scale bar on

of LH R-X mode apparently coming of L-O mode from the northern hemisphere, or observation but further evidence of L-O mode detection is discussed in tracing studies are beyond the scope of the present paper plasma environment. Detailed source location and rayhemisphere, e.g., due to refraction in Saturn's complex (see Figure 4d). This peak is consistent with either detection peak is clearly detected for LH emissions at $V = 1.00 \pm 0.01$ possibly swamped in R-X mode emissions. Nevertheless, a Figures 4a and 4b, as expected for the weaker L-O mode (dashed lines). Histogram counts are much lower than for (solid lines) and $\lambda_{sc} \ge 40^{\circ}$ and $\overline{SNR} \ge 20$ dB for LH ones from the northern

goniopolarimetric inversion described in the Appendix [see [21] The above results strongly support by direct polarization measurements the fact that X mode SKR is $\sim 100\%$ compatible with L-O mode are also detected. emissions is confirmed, but highly polarized emissions Cecconi and Zarka, 2005]. The predominance of R-X mode circularly polarized. They justify a posteriori the use of the According

section 8

0.8 to define and select highly polarized events to these results, we will hereafter use a threshold of $|V_{lim}| =$

we use $\lambda_{sc} \leq -40^{\circ}$ and SNR ≥ 20 dB for RH emissions

Beaming and Shadow Zones

'n

equatorial limits of SKR detection. Assuming that the radio tangent to the $f_{ce} = 169$ kHz isosurface also define the (black symbols on Figure 5) are detected at $\leq 70^{\circ}$ from the latitude is 70°, the fact that the most intense SKR events Then, considering sources on a field line whose invariant Lecacheux and Genova, 1983; Galopeau et al., 1995] assumptions [Kaiser et al., 1981; Kaiser and Desch, 1982 is consistent with previous results obtained under various are located along field lines of invariant latitude $\geq 70^{\circ}$. This maximum value of 90°, this suggests that SKR sources beaming angle from the SKR sources may reach the consistent with dominant R-X mode. The solid straight lines observed mainly from the south and RH from the north SKR peak). These plots confirm that LH emission is highly polarized SKR was detected at 169 kHz (close to the Cassini's trajectory folded in a meridian plane, from where [22] In Figure 5 we plotted the spacecraft positions, along

0.0 0.5

1.0

0.5

lλ_{s/c}l ≤ 1°

-19

-18

^ي 1 ≥ 1°

A07201

Ξ

-20

LAMY ET AL.: SKR AVERAGE AND STATISTICAL PROPERTIES

inner kronian magnetosphere (such as Figure 3 of *Galopeau* et al. [1989]), the iso- f_X surface at 100 kHz extends to $\leq 3 R_*$ because of two factors: the position of the source along the zones. The shadow zone extent varies with the frequency beaming of the radio emission generates equatorial shadow On the basis of an average plasma distribution model in the effects that might affect radio wave propagation at Saturn 900 kHz, the shadow zone extent increases to r_{ea} high frequencies as modeled by Galopeau et al. [1989]. angle of the emission cone which may strongly decrease at field line (as shown on Figure 7) and possibly the aperture tion. Figure 7 accordingly sketches how the anisotropic justifies our first order assumption of straight line propagalatitude $\sim 70^{\circ}$, even for a beaming angle reaching 90°. This for emission above ~ 100 kHz from a source at invariant plane. Thus we don't expect significant refraction to occur from the planet, maximum extension being in the equatorial frequencies between 200 and 400 kHz at $r_{eq} \sim 4 R_s$. At 80 and minimal equatorial extension of the shadow zone occurs for (on DOY 651) with a closest approach at 3.01 R_s. crossing of the equatorial shadow zone during a perikrone [24] In the above analysis we have neglected refraction $\sim 6-7 R_s$.. The

Log Normalized Flux density (W m² Hz)

2

Ņ

-20

ेति 0

PH

ESZ

RH+LF

paper dealing with modeling SKR visibility along Cassini's orbit. deserves a 3D analysis that will be carried out in a follow-on during northern and southern high latitude passes: northern to be due to the different observing conditions of SKR in spite of λ_{sc} reaching values as low as -60° . This is likely exceeds $\sim +55^{\circ}$. Figure 6b displays an example of this extent at low frequencies) when the spacecraft latitude thus more complex than for the equatorial shadow zone, and passes with $\lambda_{sc} \ge 55^{\circ}$ occurred for Cassini located at $r_{sc} = [24, 29] R_s$ and $LT_{sc} = [18, 22] h$, while southern ones ($\lambda_{sc} \le$ increase of λ_{sc} . This signature is not observed in the south, agates to intermediate frequencies over a few degrees Extinction starts at both ends of the spectrum, and propemission disappears above 200 kHz and below 30 kHz disappearance of SKR at high frequencies (and to a lesser Interpretation of SKR extinctions at high latitudes appears (dominant RH polarization observed). For $\lambda_{sc} \geq$ -55°) occurred at $r_{sc} = [9, 16] R_s$ and $LT_{sc} = [6, 10]$ Dashed lines emphasize how SKR visibility varies with λ_{sc} signature observed during a high latitude northern flyby [25] Cassini measurements also revealed the systematic 55

-24

10

Frequency (kHz)

100

1000

10

Frequency (kHz)

100

1000

-24

6. Average Spectra and Power

corresponding to $f = f_{ce}$ (dashed lines). Radio emission is

magnetic field intensity, each source being at the intersecrefraction effects. The altitude of the sources is fixed by the frequencies to be above 100 kHz in order to neglect same magnetic field line (solid line). We assume both represent radio sources at two frequencies ($f_1 \ge f_2$) along the

field line and of the isocontour

Figure 7. Sketch of the equatorial shadow zone generated

LH: Left-handed circularly polarized SKR RH: Right-handed circularly polarized SK ESZ: Equatorial Shadow Zone

도

Right-handed circularly polarized SKR

an anisotropic (hollow cone) radio beaming. Stars

tion of the magnetic

function of frequency. LH and RH components are plotted sizes the upper frequency part of the spectrum. [26] Figure 8 displays SKR flux density levels observed 50% (median), 10% and 1% (peak) of the time, as a the spectrum, while Figure 8b, with a linear scale, emphafrequency scale, emphasize the lower frequency part of separately. Figures 8a, 8c, and 8d, with a logarithmic

frequency.

locations and on the beaming angle as a function of zone whose shape and extent depend on the detailed source emission remains excluded from a near-equatorial shadow results is the filling of the shaded regions, but radio 3D distribution of radio sources over a range of longitudes beamed along a hollow cone (black arrows). The possible

magnetic field direction suggests that the typical SKR beaming angle is \leq 70°. This statistical 2D view must be refined by 3D case studies, but a straightforward consequence is the existence of an equatorial shadow zone ment remarkably similar to Voyager ones [*Kaiser et al.*, 1980]. SKR extends from ~10 to 1300 kHz and peaks between 100 and 400 kHz at about 7 × 10⁻¹⁹ Wm⁻¹ Hz^{-1} for the 1% occurrence level. Figure 8b shows a linear decrease of the intensity above the SKR peak. Low frequency enhancetions, with $|\lambda_{sc}| \leq 1^{\circ}$. RH spectra of Figure 8a are [27] Figures 8a and 8b focus on near-equatorial observaobserved below 10 kHz is due to local emissions



Log Normalized Flux density (W m² Hz¹)

occurrence levels) are a very good proxy for average SKR spectra. Figures 8a and 8b focus on near-equatorial observations ($|\lambda_{ec}| \le 1^\circ$), Figure 8c on intermediate latitude observations ($-30^\circ \le \lambda_{vc} < -1^\circ$) Figure 8. Occurrence levels of LH (squares) and RH (triangles) SKR as a function of frequency over our 2.75 years data set. The flux density levels, normalized to 1 AU, reached 50%, 10%, and 1% of the in Figure 8b. time are represented respectively as large, medium and small symbols. The median spectra (50% LH and $30^{\circ} < \lambda_{sc} \le 60^{\circ}$ for RH). The frequency scale is logarithmic in Figures 8a, 8c, and 8d, and linear for LH and $1^{\circ} < \lambda_{yc} \le 30^{\circ}$ for RH), and Figure 8d on high latitude observations $(-60^{\circ} \le \lambda_{yc} < -30^{\circ}$ for

north or the presence of a magnetic anomaly more intense in the and extend to slightly higher frequencies (50 to 100 kHz) except that RH spectra are more intense above 200 kHz high latitudes. LH and RH spectra are remarkably similar, or n-SKR since these emissions are mostly observed from and 1100 kHz. The low frequency component is not n-SMR weaker secondary components are observed around 20 kHz kronian magnetic field toward the northern direction and/ Figure 3b, is consistent with the 0.04 Rs offset of the than LH ones. The latter feature, already mentioned about observed near perikrones. On both sides of the main peak [28] Figure 8c displays spectra similar to those of [Galopeau et al., 1992]

 $\lambda_{sc} < -1^{\circ}$ for LH emissions and $1^{\circ} < \lambda_{sc} \le 30^{\circ}$ for RH ones (we thus mainly restrict to the dominant polarization in each Figure 8a, but for intermediate latitude observations: $-30^{\circ} \leq$

conditions of SKR in both hemispheres to ~ 3.5 kHz (the LF limit of the instrument). The faint high 80 kHz. The LF part of the SKR spectrum now extends down difference is again likely to be due to the different observing magnitude more intense in LH polarization than in RH. This 50% occurrence level, which can be up to one order of behavior of both polarizations remains similar except for the lower frequencies (between 800 and 1100 kHz). The spectral frequency secondary component is still observed but shifted to spectra of Figure 8a is the stronger intensity level below hemisphere; see sections 3 and 4). The main difference with [29] Finally, Figure 8d focuses on high latitude observa-

upper frequency part is slightly less intense. The faint high frequency part of the spectra is again increased while the 60° for RH ones. Compared to Figure 8c, the lower tions: $-60^{\circ} \leq \lambda_{sc} < -30^{\circ}$ for LH emissions and $30^{\circ} < \lambda_{sc} \leq$

equatorial extension at 169 kHz: $r_{eq} \sim 4 R_s$

elated to the spacecraft location. Figure 6a shows the

[23] Figure 6 illustrates disappearances of the emission

where emission is not detected. We measure here

its

(qualitatively proposed by Lecacheux and Genova [1983])



powers are superimposed, at the full time resolution of 3 min. This interval corresponds to near-equatorial orbits ($|\lambda_{cc}| < 1^\circ$) when observing conditions of LH and RH polarizations were similar. Figure 9c shows a zoom around DOY 699 where LH (solid) and RH (dashed) Figure 9. Total power radiated by each polarized component between 100 and 400 kHz (expressed in W_{sr}^{-1}). Figures 9a and 9b display LH and RH powers smoothed over 1 day between DOY 620 and 930. Emitted Power (W.sr-1)

■(c)

RH

698.6

3

<u>(</u>)

ī

650 RH Emitted Power (W.sr.)

⊨(a) - LH

RPWS/HFR range.

11 of 18

12 of 18

A07201

Occurrence

Probability

RH

 2.7×10^{7} 1.5×10^{7} 50%

A07201



Figure 11. Dynamic spectra of flux density, normalized to one AU distance of observer, reached by 50% of the highly circularly polarized (|V| > 0.8) SKR events. (a) SKR intensity versus LT_{ac} and frequency, computed from near-equatorial observations ($|\lambda_{ac}| \leq 1^{\circ}$). Ranges of LT explored by the Voyager spacecraft are indicated by black double arrows. (b, c) SKR intensity versus λ_{ac} and frequency, computed from all available data over 2.75 years. Figure 11c is identical to Figure 11b, with the addition of contours emphasizing the various components identified on the dynamic spectrum. R-X dominant SKR corresponds to the white contour, n-SKR and n-SKR to the dashed grey contours. The black contour indicates an LF component detected between -25° and 0° of latitude, whose characteristics are compatible with L-O mode emission, and which has a visibility different from R-X mode.

 λ_{sc} (deg)

[22] Figure 9c investigates in more detail the temporal power conjugacy of LH and RH power series at a shorter timescale tion of (3 min) over a representative interval of \sim 30 h. During this lower interval, 3 broad maxima of SKR power are detected, variatic corresponding to a modulation at or close to the planetary clude rotation period [*Zarka et al.*, 2007]. Computing the crosstimescale correlation coefficient increases from C \leq 0.1 with data over consecutive intervals of duration δt , we found jugacy that the correlation coefficient increases from C \leq 0.1 with [33] $\delta t = 3$ min, to C \geq 0.5 with $\delta t = 30$ min, and C \sim 0.7–0.8 on Fig with $\delta t \geq$ 1 h. A similar result has been obtained previously vary by *Zarka* [1988]. However, as Cassini detects both compotrent simultaneously from low latitudes, the power of LH in Fig and RH components compete for detection so that resulting and 8

power series are necessarily more noisy when time resolution decreases. Thus the lower correlation coefficient for lower δt does not necessarily imply that LH and RH variations are less correlated at short timescales. We conclude that LH and RH powers are strongly conjugated at timescales \geq 30 min, and possibly also at shorter timescales. We did not measure any significant variation of this conjugacy as a function of LT_{xe}. [31] LH power is also found, over the interval displayed

ith [33] LH power is also found, over the interval displayed (38) on Figures 9a and 9b, to be larger than RH one by a factor by varying between one and three. This is consistent with the rend observed in previous sections: dominant polarization the figure 3b, 50% occurrence level spectrum in Figures 8a ng and 8b, and average power at 50% occurrence level in

> Table 1. Although corresponding to near-equatorial observations, all show dominant LH polarization between 100 and 400 kHz. This difference in favor of LH emissions may be related to a seasonal effect. During the 2.75 years studied, the subsolar latitude is about -18°. Saturn's southern hemisphere is thus more exposed to the Sun and the solar wind than the northern one. This might affect in a different way (still to be determined) the spectrum of the auroral radio emission originating from each hemisphere, as

8. Spectral Dependence on λ_{sc} and LT_{sc} , SKR Visibility and O-Mode Emission

it was observed for the AKR at Earth [Green et al., 2004]

8.1. Spectral Dependence on λ_{sc} and LT_{sc}

[4] Figure 10 shows the 50% occurrence spectra of LH (solid) and RH (dashed) SKR, within intervals of 4 h of LT_{xx} by 10° of λ_{xx} RH spectra for a given interval of λ_{xx} are superimposed to LH spectra for the same interval of $-\lambda_{xx}$. global variations of SKR as a function of LT_{sc} or LH (LT_{sc} , $-\lambda_{sc}$) and RH (LT_{sc} , λ_{sc}) spectra in order to study source location and beaming. Thus we can add together consistent LH and RH spectral variations with respect to (LT_{sc}, λ_{sc}) bin, RH (LT_{sc}, λ_{sc}) and LH $(LT_{sc}, -\lambda_{sc})$ average spectra are nearly identical. This confirms that SKR sources important variations with λ_{sc} , with maximum SKR intensity Saturn's dawn side. The weakest emission levels are obdata and are thus not shown. Intensities are larger on LT_{sc} and λ_{sc} are not noise fluctuations but directly relate to behave similarly in both hemispheres, and suggests that the We find and frequency extent being observed between 20° and 40° served between 16 h and 20 h LTsc. Figure 10 also reveals Intervals corresponding to λ_{sc} that whenever there are enough $\leq -20^{\circ}$ contain almost no data in any Asc

8.2. SKR Visibility

shows that SKR is still preferentially observed from the morning side, with maximum intensity and bandwidth between 02 h and 08 h LT_{xc} . The above observational bias corresponding to Figure 11a. of dawn and dusk sides and a perikrone at LT_{sc} probably in the equatorial shadow zone (see section 5) the dusk side occurred at distances below $\sim 5 R_s$, thus in Figure 11a. This correspondence suggests that an obserwhere Cassini was at apokrone. on Saturn's morning side, observed when the spacecraft is located between 02 h and order to avoid variations of visibility depending on λ_{sc} , we side are required to derive an unbiased is therefore at most partial. More observations from the dusk 2006 (DOY 912 to 936), with a quasi-symmetrical coverage However, the study of an equatorial orbit at the end of year vational bias may be present since most of the perikrones on perikrones similarly matches that of minimum SKR activity 11 h LT_{sc}. Intense events with a broad spectrum are preferentially displays the median SKR intensity versus LT_{sc} and frequency LT_{sc} , for which Cassini provided a full coverage. Figure 11a can analyze separately the SKR visibility as a function of [35] Restricting to near-equatorial orbits ($|\lambda_{sc}| < 1^{\circ}$) in This range is consistent with radio sources located but also with the LT The range of Cassini distribution \sim 12 h domain

[36] Latitudinal exploration by Cassini is more homogeneous. Taking advantage of the conjugacy revealed by

> Figure 10 between RH (LT_{sc} , λ_{sc}) and LH (LT_{sc} , $-\lambda_{sc}$) spectra, we add them together to study on Figures 11b and 11e how SKR intensity and bandwidth vary with λ_{sc} . Most of the SKR is observed between -20° and at least 60° (white contour in Figure 11c). This dominant emission has a polarization consistent with the R-X mode. Bandwidth is maximum for λ_{sc} between 25° and 50°.

8.3. O-Mode Emission

polarization consistent with L-O mode show up more clearly in the band between 20 and 100 kHz at latitudes between -25° and 0° (black contour), clearly distinct from sions is thus in terms of L-O mode emission. polarization, intensity, and frequency range of these emis hemisphere unlikely. The best interpretation for the origin their interpretation as refracted R-X mode from the opposite where Cassini is located at the time of detection. This makes indicates that they preferentially come from the hemisphere addition, goniopolarimetric analysis of these emissions below the LF limit of dominant R-X mode emissions. emissions are detected at each value of $|\lambda_{sc}|$ at frequencies order of magnitude lower than R-X mode emissions. These sphere), but of opposite sign, and an intensity at least one dominant R-X mode emissions (i.e., from the same hemiemissions have a circular polarization degree as high as the region of detection of n-SMR and n-SKR. These weak opposite polarization. However, other weak emissions with mode, but they are generally swamped in R-X mode of latitude below -40° have a polarization consistent with L-O section 3. Faint emissions between ~ 100 and 400 kHz at a identified as n-SMR and n-SKR (dashed [37] The low frequency emissions below -20° have been grey contours) in Б

9. Conclusions

[38] Extensive data collected by the Cassini-RPWS/HFR instrument over 2.75 years starting at Cassini's Satum orbit insertion allowed us to derive average and statistical properties of SKR.

[59] The broadband SKR is not the only emission observed by RPWS-HFR. We discussed the distinct narrowband electromagnetic component in the range ~10-40 kHz, that we called here n-SKR. Both the n-SKR and the n-SMR (below 20 kHz) are preferentially observed from high latitudes. They are modulated at or close to the SKR rotational periodicity. Both of them are circularly polarized but the circular polarization of n-SKR is higher whereas its intensity is weaker than that of the n-SMR.

[40] We confirmed Voyager results about the SKR spectrum, extending from a few kHz to 1200 kHz (with a peak between 100 and 400 kHz), with R-X mode emission being largely dominant. We obtained the first direct evidence that the circular polarization degree of SKR reaches 100%. In addition we showed that Casimi probably detected weaker L-O mode emissions. Goniopolarimetric analyzes confirmed that X-mode SKR detected with RH (resp. LH) polarization comes from the northern (resp. southern) hemisphere. RH emission extends to higher frequencies than LH one, which is consistent with Saturn's northward magnetic field offset and/or magnetic anomaly.

e- [41] Focusing on highly polarized events, we found that y SKR sources are likely to be confined to latitudes \geq 70°.

including light time travel correction) and whose spectral scale corresponds to that of the mode considered. S_C and time ramp has a resolution equal to 180 s (at Saturn, mode, data are first integrated in initial regular arrays whose

data are first processed mode per mode. For each operating

[53] As RPWS/HFR operates in a large variety of modes

A4. Initial Integration

shows that the observed values of VG oscillate between ~ -1 and ~ 1 . Cecconi and Zarka [2005] showed that the accuracy

sponds to $V_G > 0$ and RH polarization to $V_G < 0$. Figure A1 two polarized components of SKR: LH polarization corre-

[48] The sign of V_G allows us to discriminate between the

that highest SNR correspond to highest V_G . direction and the antennas plane. Figure A2 thus illustrates SNR and the geometric configuration between the wave on V_G (or V_P) measurements mainly depends on both the 49

[50] Cecconi and Zarka [2005] also estimated the typical uncertainty on V_G about 0.1, leading to occasionally observed values of $|V_G|$ larger than 1 (see Figures A1 and A2)

Data Appendix A: [45] The Cassini-RPWS/HFR instrument onboard Cassini Processing of Cassini-RPWS/HFR

straints on SKR sources localization and parameters of the

(three-antenna measurements can each be processed as two [46] RPWS/HFR is able to perform two or three antenna (monopoles). We consequently produced four or seven autodevel-Ħ.

performed radio observations in many operating modes, with different integration times, frequency resolution and scale, and using two (one dipole + one monopole) or three (in dB) and time series of radiated powers (in W-sr dynamic spectra of calibrated fluxes (in W·m⁻²·Hz⁻¹ thus containing mainly SKR. normalized to 1 AU, circular polarization degrees, SNR data processing pipeline described here is to create a clean dynamic spectra produced by the instrument. The aim of the static emissions as well as RFI are detected altogether in the A1. Selection of Antenna Measurement Type database of circularly polarized electromagnetic emissions, (monopoles) electric antennas. Electromagnetic and electro-This database consists of

4 wave parameters can be retrieved from two-antenna the physical parameters of the received electromagnetic antenna mode antenna mode (dipole X and monopole Z) and 7.4% in threethis paper, 92.6% of the data have been recorded in twomeasurements. During the 2.75 years interval studied with three-antenna measurements, whereas no more than colatitude ϕ). It is possible to retrieve the 6 wave parameters waves: the four Stokes parameters (S, Q, U and V [Kraus] oped direct analytical inversions to be applied to radio data and cross-correlations. Cecconi and Zarka [2005] measurements providing respectively long-term data series from two-antenna measurements only 1966]) and the wave direction of arrival (azimuth θ and recorded by the HFR experiment. These inversions provide

1014.5 -10.4 1015.0 -21.8 1015.5 -40.8 1016.0 -23.6 1016.5 27.5 017.0 42.5 무

DOY 2004

 V_{G} 0.0 0.5

λ_{s/c} (deg)

Figure A1. Normalized degree of circular polarization V_G provided by Goniometric inversion between DOY 1014 and 1017. Only data points with an SNR higher than 25 dB are plotted. Dashed lines indicate the ranges selected to recognize SKR (-1.1 < $V_G < -0.2$ for RH and 0.2 < $V_G < 1.1$ for LH emission) while rejecting most of the spurious points. The sign of dominant values of V_G changes along with λ_{xc}



each antenna (dipole X and monopole Z). Only data points corresponding to frequencies above 100 kHz are considered to avoid low-frequency n-SKR emissions. A selection is also applied on the geometric Both images show that highest SNR match highest V_G . configuration between sources and the antennas plane ($\beta \ge 20^{\circ}$ following *Cecconi and Zarka* [2005]). 1100 (predominant RH SKR, i.e., V_G close to -1) as a function of SNR of autocorrelation measured on

to select SKR: $0.2 < |V_G| < 1.1$. Consequently, we define the following range of polarization

the pollution by these RFI, we apply an additional selection many power converters onboard Cassini. To further reduce selection. how RFI bands disappear thanks to a joint $(V_G,$ the data and a better selection of SKR. Figure A3 illustrates this double selection results in a more efficient cleaning of As RFI affect differently each computation of VG and VP using V_P with the same ranges as the ones defined for V_G . of 100 kHz which corresponds to the operating frequency of frequency bands remain polluted in particular by harmonics and solar emissions as well as part of the RFI, but some [51] The selection using V_G removes most of electrostatic V_P

coordinates of Saturn's center (θ , ϕ) as fixed source coordinates, the "Polarimetric" inversion of *Cecconi and Zarka*

(hereafter noted P) provides the intensity SP, the

be located along the direction of Saturn's center. Taking the than the goniopolarimetric accuracy of 1° to 2°. The radio

in Saturn's environment can then be considered to

sources

Saturn as seen from Cassini was $\leq 0.75^{\circ}$

, which is smaller

measurement inversions provide the four remaining ones. assumption on 2 of the 6 wave parameters, the two-antenna

[47] Beyond $r_{sc} \sim 150 R_s$ (before SOI), the angular size of

[2005]

A3. Creation of Long-Term Series

 $\delta f = 50 \text{ kHz}$). frequency ramp defined by 24 logarithmically spaced channels between 3.5 and 300 kHz (with $\Delta f/f = 20\%$) and 24 linearly spaced channels between 350 and 1500 kHz (with resolution equal to 180 s. We also chose a relatively coarse 2004]. Following Zarka et al. [2004], we chose here a time frequency range, which is about 90 s [cf. Gurnett et al. depends on the maximal sweeping time of the whole HFR fixed time resolution and spectral scale. The time resolution arrays of frequencies and times. These final arrays require separately to produce long-term series organized in regular [52] Data tagged as LH or RH SKR are then processed

of circular polarization \mathbf{V}_G and the direction of arrival of the

noted G) extracts the intensity S_G , the normalized degree

polarization,

the

"Goniometric"

inversion (hereafter

polarization degrees are close to 0. Assuming no linear

[2005] also showed from pre-SOI data that the SKR linear direction of Saturn's center. However, Cecconi and Zarka the start of the Cassini tour of Saturn in July 2004, we cannot anymore assume that the radiosources lie in the normalized degree of circular polarization V_P and the

normalized degrees of linear polarization Up and Qp. Since

near SOI, the Goniometric inversion is the most relevant. waves (θ_G , ϕ_G). For the interval studied in this paper, starting

A2.

Selection of SKR

to explain the detailed observations and bring tight conquent modeling study (based on the CMI theory), intending

consecutive two-antenna measurements).

With adequate

with the observer's position will be the input of a subse-

LAMY ET AL.: SKR AVERAGE AND STATISTICAL PROPERTIES



are reinterpolated (in frequency) after RFI suppression. (horizontal lines at multiples of 100 kHz) and local electrostatic emissions (e.g., about 15 h). The spectra displays the data selected by the condition $0.2 < |V_G| < 1.1$, while Figure 14b displays the data selected by the conditions $0.2 < |V_G| < 1.1$ and $0.2 < |V_P| < 1.1$. The latter choice is more efficient at removing RFI Figure A3. Dynamic spectra of the flux density S_G expressed here in V^2 Hz⁻¹ for DOY 746. Figure 14a

 $\begin{array}{l} V_G \mbox{ corresponding to measurements for which } -0.2 < |V_G| < 0.2 \mbox{ or } -0.2 < |V_P| < 0.2 \mbox{ are set to } 0. \\ \mbox{ [54] Fluxes } S_G \mbox{ in } V^2 \mbox{ Hz}^{-1} \mbox{ are transposed into fluxes } S_W \mbox{ in } W \mbox{ m}^{-2} \mbox{ Hz}^{-1} \mbox{ following } [Zarka \mbox{ et al.}, 2004]; \end{array}$

 $V_i(*) = -$

 $\sum_{m,n} V_{Gm,n}(*) S_{Wm,n}(*) \delta t_m(*) \delta f_n(*)$ $\Sigma_{m,n}S_{Wm,n}(*)\delta t_m(*)\delta f_n(*)$

(A4)

 $S_W =$

$$\frac{S_G}{Z_0 \left(\frac{LC_n}{C_n + C_n}\right)^2} \tag{A1} \qquad SNR(*) = \frac{\sum_{m,n} SNR_{X,Z,m,n}(*) S_{Bm,n}(*) \delta \ell_m(*) \delta \ell_m(*)}{\sum_{m,n} S_{Bm,n}(*) \delta \ell_m(*) \delta \ell_m(*) \delta \ell_m(*)}$$

Power P_i differs from flux S_i

by

an integration

the

(A5)

only over on

where Z_0 is the impedance of free space \sim 377 Ω , *L* the effective length of the RPWS monopole $\mathbf{h}_{z} \sim 1.68$ m, C_a and C_b the antenna and base capacitances with $C_a'(C_a + C_b) \sim 0.4$.

selected emission (*). Equations (A4) and (A5) are weighted by flux densities to take into account that the spectral bandwidth and a temporal averaging only c selected emission (*). Equations (A4) and (A5)

reduced by that of adjacent low intensity events. polarization of intense events should not be artificially

two-antenna measurement. We consequently take into account two SNR values for each each antenna (dipole X and monopole Z) expressed in dB. 55 SNR_{X,Z} refer to SNR of autocorrelation measured on

A5.

RFI Elimination

 $(S_{Wm,n}, V_{Gm,n}, SNR_{X,Z,m,n})$ data se polarization selection (LH or RH): corresponds to m time steps and n frequencies of original bandwidth of original measurements. If each array element are filled following an averaging scheme that takes into account weighting by the integration time and frequency [56] Then S_i , P_i , V_i and $SNR_{X,Z,i}$ (hereafter SNR_i) arrays data sets, and (*) refers to the



(A2)

pixels

maximizes

spectral continuity

without

adding significant

artificial signal.

the typical frequency width of interference lines removed by the selection step is about 2-3 pixels, we fill-in missing

the spectrum, only when the number of consecutive null frequencies by linear interpolation over non-null values

of

as

is lower than 4. We checked that this interpolation

spectrum, we remove isolated pixels to exclude frequencies (V_i and SNR_i arrays retain the initial information). For each possibly polluted by residual RFI with $|V_i| \ge 0.2$. Then,

[57] The cleaning step is applied only on S_i and P_i arrays

 $\Sigma_m \delta t_m(*)$

(A3) A6. Final Integration

of the initial arrays after RFI elimination and spectral [8] Final S_f, P_f, V_f and SNR_f arrays are filled by values

17 of 18

A07201

interval studied. with the value 0. Data gaps represent 7.6% of the 2.75 years and P_f arrays, whereas the V_f and SNR_f arrays are filled interpolation is applied on S_f and P_f arrays. Data gaps are identified by affecting the default unphysical value -1 to S_f the frequency ramp of the current mode, an additional interpolation, using again equations (A2), (A3), (A4), and (A5). If the final spectral scale is of higher resolution than

Α7. **Received Flux**

tion from the distance from Cassini to Saturn: normalized to 1 AU are obtained after inverse-square correc-[65] Dynamic spectra of calibrated fluxes (in W·m⁻²·Hz⁻¹)

Gurnett, D. A., W. S. Kurth, and F. L. Scarf (1981), Narrowhand electro-magnetic radiation from Saturn's magnetosphere. *Nature*, 292, 733–737. Gurnett, D. A., et al. (2004), The Cassini radio and plasma wave science investigation. *Space Sci. Res.*, 114(1–4), 395–463. Hilgers, A. (1992), The auroral radiating plasma cavities. *Geophys. Res.*

Lett., 19, 237-240. Kaiser, M. L., and M. D. Desch (1982), Saturnian kilometric radiation

"Évidence of Satum's magnetic field anomaly from Satumian kilometric radiation high-frequency limit", *J. Geophys. Res.*, 97, 12,291–12,297. Galopeau, P. H. M., P. Zarka, and D. Le Qvient (1995), Source location of Satum's kilometric radiation: The Kelvin-Helmholtz instability hypoth-

Saturn's kilometric radiation spectrum, J. Geophys. Res., 94, 8739–8755 Galopeau, P., P. Zarka, and A. Ortega-Molina (1992), Reply to comment or Galopeau, P., P. Zarka, and D. Le Queau (1989), Theoretical model o Saturn's kilometric radiation spectrum, J. Geophys. Res., 94, 8739–8755

$$S = S_c \times r^2$$

(A6)

Units. where rau is the Cassini-Satum distance in Astronomical Source location, J. Geophys. Ref., 87, 4555–4559.
 Source location, J. Geophys. Ref., W. Warwick, and J. B. Penree (1980), Voyaget detection of nonthermal radio emission from Saturn, Science, 90, 1238–1240.
 Voyaget detection of nonthermal radio emission from Saturn, Science, 90, 1238–1240.
 Kaiser, M. L., M. D. Desch, and A. Lecacheux (1981), Saturnian kilometric radiation: Statistical properties and beam geometry, Nature, 292, 731.
 Kaiser, M. L., M. D. Desch, W. S. Kurth, A. Lecacheux F. Ganova, B. M. Pedersen, and D. R. Evans (1984), Saturn as a radio source, in Saturn, Pedersen, and D. R. Evans (1984), Saturn as a radio source, in Saturn, Pedersen, Series, edited by T. Gehreis and M. S. Matthews, pp. 378– 415, Univ. Arizon Press, Tueson, Ariz.
 Yonk.
 Yonk.

A8. **Radiated Power**

emitted by the radio sources over a given frequency range $[f_{min}, f_{max}]$ can be written as: [60] The average total radiated power P_W (expressed in W)

$$P_W = \Omega \times r^2 / S_W(f) df$$

(A7

Lecacheux, A., and F. Genova (1983), Source localization of Saturn kilo metric radio emission, J. Geophys. Res., 88, 8993–8998.

The maser synchrotron

study, Planet.

Space

rather compute $P = P_W / \Omega$ expressed in W-sr corresponding solid angle of the emission unknown, we beam. As the radio beaming to Saturn where S_W is the flux density in W·m⁻²·Hz⁻¹, r the distance in m, Ω the solid angle of the overall emission as the radio beaming is anisotropic and the instability in an inhomogeneous medium application to the generation of the auroral kilometric radiation, *Ann. Geophys.*, 3, 273–291. Louarn, P., and D. Le Quéau (1996a), Generation of the auroral kilometric metric radio emission, J. Geophys. Res., 88, 89 Le Quéau, D., R. Pellat, and A. Roux (1985), radiation in plasma cavities. Part I: Experimental Sci., 44, 199–210.

width $[f_{\min}, f_{\max}]$ and by correcting from distance following: obtained from final Pf arrays by integrating over a band-[61] Thus time series of radiated power P are directly Louam, P., and D. Le Quéau (1996b). Generation of the auroral kilometric radiation in plasma cavities. Part II: The cyclotron maser instability in y small size sources. *Planet Space* 56::4, 42, 11–224.
 Louam, P., et al. (2007). Observation of similar radio signatures at Saturn 1- and laptice: implications for the magnetospheric dynamics. *Geophys. Res. Lett.*, 34, 20,113. L20113. doi:10.1029/2007GL030368.
 Mutel, R. L., W. M. Peterson, T. R. Jaeger, and J. D. Studder (2007).
 Dependence of cyclotron maser instability growth rates on electron v-locity distributions and perturbation by solitary waves, *J. Geophys. Res.*, 173, AN7971. doi:10.1007071A071430

$$P = \int P_f \times r^2 df$$

(A8)

where r is the distance to Saturn in m. [a2] A typical example showing the effect of this pro-cessing on Cassini-RPWS/HFR radio data is displayed on Figure 2

Voyager-PRA experiment at low frequencies, *Astron.* 558-568.

[63] Acknowledgments. We thank the Cassini Radio Plasma and Wave Science (RFWS) engineers at the University of Iowa and the Laboratorie d'Endues Spatiales et d'Instrumentation en Astrophysicus (LESIA) and N. Letourneur for processing the data. The french co-authors acknowledge support from the Centre National d'Endes Spatiales.
[64] Wolfgang Baumjohann thanks the reviewers for their assistance in evaluating this paper. Treamann, R. A. (2000), Planetary radio emission mechanisms: A tutorial, in *Radio Astronomy at Long Wavelengths*, edited by R. G. Stone et al., 13 pp., AGU, Washington, D. C.
 Warwick, J. W., et al. (1981). Planetary radio astronomy observations from Voyaget 1 area Status. *Science*, 212, 239–243.
 Warwick, J. W. (1982). Planetary radio astronomy observations from Voyaget 2 near Status. *Science*, 212, 532–543.
 Warwick, J. W. (1983). Planetary radio astronomy observations from Voyaget 2 near Status. *Science*, 212, 582–587.
 Wu, C. S., and L. C. Lee (1979). A theory of the terrestrial kilometric radiation. *Astrophys. J.*, 230, 621–626.
 Tarka, P. (1983). Reaming of Planetary radio emissions in *Planetary Radio Emissions II*, edited by H. O. Rucker, S. J. Bauer, and B. M. Pedersen, pp. 377–342, Austrian Acad. Sci. Press. Vienna.
 Zarka, P. (1982). Antronal and emissions atthe outer planets: Observations and theories, *J. Geophys. Res.*, 101, 20159–20194.
 Zarka, P., L. Geophys. Res., 101, 20149. Jupiter's law-frequency radio spectrum from Cassin/Radio and Plasma. Wave Science (RPWS) absolute flux density measurements, *J. Geophys. Res.*, 109, A09815, 3.
 Zarka, P., L. Lamy, B. Cecconi, R. Prangé, and H. O. Rucker (2007). Modulation of Saturn's nadio clock by solar wind speed, *Nature*, 450, pp. 26–267.

References

- Bevington, B. V., and D. K. Robinson (1992), Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences. pp. 198–200, McGraw-Hill, New York. Ceccori, B., and P. Zarka (2005), Direction finding and antenna calibrator through analytical inversion of radio measurements performed using a system of 2 or 3 electric dipole antennas, Radio Sci., 40, RS3003, doi:10.1029/2004RS003070.
- Cecconi, B. P. Zarka, and W. S. Kurth (2006), SKR polarization and source localization with the Cassim/RPWS/HFR instrument: First results, in *Planetary Redio Ensistons*, vol. VI, edited by H. O. Rucker, W. S. Kurth and G. Mann, pp. 37–49, Austrian Acad. Sci., Graz, Austria Davis, L., Jr., and E. J. Smith (1990), A model of Saturn's magnetic field based on all available data, *J. Geophys. Res.*, 95, 15:227–15:261. Galopeau, P. H. M., and A. Leacheux (2000), Variations of Saturn's radio rotation period measured at kilometer wavelengths, *J. Geophys. Res.*, 105, 13:089–13:102.

B. Cecconi, L. Lamy, R. Prangé, and P. Zarka, LESIA, Observatoire de Paris, CNRS, UPMC, Université Paris Diderot, 5 Place Jules Janssen, 92190 Meudon, France. (laurent.lamy@obspm.fr) D. A. Gurnett and W. S. Kurkh, Department of Physics and Astronomy, University of Iowa, Iowa City, IA 52242, USA.

G.2 Modulation of Saturn's radio clock by solar wind speed

Article paru dans la revue Nature en novembre 2007.

Vol 450 8 November 2007 doi:10.1038/nature06237

nature

LETTERS

NATURE Vol 450 8 November 2007

magnetosphere, so that SKR peaks may sometimes be 'missing'). trigger, efficient only when energy has previously been stored in the

excluded, which could be another reason for not finding a one-totions in the solar wind speed. An additional internal cause¹⁹ is not assumptions of the model18 proposed to explain these variations in parameters such as density, dynamic pressure (Fig. 3b) or magnetic one correlation between P_{SKR} and the solar wind speed. terms of SKR source displacement in local time caused by fluctuafield, its speed must have a special function. This result validates the find any significant correlation between P_{SKR} and other solar wind speed indicates an external origin for $P_{\rm SKR}$ variations. As we did not fluctuations in Saturn's radio period and variations in the solar wind The correlation found above between short-term (<1 month)

craft latitude variations, and their product; in the interval between strong P_{SKR} peaks precisely match peaks in solar wind speed, spaceat 0 h UT), where both distance and latitude are regularly modulated (DOY) 2004 = 415–670 (DOY = 1.0 corresponds to 2004 January 1 them matching—main peaks in P_{SKR}. Study of subintervals from 21.5, 24.0 and 26.5 days, all in the same range as-and some of

our data set confirms these results: within the interval day of the year

latitude. The spectrum of this quantity shows main peaks at ${\sim}20.0$

versus time) of the solar wind speed multiplied by the spacecraft

ship between the solar wind speed and P_{SKR} : the slow overall decrease solar wind. In the long term, there does indeed seem to be a relationlong-term variations could therefore also be driven by changes in the are therefore merely an average of the short-term ones (Fig. 1). The long-term fluctuations already noted by previous authors¹⁷, which When averaging $P_{\rm SKR}$ fluctations over > 1 month, one obtains the

orbital parameters on SKR visibility. We found a linear correlation²²

viewing geometry remained fixed with no expected influence of tion (left of the dotted vertical line in Fig. 2a), over which the SKR analysed separately the interval before Cassini's Saturn orbit inser-

For better quantification of the influence of the solar wind, we

seem to contribute to observed variations in the SKR period. solar wind speed and orbit-dependent viewing geometry therefore peak of both $P_{\rm SKR}$ and the solar wind speed is at about 22 days. Both DOY 280 and 620, after Cassini's Saturn orbit insertion, the main



arbitrary. Previous authors¹⁷ noted that the fact that the SKR peak wanders with variable slope over the time interval means that a fixed period does not horizontal line. The origin of phases—and thus the absolute phase—is in flat grey (major ones are before DOY -137 and at about DOY 191 \pm 4 and 377 \pm 5). Each rotation is plotted twice for clarity, separated by the white 10 h 48 min. Time is in day of the year (DOY) 2004. Data gaps are displayed with a power scale in grey levels, using an assumed fixed period of power during consecutive rotations are plotted as consecutive vertical lines studied, in a format similar to that of Fig. 1 in ref. 17. Variations in SKR Supplementary Figs 1 and 2) is displayed here over the 3.25-year interval Figure 1 | Evidence of short-term variations in P_{SKR} and their relation to ong-term variations. The SKR power-time series (200 DOY 2004 400 600 (derived as explained in 800 1,000

eriod (days)

of these fluctuations is large (~2% peak to peak), and their long-term averaging results in the slow, smaller-amplitude (<1% peak to peak over the studied interval) variation of $P_{\rm SKR}$ noted by previous authors. the long-term drift is small and fewer data gaps are present. The amplitude on a timescale of 20–30 days. Those are especially clear after DOY 400, where Supplementary Fig. 1a) reveals quasi-periodic oscillations of the SKR period organize the SKR modulation well. We see here the same long-term behaviour. In addition, the quality of our data processing (see the legend to

the quantity (latitude \times solar wind speed) which provides a simple w simulating beating between latitudes (and thus visibility of the radio c, Fourier power spectrum of the fluctuations of all the above quantities, plus insertion. **b**, Cassini orbital parameters: distance to Saturn (dashed; left scale; $1 R_S = 1$ Saturn radius = 60,300 km) and latitude (dotted; right scale) $10\,{\rm AU},$ plus a delay compensating for the longitude difference between Earth and Saturn. The dotted vertical line indicates Cassini's Saturn orbit Figure 2 \mid Short-term' variations in P_{SKR} compared with solar wind speed at Saturn and with variations in orbital parameters of Cassini. The ${\rm same}$ emission) and variations in the solar wind (SW) speed. days. Solar wind projection includes ballistic radial projection from ~ 1 to and projected to Saturn, shows similar fluctuations on a timescale of 20-30 and WIND spacecraft near the Earth's orbit (http://omniweb.gsfc.nasa.gov/) scale) obtained as explained in the text and in Supplementary Figs 1–3. The solar wind speed plotted below (light line; right scale), measured by the ACE 3.25-year interval as in Fig. 1 is shown. a, Variations in P_{SKR} (heavy line; left simple way of

©2007 Nature Publishing Group

265

266

Laboratoire d'Etudes Spatiales et d'Instrumentation en Astrophysique, Observatoire de París, Centre National de la Recherche Scientifique, Université Pierre et Marie Curie, Université París Diderct, 92190 Meudon, France. ⁴Space Research Institute, Austrian Academy of Sciences, A-8042 Graz, Austria. years), with \sim 1% relative amplitude. P_{SKR} continuously varies over the long term (several months to Ulysses7 and Cassini^{8,17} radio measurements actually showed that Saturn's rotation rate, owing to the large inertia of the planet The difference of more than 6 min cannot be due to a change in

SKR being emitted from high-latitude sources in conical patterns centred on the local magnetic field^{9,10,13}. Thus, Fig. 2a includes the characteristic of variations in the solar wind at Saturn, already known SKR time series and cross-correlating consecutive peaks (as described same peak in solar wind speed fluctuations. Spacecraft latitude peaks tions at \sim 21.5, 23.0 and 25.5 days. The last of these coincides with the SKR visibility as a result of the change in the geometry of observation. strength, and hence detectability, and changes in latitude influence affect observations of SKR: decreasing distance increases SKR signal imposed on the long-term trend measured by previous authors¹ 30 to 2006 September 27). Ubiquitous fluctuations of $\sim 2\%$ peak-toaccuracy of $\pm 2 \min (0.3\%)$ at timescales down to ~ 1 week. Results in Supplementary Figs 1-3) allowed us to estimate P_{SKR} with an fixed reference period. In addition to the previously noted long-term Supplementary Figs 1 and 2). This time series is displayed in Fig. 1 in a speed, spacecraft distance and latitude. Peaks appear in P_{SKR} fluctua P_{SKR} over the entire interval studied with those of the solar wind variations of spacecraft range and latitude are displayed in Fig. 2b. In fluctuations in the solar wind speed ballistically projected to Saturn; such as the planetocentric distance and latitude of the spacecraft varied between 18 and 30 days since mid-2004. Orbital parameters However, the duration of Cassini's orbits around Saturn has also to control the SKR intensity and power^{20,21}, as can be seen in Fig. 1 peak amplitude are detected on a timescale of 20–30 days, superare displayed in Fig. 2a over the 1,186-day interval studied (2003 June thus of the SKR period—on a timescale of 20–30 days. Smoothing the variation¹⁷, we see quasi-periodic oscillations of the SKR phaseformat that reveals variations in the phase of SKR peaks relative to a which one broad peak was observed for each rotation of Saturn (see Fig. 2c we compare the Fourier power spectrum of the fluctuations of What is the origin of these variations? A timescale of 20–30 days is -and

spacecraft^{14–16}. The uncertainty of ± 7 s on $P_{\rm SKR} = 10$ h 39 min 24 s that escaped detection by magnetometers on the Pioneer and Voyager modulation without appeal to the existence of a magnetic anomaly local time^{12,13}. This makes it difficult to understand the strong SKR Saturn's magnetic field is very nearly axisymmetric, and the auroral close to that observed for atmospheric cloud features3. However, strongly modulated at a period $P_{SKR} = 10 \text{ h} 39 \min 24 \pm 7 \text{ s}$, which is auroral kilometric radiation (SKR) was found in the Voyager era to be field 10. Combined with the rotation of the usually non-axisymmetric a hollow conical beam aligned with the direction of the local magnetic emissions are anisotropic; that is, they are preferentially directed in until now to measure the rotation of giant planets because they are produced by keV electrons moving along planetary magnetic field is found with the solar wind density, dynamic pressure or magnetic conditions external to the planet's magnetosphere. No correlation radio experiment on board Cassini⁸ is $P_{SKR} = 10 \text{ h} 45 \min 45 \pm 36 \text{ s}$. period. However, 24 years later, the SKR period measured by the was thought to be limited only by the available time span (nine sources are not co-rotating with the planet; rather, they are fixed in lation of the observed intensity of the emission. At Saturn, the intense lines that are presumed to rotate with the planet's interior⁹. These short-term ones, and therefore the long-term variations are probshow that the long-term fluctuations are simply an average of the field; the solar wind speed therefore has a special function. We also meaning that Saturn's radio clock is controlled, at least in part, by planetary magnetic field¹¹, these properties lead to a rotational modu-Low-frequency magnetospheric radio emissions have been used under the implicit assumption of a constant rotation SKR power is emitted, we obtained a time series of SKR power in

with an 18-19-day period. We simulated possible beatings between solar-wind-induced and orbit-induced variations by the product

months),

of the solar wind²⁵, and details of the interaction between the solar the spacecraft's latitude remained fixed and near zero). The lack of a length as in Fig. 3a is $\sim 10^{-7}$; the correlation found is therefore highly ability of obtaining $C > 40^{\circ}_{\circ}$ with two random data sets of the same coefficient C > 40% between P_{SKR} and the solar wind speed (Fig. 3a) wind and Saturn's magnetosphere (the solar wind might function as a coronal mass ejections) causing azimuthal variations in the structure (never exceeding ± 4 days^{23,24}), time-variable solar activity (for example inaccuracies in the ballistic projection of the solar wind to Saturn perfect phase relationship ($C \approx 100\%$) comes from the inevitable (for example, within the interval between DOY 640 and 760, where coefficients of up to +70% between $P_{\rm SKR}$ and the solar wind speed significant. A similar study of other subintervals leads to correlation solar wind speed gives here a similar coefficient C = 44%. The prob-For comparison, the well-known correlation between SKR power and Powe 0.2 0

that the kilometric radiation period varies systematically by $\pm 1\%$

these fluctuations are correlated with solar wind speed at Saturn, with a characteristic timescale of 20–30 days. Here we show that by ±6 min on a timescale of several months to years. Here we report sequent observations^{7,8}, however, revealed that this period varies

developed a method to address faster fluctuations. By integrating

the received flux over the range 100–400 kHz, where most of the advantage of Cassini's quasi-continuous radio observations, we thus permit only long-term variations to be addressed¹⁷. Taking transform, require a 100-period window to provide 1% accuracy, and

ably also driven by changes in the solar wind.

modulated at a period initially identified as $10h39min24 \pm 7s$, and this has been adopted as Saturn's rotation period³. Subpite an apparently axisymmetric magnetic field[°], emits kilometre-

Saturn's ionosphere.

and a variable electrodynamic coupling between this mass injection from Enceladus in the magnetosphere's plasma disk true rotation period. The other¹⁹ invoked an internal cause, namely wind speed at Saturn causing SKR source displacement in local time

disk and

Standard techniques for harmonic signal analysis, such as Fourier

leading to an apparent radio period that is different from the planet's invoked an external cause, with nonrandom fluctuations in the solar

Two models were proposed to explain these variations. The first¹

wavelength (radio) photons from auroral sources. This emission is internal planetary magnetic field, are used instead²⁻⁵. Saturn, destude': periodicities in the radio emissions, thought to be tied to the cloud motions, but such an approach is not very precise because

absolute wind speeds are not known a priori and depend on lati-

The internal rotation rates of the giant planets can be estimated by

Philippe Zarka¹, Laurent Lamy¹, Baptiste Cecconi¹, Renée Prangé¹ & Helmut O. Rucker

Modulation of Saturn's radio clock by solar

wind speed



in rotation (deg)

600

400

200



©2007 Nature Publishing Group

267

www.nature.com/nature

G.3 Diurnal modulation of AKR discovered by Cassini/RPWS

Article actuellement soumis (2008) à la revue Geophysical Research Letter.

GEOPHYSICAL RESEARCH LETTERS, VOL. ???, NO., PAGES 1–12,

Diurnal modulation of AKR discovered by Cassini/RPWS

L. Lamy¹, P. Zarka¹, B. Cecconi¹, R. Prangé

diurnal modulation in that region suggests a physical cause beyondin the region illuminated by both hemispheres. Persistence of the netic fields, or diurnal magnetotail oscillations. efficiency of the reconnection between interplanetary and geomages AKR beaming variations, which could be the variable geometry and from each hemisphere. Correlation appears when Cassini resides making Cassini travel in and out of the regions illuminated by AKR ibility effects, related to the rocking of EarthO s magnetic dipole correlated beyond that distance. Anticorrelation is attributed to vis-AKR appear anticorrelated when observed from $\leq 1500 R_E$, and nightside sector. Diurnal modulations of northern and southern⁴⁴ that AKR sources are not in corotation but rather restricted to the time a clear modulation at 24 hours and 12 hours, despite the fact spheres. Analysis of AKR power variations reveals for the first vations of Auroral Kilometric Radiation (AKR) from both hemiso RPWS instrument recorded one month of quasi-continuous observe Abstract. During Cassini's close Earth's fly-by in 1999, the 4

recorded so far.

Green et al.,

tensity and spectrum [Kasaba et al., 1997; Kumamoto et al., 2003; modulations of the auroral activity have nevertheless been observed are confined in LT, largely unaffected by corotation effects contrary 1977]. Consequently, both the auroral activity and AKR sources

2004]. But, AKR diurnal modulations have not been

[Berthelier, 1976], as well as seasonal variations of the AKR in-

to e.g., Jovian radiosources [Zarka, 1998]. Diurnal and seasonal

Introduction

\$ 42

on Aug. 18th (day 230), 1999. At this occasion, the Radio Plasma

The Cassini spacecraft (S/C) performed a close Earth's fly-by

2.1. Cassini trajectory and instrumentation

2. Observations

and Wave Science (RPWS) instrument recorded 31 days of quasi-

continuous AKR observations, from day 227 to 257, during which

inbound trajectory was along 12:30 LT and 2° ecliptic latitude, and Cassini travelled at ~9 R_E/hour, from 0.5 R_E to ~6400 R_E . The

+5° on the outbound leg.

atively in the southern hemisphere) oscillated between -15° The corresponding magnetic latitudes (hereafter λ_{sc} , counted negthe outbound one was along 01:00 LT and -2° ecliptic latitude.

and

(HFR) [Gurnett et al., 2004] connected to monopole antennas, mea-

The RPWS experiment comprises a High Frequency Receiver

and cross-correlations are computed, from which goniopolarimetric suring AC electric fields between 3.5 kHz and 16.125 MHz. Auto

26 25 №4 23 22 21 19 18 17 16 15 13 12 Ξ 4 10 nett, 1979; LaBelle et al., 1989] erage beams are tilted toward the nightside, where they leave empty stability (CMI), which amplifies radio waves at the local electroff⁸ roral oval [Huff et al., 1988], along high latitude ($\sim 70^{\circ}$) nightsid altitudes of 0.5 to ${\sim}3~R_E$ (Earth radii) above hot spots in the au^{§4} circularly polarized, right-handed (RH) from the northern magnetite toionic mode from sources in both hemispheres. The emission is Diderot; 5 Place Jules Janssen, 92190 Meudon, France of the interplanetary magnetic field (IMF) [Alexander and Kaisers tion of the geomagnetic field with the southward component B ar tensifies during substorms, i.e. magnetic reconnection events in the a near-equatorial shadow zone out to $\sim 12 R_E$ [Gallagher and Gurby the dense terrestrial plasmasphere, northern and southern AKR source [Wu, 1985]. As a consequence, and also due to refraction gyrofrequency fce at large angle from the magnetic field in the? field lines around 23:00 Local Time (LT) [Gallagher and Gurnett,66 between 107 and 109 W [Zarka, 1998]. Sources are located af the other one [Kaiser et al., 1978]. (i.e. southern geographic) hemisphere, and left-handed (LH) from 1974]. It is mostly produced on the extraordinary (X) magnets the range ~50-700 kHz with a peak around 200 kHz [Gurnett;7 netosphere. It is a cyclotron emission whose spectrum extends over6 Earth's magnetotail driven by solar wind convection and reconnecs sources each illuminate approximately one hemisphere. These ave 1979]. AKR generation is attributed to the Cyclotron Maser In⁵⁷ AKR is an indicator of discrete auroral precipitation which inest AKR is the most intense radio emission from the Earth's mag45 ¹LESIA, Observatoire de Paris, CNRS, UPMC, Université Paris Typical radiated powers are2 జ z 2 Z \$

channels between 350 and 1500 kHz with δf =50 kHz). Circularly

time (90 sec) and frequency resolutions (24 log-spaced channels polarization degree (V). These dynamic spectra have homogeneous

polarized emissions with $V \ge 0.2$ (LH) or $V \le -0.2$ (RH) are between 3.5 and 320 kHz with $\delta f/f\!\!=\!\!20$ %, and 24 linearly spaced

of the AKR bandwidth with increasing observer's distance on Fig.

analysis. Figure 3 presents power spectra for both polarizations and averaged data vary in anticorrelation (see interpretation below). time integration remain correlated over the entire fly-by, even when Interestingly, short term RH and LH variations observed at 90 sec and 235, switching to $C \sim 0.6$ to 0.95 between day 238 and 255

We have quantified RH and LH power variations through Fourier

l directly originates from the decrease of the S/N. AKR polariza-

 $V = 0.98 \pm 0.02$ for $S \ge 10^{-19} W.m^{-2}.Hz^{-1}$

Figure 2 displays time series of RH and LH AKR power inters

112

with S and thus with the signal-to-noise ratio (S/N), and reaches, tion measured by Cassini/RPWS is strongly circular. It increases auroral cavities into the denser ionospheric plasma. The decrease

increasing frequency [Hess et al., 2008], or a deeper penetration off5 of the radio beaming angle (relative to the local magnetic field) with altitudes. This can be either a visibility effect related to a decrease

observed $\sim 1/3$ of the time.

lar emissions and interference) and to build continous, calibrated dynamic spectra of the received flux densities (S in $W.m^{-2}.Hz^{-1}$,

allowed us to automatically extract AKR emissions (excluding soarrival (k-vector). The processing described in [Lamy et al., 2007] tensity and polarization state (Stokes parameters) and its direction of inversions [Cecconi and Zarka, 2005] permit to retrieve the wave in-

normalized to 1 AU), radiated powers (P in $W.sr^{-1}$) and circular

28

AKR sources are preferentially observed at larger f_{ce} , i.e. at lower

the shift of the AKR spectral peak toward higher frequencies with increasing intensity.

polarization degree, from purely RH (white) to purely LH (black). Cassini ephemeris are indicated in abscissa. r_{sc} , λ_{sc} and LT_{sc} respectively indicate the distance to Earth, the geographic latitude and the local time of the spacecraft. (d) Flux densities normalized to 1 AU reached by AKR 50, 10 and 1% of the time, as a function of frequency (big. medium and small symbols, respectively). Triangles refer to RH emission and squares to LH emission. RPWS detection threshold was here $\sim 10^{-23} W.m^{-2}.Hz^{-1}$. The grey arrow emphasizes

3

2.2. Data and analysis

ties and circular polarization degree of AKR extracted as explained above, over the entire fly-by. The most intense emissions are obpolarization dominates because Cassini spends most of its time in leg, consistent with the assumption of nightside AKR sources. served after closest approach (CA, on day 230) along the outbound Figure 1 displays dynamic spectra of RH and LH flux densi RH

the southern magnetic hemisphere. Figure 1d displays the flux densities reached by AKR 50, 10

and 1 % of the time, as a function of frequency. The spectrum extends from \sim 30 to 650 kHz. Signals below 30 kHz are due to local emissions mostly detected near CA (days 230 to 235 on Fig.

The intensity increases by nearly 2 orders of magnitude between

75 the 50 % (\sim average) and 1 % (\sim peak) levels, while the spectrum

tensity from ~ 200 to ~ 300 kHz, suggesting that the most intense extent remains stable. But the peak frequency increases with in-

1 76

0094-8276/08/2008GLXXXXX\$5.00 Paper number 2008GLXXXXXX Copyright 2008 by the American Geophysical Union

101 ő

8 8 97

LH power variations are correlated, without any clear relationships

clearly visible in both polarizations. In addition, RH and LH power

peaking when Cassini is at its maximum latitude in the hemisphere variations appear anticorrelated until day 237, each polarization hour clock. On figs. 1 and 2, a diurnal modulation of AKR power 187 (gray line), modulated by the Earth's rotation, can be used as a 24^6 sliding window. The superimposed magnetic latitude of Cassinis grated over the 30 - 650 kHz range and averaged over a 3 hour4

By contrast, after day 237, RH and

of the corresponding source.

window. We find $C \sim -0.3$ for a window center between day 232

coefficient C of the two profiles of Fig. 2 (using powers in logarithmic scale, this is equivalent to a rank correlation) over a 5 day-sliding 3. Interpretations

in the solar wind pressure and/or Bz amplitude observed by Cassini hours (as well as their beating at 18 hours) detected by Cassini with very low S/N, we repeated the analysis of Figs. 3e,f over a restricted interval from day 237 to 249. The tions albeit with a very low S/N in RH. Due to the decrease of AKR after (Figs. 3e,f) day 237 reveal an ubiquitous dominant peak at 24 hours, except in Fig. 3f, and a peak at 12 hours for both polarizainstead. Separate analyses of the intervals before (Figs. 3c,d) and in the LH one where a well-defined peak at 12 hours is observed various time intervals. Over the entire fly-by (Figs. 3a,b), a strong peak at 24 hours dominates the RH power spectrum, but is absent resulting power spectra in Figs. 3g,h reveal clear peaks at 24 and 12 activity observed after day 249, and the fact that emission was then The decrease in AKR activity is probably related to the decrease

plied to solar wind parameters (Bz, density, velocity, pressure) does after day 249. Note that the same harmonic analysis as above ap-

to Cassini's latitude. We have computed the linear cross-correlation not reveal any modulation at 24 or 12 hours



LAMY ET AL.: DIURNAL MODULATION OF AKR

Ν



Figure 2. Fourier power spectra of RH and LH emission variations: (a,b) over the entire fly-by; (c,d) along the outbound leg prior to day 237; (e,f) after day 237; (e,f) after day 237; (e,f) between day 237 and day 249 (interval of strong AKR activity). Dashed lines indicate 12h and 24h periods. 24h peaks to be intrinsically broader than 12h ones Pairs of spectra on each row are normalized to the strongest peak in RH spectrum. Horizontal scale is nonlinear (in 1/f), which causes



shadow zone observations [Gallagher and Gurnett, 1979; LaBelle ues, which is the case here (e.g. with $R_{LH} = 2.5 R_E$ and $\lambda = 15^\circ$, $R \sim 1500 R_E$ implies $R_{ESZ} = 9.27 R_E$, consistent with previous

to dominant LH polarization, but as LH emissions times when this emission largely dominates that with opposite cir-AKR sporadicity, part of RPWS/HFR measurements correspond modulation of RH AKR, or to an apparent modulation reflecting 3a,c,e,g) is not surprising. It may be due either to a true temporal ubiquitous 24-hour modulation detected for these emissions (Fig. was generally best suited to the observation of RH emissions, RPWS measures strongly circularly polarized emission only at As the outbound leg of Cassini's trajectory the oscillation of λ_{sc} . Due to are generally , E



dotted-line boundaries are frequency dependent. is represented by the black dot. Note that the precise location of the by both sources in darker grey. The transition described in the text either RH or LH sources in light-grey, and the region illuminated torial AKR shadow zone is filled in white, regions represented by the dashed line. The Earth lies at (0,0). The equaa meridian plane. The envelope of its southernmost excursion is Figure 4. Sketch of Cassini trajectory in magnetic coordinates in illuminated by

- 158 5 156 Moreover, the phase of this modulation changes at the transition 614 day 237, cancelling the peak at 24 hours when the entire fly-by $\frac{25}{3}$ 5 swamped in RH ones, their 24-hour modulation is less prominents.
- 160 159 uay = 27, curve uay = 27, this peak is clearly detected analyzed at once (Fig. 3b). However, this peak is clearly detected when intervals < 237 and > 237 are processed separately (Fig. 217) 217
- 3d,h)
- **1**62 161 Finally, it is the observation of correlated 24-hour and 12-hour
- ឌី modulations of RH and LH emissions after day 237 which strong
- **1**64 suggests a physical origin beyond any visibility effect. We also not
- 166 165 that short-term correlation of RH and LH emissions observed even
- before day 237 suggests that their sources are conjugate, possibly
- due to simultaneous particle precipitations in both hemispheres.

16

4 Discussion

Ŕ

- 170 169 of the AKR emission. We have presented the first evidence of a diurnal modulations The reason why this clear modulation had 12
- not been previously observed ---probably due to the fact that, contrary to other planetary aurorad7 although it was anticipated — $\underline{\mathtt{i}}\underline{\mathtt{s}}_{6}$

171

- 172 radio emissions, AKR had not been observed so far with high S/N8
- 172 173 and polarization measurements along a steady, near-ecliptic fly-by
- 175 trajectory. It has instead been observed by orbiting S/C under g^{geo} ometrical conditions for which prominent visibility variations hidge
- 176 the diumal modulation. Due to the substorm-driven nature of ${\rm AKR}^{23}_{\rm ex}$
- this modulation is presumably due to a strobe-light behaviour of the
- emission (waxing and waning at 24-hour and 12-hour periods)²² with a source fixed in LT, rather than being due to a search-light
- behaviour of corotating AKR sources
- The physical origin of the modulation is possibly related to that
- of previously observed diurnal (and seasonal) modulations of aug roral activity other than AKR, such as geomagnetic activity and

ī, 180 18 180 179 178 17

- substorm occurrence: Russell and McPherron [1973] suggest that
- 100 ē the increased geomagnetic activity could result from increased e_{fas}
- 186 ficiency of magnetic reconnection at the nose of the magnetopauses
- 18 i.e. when the IMF projection on z_{GSM} is extremum. Kivelson and
- **7**8 Hughes [1990] propose that the diurnal oscillation of the hingings
- 18 point of the magnetospheric tail controls the occurrence and mage
- 190 nitude of substorms (which are favoured by a large bending of the magnetotail). Kasaba et al. [1997] showed that AKR is strong \tilde{Y}^3
- 192 191
- dependent on magnetosphere-ionosphere coupling. Newell et al
- [2002] suggested that variations of the ionospheric conductivity (which follow a diumal cycle in a corotating frame) could control (

193

- 195 **1**94 variations of auroral and magnetospheric activity.
- Due to the LT-dependent location of AKR sources, we suggest, that ionospheric variations play a secondary role in the control of $\hat{\mathbf{u}}_{4a}$

197 196

- 196 urnal modulations of auroral activity and AKR. We favour variations
- 198 of magnetic reconnection efficiency or the influence of magnetotail
- 20 topology, which are indeed expected to be modulated by Earth's rogo
- 23 tation (and thus follow a diurnal and possibly a semi-diurnal cycles.
- 20 Further study of AKR variations will be conducted using the Stereo
- 203 S/C, providing two vantage points in the ecliptic plane with slowly2
- 204 varying LT. Using a single Stereo S/C Panchenko et al. [2008] ress
- 205
- 206 cently confirmed our results by detecting a clear diurnal modulation of A KB of AKR

References

- Alexander, J. K., and M. L. Kaiser, Terrestrial kilometric radiation.

- 207 208 210 211 212

- Zarka, P., Auroral radio emissions at the outer planets: Observations and theories, J. Geophys. Res., 103, 20, 159–20, 194, 1998.

ω

Cecconi, B., and 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 Sci.*, 40, RS 3003, 2005.

- Gallagher, D. L., and D. A. Gurnett, Auroral kilometric radiation Time-averaged source location, J. Geophys. Res., 84, 6501–6509, 1979.
- Green, J. L., S. Boardsen, L. Garcia, S. F. Fung, and B. W. Reinisch, Sea
- sonal and solar cycle dynamics of the auroral kilometric radiation source
- region, Journal of Geophysical Research (Space Physics), 109, 5223-+ doi:10.1029/2003JA010311, 2004.
- 222 Gurnett, D. A., The earth as a radio source: terrestrial kilometric radiation J. Geophys. Res., 79, 4227, 1974.
- Gurnett, D. A., et al., The Cassini radio and Plasma wave science investiga tion, Space Sci. Rev., 114(1–4), 395–463, 2004.
- Hess, S., B. Cecconi, and P. Zarka, Modeling of Io-Jupiter Decameter Arcs, Emission Beaming and Energy Source, *Geophys. Res. Lett.*, p. in press. 2008
- Huff, R. L., W. Calvert, J. D. Craven, L. A. Frank, and D. A. Gurnett, Map-ping of auroral kilometric radiation sources to the aurora, *J. Geophys. Res.*, 93, 11,445–11,454, 1988.
- Kaiser, M. L., J. K. Alexander, A. C. Riddle, J. B. Pearce, and J. W. Warwick, Direct measurements by Voyagers 1 and 2 of the polarization of terrestrial kilometric radiation, *Geophys. Res. Let.*, 5, 857–860, 1978.
- Kasaba, Y., H. Matsumoto, K. Hashimoto, and R. R. Anderson, Angular distribution of auroral kilometric radiation observed by the GEOTAIL spacecraft, *Geophys. Res. Let.*, 24, 2483, 1997.
- Kivelson, M. G., and W. J. Hughes, On the threshold for triggering sub-storms, *Planet. Sp. Sci.*, 38, 211–220, 1990.
- Kumamoto, A., T. Ono, M. of Geophysical Research (Space Physics), 108, 1032-+, 2003. roral kilometric radiation sources and of upflowing ion events, Journal variations of the vertical distribution of the occurrence probability lizima, and H. Oya, Seasonal and solar cycle of au-
- LaBelle, J., R. A. Treumann, M. H. Boehm, and K. Gewecke, Natural and man-made emissions at 1.0-5.6 MHz measured between 10 and 18 Re, *Radio Sci.*, 24, 725–737, 1989.
- Lamy, L., P. Zarka, B. Cecconi, and R. Prangé, SKR statistical characteris-tics and average properties, *in press*, 2007.
- Newell, P. T., T. Sotirelis, J. P. Skura, C.-I. Meng, and W. Lyatsky, Ultraviolet insolation drives seasonal and diurnal space weather variations, *Journal* of Geophysical Research (Space Physics), 107(A10), 15–1, 2002.
- Panchenko, M., M. L. Khodachenko, A. G. Kislyakov, H. O. Rucker, J. Hansz, M. L. Kaiser, P. Zarka, and L. Lamy, Daily variations of Au-roral Kilometric Radiation observed by STEREO, *Geophys. Res. Let.*, 2008.
- Russell, C. T., and R. L. McPherron, The Magnetotail and Substorms, Space
- 256 257 Science Reviews, 15, 205-+, 1973.

Wu,

u, C.-W., Kinetic cyclotron and synchroton Maser instabilities: Radio emission processes by direct amplification of radiation, *Space Sci. Rev.*, 41, 215–298, 1985.

- Alexander, J. K., anu m. L. Amary, and dayside magnetosheath, $\frac{1}{M_0}$ Emission from the magnetospheric cusp and dayside magnetosheath, $\frac{1}{M_0}$ *Geophys. Res.*, 82, 98–104, 1977. Berthelier, A., Influence of the polarity of the interplanetary magnetic field on the annual and the diurnal variations of magnetic activity, *J. Geophys.* 282 etric radiation. Π_{259}^{258} magnetosheath, $\frac{2}{260}$

G.4 Daily variations of Auroral Kilometric Radiation observed by STEREO

Article paru dans la revue Geophysical Research Letter en mars 2009.

 that AKR hass are transity, 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 Interbal-I2/Delrad has also revealed the dependence of the altitudinal size and location of the AKR sources on the varying indices of geomagnetic activity [<i>Mogilevsky et al.</i>, 2005]. ¹Space Research Institute, Austrian Academy of Sciences, Griz, Austria Department of Radiophysics, Lobachevsky State University, Nizhny Nogorod, Russia. ⁵Space Research Center PAS, Torni, Poland. ⁵Space Research Center PAS, Torni, Poland. ⁵Space Research Center PAS, Torni, Poland. ⁶TLESIA, Observatoire de Paris, Meudon, France. ⁷TLESIA, Observatoire de Paris, Meudon, France. ⁷TLESIA, Observatoire de Paris, CNRS, UPMC, Universite Paris Diderot, Minnesota, USA. ⁸School of Physics and Astronomy, University of Minnesota, Minneapolis, Minnesota, USA. ⁸Copyright 2009 by the American Geophysical Union. ⁸Copyright 2009 by the American Geophysical Union. 	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 frequen- cies between 20 and 1000 kHz (detailed properties are re- viewed by <i>Kaiser et al.</i> [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 detected 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 [<i>Kumamoon and Oya</i> , 1998; <i>Green et al.</i> ,	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 diumal 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, <i>Geophys. Res.</i> <i>Let.</i> , 36, LO102, doi:10.1092/2008/L037042.	Daily variations of auroral kilometric rad M. Panchenko, ¹ M. L. Khodachenko, ¹ A. G. Kislyakov M. L. Kaiser, ⁴ S. D. Bale, ⁵ L. Lamy, ⁶ B. Cecconi, ⁶ P. 2 Received 16 December 2008; accepted 12 February 2009; published 24 Mar [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	GEOPHYSICAL RESEARCH LETTERS, VOL.
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 (SWAVES) experiment [<i>Bougerete al.</i> , 2008]. The data were measured by the HFR1 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. [6] 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 [<i>Panchenko et al.</i> , 2008, and references therein], the polarization ments capability of the S/WAVES instrument has been used for the AKR identification and its subsequent separation between the emission radiated by Northern (righthand polarization) and Stockes parameters of the analyzed AKR were derived from the same direction-finding algo- rithm as developed for the Cassini/RPWS [<i>Cecconi and</i> <i>Zarka</i> , 2003].	 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 annoral region exposure to the Sun. 2. Observations and Data Analysis 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 (Inaury 21, 2007) STEREO-B passed by the vicinity of the Earth, through the dusk side of the magneto-sphere, in the direction from the dayside to the nightside 	Therefore the rotation of Earth causes the AKR radiation pattern to nod up and down relative to a fixed remote observer. In particular, this effect was observed by <i>Kaiser</i> <i>et al.</i> [1978] as daily variation of AKR occurrence fre- quency. The recent studies by L. Lamy et al. (Diurnal modulation of the AKR observed by Cassini/RPWS, sub- mitted to <i>Journal of Geophysical Research</i> , 2008) also indicate the presence of 24 h and 12 h modulation in AKR spectra measured by Cassini/RPWS. [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 specifies of observational conditions in this very case make	 iation observed by STEREO ² H. O. Rucker,¹ J. Hanasz,³ ²arka,⁷ and K. Goetz⁸ ⁵ Early spacecraft observations of AKR have shown that its sources are fixed in local magnetic time and magnetic latitude [<i>Kaiser et al.</i>, 1978; <i>Green et al.</i>, 1977]. 	36, L06102, doi:10.1029/2008GL037042, 2009
Figure 2. (a, c) SWF dynamical spectra of modulations sources. Black color in the modulation spectra.	 3. The 24 Hour Modulation of AKR Spectra [9] 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 em hemispheres. The strength of the modulation lines correlates with AKR intensity. The spectral peak of the AKR 	 [7] 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. [8] The final data profiles were normalized to the intensity at a distance of 100 R_c, and then treated to detect possible quasi-periodic variations. For this purpose, we used a combination of a "sliding window". Fourier (SWF) and the fourter for the function of the fourier for the fourier for	Figure 1. STEREO-B orbit in GSE coordinates. Ticks indicate the day of year, 2007.	L06102 PANCHENKO ET AL.: 1
(b. d) Intensity profiles of the spectral density. (c, f) The time	ovserved at /00 kTZ (the upper inequency of the analyzed radiation), are assumed to be on magnetic field line 21 h MLT at 70° inv.Lat [<i>Green et al.</i> , 1977], and the outer edge of the plasmasphere is taken at L-shell 4. Figure 3b shows the 3D trajectory of STEREO-B in the solar magnetic coordinates, in which one cycle of a spiral corresponds to one day. The green line indicates the part of the STEREO-B trajectory where the plasmasphere cannot occlude the AKR sources below 700 kHz. [12] To exclude the shading effect of plasmasphere, in the analysis below we used the data recorded only between January 23, 2007 and February 18, 2007 when STEREO-B was located at sufficiently high latitudes in the Northern hemisphere. We studied the AKR occurrence frequency as a	ecliptic plane. Since the axis of the terrestrial magnetic dipole does not coincide with the Earth's spin axis (tilt angle is $\approx 10.3^{\circ}$, according to IGRF model for 2007) the plasma- sphere, dense and opaque for the kilometric radio emission, can occlude the AKR sources once a day (Figure 3a). This effect should be more prominent for the high frequency paut of the AKR spectrum, i.e., for the sources located at lower altitudes. However, using a simple geometrical model of the AKR source visibility with a straight-line propagation of the radio emission, it can be shown that the plasmasphere affects visibility of the AKR only at particular parts of the STEREO-B trajectory. In the model the sources of the AKR,	variations is determined at 0.0116 ± 0.0008 mHz (cor- responding period 23.9 ± 1.7 h) and 0.0113 ± 0.0008 mHz (corresponding period 24.6 ± 1.9 h) for the radiation emitted from Northern and Southern AKR sources, respectively (Figures 2e and 2f). [10] There are at least two possible explanations of the observed 24 h variations of the AKR. These may be related with specific geometrical configuration between AKR sources and the observer, or with the internal plasma processes in the AKR sources controlled by the Earth's rotation. [11] In particular, the 'geometrical' modulation mecha- nism consists in periodic occlusion of the AKR sources	DAILY AKR VARIATIONS

2 of 4

L06102

L06102

≤ļ ₩. PANCHENKO ET AL.: DAILY AKR VARIATIONS

Ţ٦

ψ Ωt at 700 kH

Figure 3. (a) Schematic view of AKR source visibility. \vec{E}_n is a normal to the ecliptic plane and \vec{M} is the axis of the terrestrial magnetic dipole, tilted by $\approx 10.3^{\circ}$ from the Earth's rotation axis \vec{E}_{∞} (b) 3D trajectory of the STEREO-B in the solar magnetic (SM) coordinates (terrestrial dipole axis is along Z). The green line is the part of the STEREO orbit where the plasmasphere cannot shade the AKR sources at frequencies 700 kHz. The blue line indicates the part of the trajectory when the AKR sources at 700 kHz are not visible due to plasmasphere occlusion. a . Auroral magneti field line g

quency range. of the ambient plasma density, caused by the varying solar dipole is oriented in a given hemisphere toward the nightconclusion that, when in a course of a day the magnetic dayside. In view of these results we draw the general rower (upper frequency changes from >550 kHz down to to the nightside (from 18 h LT to 8 h LT through 0 h LT). dipole with respect to the Sun. In particular, the Northern occurrence frequency on the orientation of the magnetic the occurrence frequency of the AKR and the emission frespheric densities in the more illuminated side may reduce illumination of the auroral ionosphere. The higher ionothis effect may be connected with the daily modulation ficient and covers a broader frequency range. The nature of side (away from the Sun), the AKR generation is more ef-<400 kHz) when the magnetic dipole is oriented toward the variation of the AKR frequency range, which becomes nar-Another important feature seen in Figure 4 concerns daily sources are more frequent when the magnetic dipole is tilted Figure 4 demonstrate the strong dependence of the AKR (LT) of the terrestrial magnetic dipole axis. The results in function of the frequency of the emission and the local time 13 The discussed daily variations of the AKR and its

increases the local plasma frequency in the lower part of the auroral flux tubes and therefore affects the operation of the AKR electron-cyclotron maser (ECM). The solar cycle of, et al. [2003] suggested that more dense ambient plasma ionosphere, caused by a higher solar EUV flux. Kumamoto connected with the increased plasma up-welling from the cavity shifts to higher altitudes due to increased ionization that during the summer the lower edge of the AKR source the measured increase of the ambient auroral plasma density variations of AKR, reported by Kumamoto et al. [2003] and terrestrial dipole relative to the Sun. The authors suggest the AKR. According to Green et al. [2004], seasonal frequency range are very similar to seasonal [Green et al. below 8000 km) during the solar maximum, may also be variations of the AKR are also related with the tilt of the 2004] and solar cycle [Kumamoto et al., 2003] variations of the auroral ionosphere illuminated by the Sun. This

results in reduction of the field-aligned potential drops, ability of AKR during solar maximum. responsible for the observed decrease of occurrence probimportant for the ECM operation, and may therefore

responding ionospheric footpoint is in sunlight. sources, tends to move to higher altitude when the the dayside than in the nightside, and supposed that this is due to tions in the auroral regions has been investigated. Laakso et al. ambient plasma density and size/position of the plasma depleplasma higher ionospheric refilling rates on the dayside. Janhunen et al. [2002] have found that polar plasma density is clearly higher in [2002] report that during the year the position of the auroral [14] Besides of that, solar illumination influence on the depletion cavities, which are believed to be AKR cor-

auroral ambient plasma is lower. moves to lower altitudes during winter, when the density with AKR [e.g., Kaiser et al., 1984]. In particular, Newell conditions controlled by the sunlight may also affect accelhave also shown that the auroral electron acceleration region the auroral region occur more frequently in darkness (lower et al. [1996] have reported that electron acceleration events in the discrete auroral arcs [Newell et al., 1996; Morooka and eration of auroral particles responsible for the phenomenon of plasma density) than sunlight. Morooka and Mukai [2003] Mukai, 2003]. The latter are known to be strongly correlated [15] There are several studies which show that ionospheric of,



magnetic dipole. Color indicates fraction of AKR occur-Figure 4. Normalized occurrence frequency and fre-quency range of the AKR emitted from the Northern rence frequency relative to all observations hemispheres as functions of the local time of the axis of the

L06102

PANCHENKO ET AL.: DAILY AKR VARIATIONS

quency range of the emission. These are clearly seen in the 2003] and daily (Figure 4) variations of AKR spectra. seasonal [Green et al., 2004], solar cycle [Kumamoto et al. variations of the AKR occurrence frequency and the freacceleration on solar illumination, one can expect periodic and position of auroral cavities, as well as the electron these effects, i.e., dependences of the occurrence probability [16] Having in mind the ECM nature of the AKR, all

4 Conclusions

quency, intensity, and the frequency range of the emission, as reported in this paper have been shown to be connected types of the AKR variations able to expect a similar physical mechanism for all these in turn netic dipole relative to the Sun. The effect is caused by the with the changing orientation of the rotating terrestrial magvariations) and solar activity cycle time scales. It is reasonlook very similar to those observed on the annual (seasonal occurrence frequency and the emission frequency range plasma density. The detected daily variations of the AKR varying solar illumination of the auroral ionosphere, which Ξ The variations produces daily variations of the auroral ambient of 24 h of the AKR occurrence fre-

and are subject for further study. [18] Variations of the local plasma density, caused by the varying solar illumination of the auroral ionosphere may The details of these processes require further clarification portant for the generation of the AKR via the ECM process variations of the field aligned potential drop, which is imsize of the AKR source cavity as well as in the periodic result in the periodic variation of the position and altitudinal

tions of the AKR can, in principle, originate also from the periodic nodding of the emission cone [Kaiser et al., 1978] or of the narrow beaming pattern of the AKR [Mutel et al., of observation, and these variations do not depend on the ever, our analysis shows that the same kind of 24 h variamutual position of the spacecraft and AKR sources. tions of the AKR takes place during the whole time interval (i.e., only at certain parts of the spacecraft trajectory). Howthe spacecraft is located near the edge of the emission cone variations of the emission spectra should be registered when 2008] relative to a fixed remote observer. 19 Connected with the terrestrial rotation, daily varia-In this case

[20] Actionvledgments. The authors are grateful to the referees for their comments which significantly improved the manuscript. Thanks are due to the Plasma Physics Data Center team for providing the SVMXVES data. This work was financed by the "Austrian Fonds zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung" (project 172/06/08/N16), WTZ-OeAD Por-gram "Austria-Russia" (project 18/2006) and the Ministry of Science and "Austria-Russia" (project 18/2006) and the Ministry of Science and Comparison (Providence) Higher Education in Poland (grant 4T12E 006 30).

Keterences

Bougeret, J. L., et al. (2008), S/WAVES: The radio and plasma wave investigation on the STEREO mission, Space Sci. Rev., 9, 487, doi:10.1007/s11214.

system of two or three electric dipole anternas on a three-axis stabilized spaceraft, *Radio Sci.*, 49, RS3003, doi:10.1029/2004RS003070. Green, J. L., D. A. Gurnett, and S. D. Shavhan (1977). The angular dis-tribution of auroral kilometric radiation, *J. Geophys. Res.*, 82, 1825. Cecconi, B., and P. Zarka (2005), Direction finding and antenna calibration through analytical inversion of radio measurements performed using ε

Green, J. L., S. Boardsen, L. Garcia, S. F. Fung, and B. W. Reinisch (2004) Seasonal and solar cycle dynamics of the auroral kilometric radiation source region, J. Geophys. Res., 109, A05223, doi:10.1029/ 2003JA010311.

Janhunen, P., A. Olsson, and H. Laakso (2002), Altitude dependence of plasma density in the auroral zone, *Ann. Geophys.*, 20, 1743.

plasma density in the auroral zone, Am. Geophys., 20, 1743.
Kaiser, M. L., J. K. Alexander, A. C. Riddle, J. B. Pearce, and J. W. Warwick (1978). Direct measurements by Voyagers 1 and 2 of the polar-ization of terrestrial kilometric radiation, Geophys. Rev. Lett., 5 857.
Kaiser, M. L., M. D. Desch, W. S. Kurth, A. Lecacheux, F. Genova, B. M. Pedersen, and D. Desch, W. S. Kurth, A. Lecacheux, F. Genova, B. M. Pedersen, and D. R. E. Yans. (1984). Saturn as radio source, in Source, edited by T. Gehrels and M. Mathews, p. 378, Univ. of Ariz. Press.

Khodachenko, M. L., H. O. Rucker, A. G. Kislyakov, V. V. Zaitsev, and S. Urpo (2006), Microwave diagnostics of dynamic processes and oscillations in groups of solar coronal magnetic loops, *Space Sci. Rev.*, 122, 137 doi:10.1007/s11214. Tucson, Ariz

Kumamoto, A, and H. Oya (1998), Asymmetry of occurrence-frequency and intensity of AKR between summer polar region and winter polar region sources. *Geophys. Res. Lett.*, 25, 2369, doi:10.1029/98GL01715. Kumamoto, A, T. Ono, M. Iizima, and H. Oya (2003), Seasonal and solar cycle variations of the vertical distribution of the occurrence probability of the vertical distribution of the documence probability of the vertical distribution of the occurrence probability.

of auroral kilometric radiation sources and of upflowing ion events, J. Geophys. Res., 108(A1), 1032, doi:10.1029/2002JA009522. Laakso, H., R. Pfaft, and P. Janhumen (2002), Polar observations of electron density distribution in the Earth's magnetosphere. 2. Density profiles.

Ann. Geophys. 20, 1725. Moglievsky, M. M., I.L. Moiseenko, and J. Hanasz (2005), Spectral varia-tious and long-period intensity variations of auroral kilometric radiation from INTERBALL-2. satellite measurements. *Astron. Lett.*, 31, 422. doi:10.1134/1.1940115

seasonal and altitudinal variations of the auroral particle acceleration region, J. Geophys. Res., 108(A7), 1306, doi:10.1029/2002JA009786. Mutel, R. L., I. W. Chnistopher, and J. S. Pickett (2008), Cluster multi-space:rath determination of AKR angular beaming, Geophys. Res. Lett., Space:rath determination of AKR angular beaming. Geophys. Res. Lett., Space:rath determination of AKR angular beaming. Geophys. Res. Lett., Space:rath determination of Space and S Morooka, M, and T. Mukai (2003), Density as a controlling factor for

35, L07104, doi:10.1029/2008GL033377

Newell, P. T., C.J. Meng, and K. M. Lyons (1996), Suppression of discrete aurorae by sunlight, *Nature*, 381, 766.Panchenko, M., J. Hamasz, and H. O. Rucker (2008), Estimation of linear wave polarization of the auroral kilometric radiation, *Radio Sci.*, 43,

wave polarization of the auroral kilometric radiation, *Radio Sci.*, 43, RS106, doi:10.1092/2006S200566.Sklelev, E. J., A. G. Kikyakev, and S. Y. Lupey (2004). Methods for attenuation of the cross-modulation effects in the Wigner-Ville distribu-tion, *Radiophys. Quantum Electron*, 45(1), 306.

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

B. Cecconi and L. Lamy, LESIA, Observatoire de Paris, 5, Place Jules Janssen, Meudon F-92190, France.

K. Goetz, School of Physics and Astronomy, University of Minnesota 116 Church Street SE, Minneapolis, MN 55455, USA. Hanasz, Space Research Center PAS, Gagarina 11, 87-100 Toruń

20771, USA. Poland. M. L. Kaiser, NASA Goddard Space Flight Center, Greenbelt, MD

Institute, Austrian Academy of Sciences, Schmiedlstrasse 6, A-8042 Graz M. L. Khodachenko, M. Panchenko, and H. O. Rucker, Space Research

Diderot, 5, Place Jules Janssen, Meudon F-92190, France Austria, (mykbaylo,panchenko@ceawac.at) A. G. Kisłyakov, Department of Radiophysics, Lobachevsky State University, Gagann avenue 23, 603950, Nizhay Novegorod, Russa, P. Zarka, LESIA, Observatoire de Paris, CNRS, UPMC, Université Paris to Sun

÷,

Ĩ.

18 Feb. 2007

23 Jar

200,

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.

and Pizzo, 1999). (The RTN coordinate system is a right- handed spherical polar system referenced to the Sun's spin ing of the SKI axis, with B_R directed radially outward from the Sun, B_T az- pulses based or	has yet revealed how the intensity and pulsing of the SKR emissions are interrelated under solar wind compression con- ditions. Our endy thus concentrates on this relationship by	Correspondence to: S. V. Badman (svb4@ion.le.ac.uk)
regions in the solar wind, a reversal in the sense of the B interplanetary field component (RTN coordinates) can fur ther be used to identify a CIR compression event (Goslin	drop-out (i.e. non-detection) of the modulated SKK emis- sions (e.g. Bunce et al., 2005; Jackman et al., 2005; Kurth et al., 2005a; Mitchell et al., 2005). None of these studies	
19/0; Costing and Fizzo, 1999). As neurospheric curre sheet (HCS) crossings usually occur within CIR compression	ar wind corotating interaction region (CLK) compression of Saturn's magnetosphere can lead to intensification and then	physics, astrophysics, and astronomy (Radio emissions)
bounded by forward and reverse shocks (Smith and Wo	cent case studies using Cassini data have suggested that a so-	Keywords. Magnetospheric physics (Planetary magnetospheres; Solar wind-magnetosphere interactions) – Solar
dynamic pressure. In general, a compression region in the lar wind will be observed as an increase in IMF magnitude	with short-term (i.e. 20–30 day) fluctuations in the period of the SKR emissions Regarding the emitted SKR power re-	
by Cassini MAG can be used as a proxy for the solar wi	val of Cassini data that the solar wind velocity is correlated	non-compression intervals.
However, due to the frozen-in nature of the solar wind flow the internlanetary magnetic field (IMF) magnitude measure	Lecacheux, 2000; Gurnett et al., 2005). In addition, Zarka	however, the pulsing of the SKK peaks during the disturbed intervals was not significantly altered relative to that during
only available for a modest subset of the events studied her	ject to variations over shorter timescales (e.g. Galopeau and	term pulsing behaviour identified in the SKR data. Overall,
presented to compare with the Voyager results but this data	significantly from the voyager value of for $27 \text{ mm}(273\pm7)$ to 10 h 45 min 45 s \pm 36 s during Cassini approach, and is sub-	intense SKR peaks were sometimes independent of the long-
Cassini had exited Saturn's magnetosphere back into the solar wind. Ideally the solar wind dynamic messure would	lished that the SKR period is not constant but has changed	dimming and rarely disannearing. The timings of the initial
on day 179 of 2004, and then days 195-298 of 2004 wh	features, measurements by Ulysses and Cassini have estab-	during the compression intervals was variable, sometimes re-
(day 344) until Cassini encountered Saturn's magnetosphe	1982; Desch and Rucker, 1983). Regarding the first of these	The intensity of subsequent emissions detected by Cassini
The Cassini data used in this study are from late 20	SNN children power was positively correlated with the so- lar wind dynamic pressure (Desch and Kaiser, 1981: Desch.	identified when solar wind compressions arrived at Saturn.
planetary magnetic field strength	close to the rotation period of the planet, and second, the	continuously available magnetic field data, augmented by the
2 Cassini measurements of SKR emissions and int	emissions. First, the emission was modulated at a period	planetary conditions were studied primarily using the near-
	The Voyager measurements revealed two features of the SKR	only available for a subset of the dates of interest, so the inter-
	cited by energy lost from electrons on auroral field lines.	extended orbit. Cassini Plasma Spectrometer ion data were
of solar wind compressions on the power and modulation the detected SKR	anism, nrst proposed to explain terrestrial autoral radio emis- sions by Wij and Lee (1979), whereby the radio wave is ex-	nents of the interplanetary metului and SKK over the inter- val encompassing Cassini's approach to Saturn, and the first
nally, some general conclusions are drawn about the eff	be generated by the cyclotron maser instability (CMI) mech-	of the SKR is analysed using Cassini spacecraft measure-
marises the features of all events included in the study.	with a spectral peak at \sim 100–400 kHz. They are believed to	study the inter-relation between the intensity and the pulsing
a selection of the CIR compression events in detail, then su	cover a broad frequency range from a few kHz to \sim 1200 kHz,	Kaiser, 1981; Desch, 1982; Desch and Rucker, 1983). In this
drifting period of SKR bursts are given. Section 4 descri	1980). These Saturn kilometric radiation (SKR) emissions	related with the solar wind dynamic pressure (Desch and
the Cassini data employed in this study and the model	in 1700 ure voyaget spacetart made ure mist detections of kilometre wavelength radiation from Saturn (Kaiser et al.	etary rotation period, and that the emitted intensity is cor-
magnetic field data, augmented by the ion moment data when the former data is a factorial of the former	In 1020 the Vouvage engagement made the first detections of	dio emissions: that they pulse at a period close to the plan-
were studied primarily using the near-continuously availa	1 Introduction	Abstract. Voyager spacecraft measurements of Saturn kilo-
a subset of the dates of interest, the interplanetary condition		
conditions upstream of Saturn and SKR emissions from S urn Since CAPS solar wind ion data were only available	pted: 21 October 2008 – Published: 19 November 2008	Received: 24 April 2008 – Revised: 12 September 2008 – Acce
tervals when Cassini was measuring both the interplanet		LESIA, Observatorie de Faits, Daument 10, 5 Frace Jules Jaits
(SOI) (July–October 2004) were analysed. These were	nn 02105 Maudan Erano	¹ Department of Physics & Astronomy, University of Leicester, ¹ ² I ESIA Observatoring do Davie Dâtiment 16 5 Bloog Index Inner
and its first extended orbit following Saturn orbit inserti	d P. Zarka ²	S. V. Badman ⁴ , S. W. H. Cowley ⁴ , L. Lamy ² , B. Cecconi ⁴ , an
tensity and pulsing of the SKR emission. Data obtained du		
the interaction of compressions in the solar wind with the i	h kilometric radiation bursts	the phasing and intensity of Saturn
et al., 2004) and kadio and Plasma wave science (KPW investigation (Gurnett et al., 2004) are presented to exami	orotating interaction regions and	ketauonsnip between solar wind co
et al., 2004), Cassini Plasma Spectrometer (CAPS) (You		
peaks before and after the compression.		
event, and the relative phasing and intensity of the emiss		
of the emission detected by Cassini, the phasing of the		
rival of a solar wind compression, any subsequent "drop-		
Insting for intensifications of the SKR nower following		© Furronean Geosciences Union 2008
3642 S. V. Badman et al.:	Annales	Ann. Geophys., 26, 3641–3651, 2008

Published by Copernicus Publications on behalf of the European Geosciences Union.

Ann. Geophys., 26, 3641–3651, 2008

www.ann-geophys.net/26/3641/2008/
www.ann-geophys.net/26/3641/2008/	Ann. Geophys., 26, 3641–3651, 2008	Ann. Geophys., 26, 3641–3651, 2008	www.ann-geophys.net/26/3641/2008/
ever, because there was no sharp shock front in the field data	two expected peaks, and the brief fifth burst at the start of	HCS crossing. For the next three days the field remained	Cassini. In chronological order (as they will be discussed
firm which of these is the initial response of the SKR how-	on day 49, which occurred approximately half way between	sal of the B_T component (positive to negative) indicating a	and the varying responses in the SKR emissions detected by
bance arrived at this earlier time. It is not possible to con-	crosses in the upper two panels, except for the second burst	This change in field magnitude was coincident with a rever-	events from 2004, each displaying different characteristics,
of the previous burst suggests that perhaps the field distur-	occurred close to the "expected" times, indicated by the	$\sim 02:00$ UT on day 51, then increasing to ~ 1.1 nT ~ 10 h later.	The sections below detail three solar wind compression
this burst could mark the arrival of the disturbed interplan-	the local maximum in emission. Using these definitions we	IMF data in the bottom panel, the held magnitude at this	corresponding SKR detections
powers for ~ 9 h, encompassing the next expected peak time.	Fig. 1 by the horizontal dotted line, and the burst peak as	tions on days 49-50 of 2004. Looking first at the lagged	4 Examples of solar wind compression events and the
we now it an "extra" burst, but note that it continued at lower	termined by Lamy et al., 2008), marked in the top panel of	The event shown in Fig. 1 began with "quiet" condi-	
fore the expected time of the next regular pulsed emission	proximately twice the median value of $2.7 \times 10^7 \mathrm{W sr^{-1}}$ de-	discussed below.	presented and discussed.
Because this SKR burst began and neaked significantly be-	or describing the data in this section we define a burst of SKR as an interval of emission above 5×10^7 W st ⁻¹ (i.e. and	features and the corresponding larged IMF data that will be	wind CIR events and the corresponding SKR detections are
accounting for the propagation the start of the field disturbance	of describing the data in this section we define a burnt of	o indicate now drey may correspond to the detected SKR	by Zarka et al. (2007). In the next section examples of solar
marked by the cross. The timing of this peak was ~ 16 h (not	The data in the upper two panels of Fig. 1 show that the	tom panel is lagged by the radial propagation delay of ~ 15 h	pression events, on much larger scales than those identified
just ~ 8 h later, i.e. before the next expected time of a peak	detected.	the Parker spiral direction. The IMF data plotted in the bot-	the modulation of the SKR associated with solar wind com-
indicated by the second vertical dashed line, which peaked	Cassini, and now examine its effects on the SKR emissions	ing to ~ 11 h for propagation of phase fronts aligned along	("7") as a guide to highlight any major systematic changes in
cal dashed line. This was followed by another SKR burst,	on day 51 as the arrival of a minor compression region at	the interval due to Cassini's motion towards Saturn, reduc-	fore use the "expected" times of the peaks in SKR emission
larger. The start of this burst is marked by the first verti-	day 55. We identify the HCS crossing and disturbed field	agation delay is nominally \sim 15 h, varying by \pm 0.5 h over	(±0 mm) in the solar wind speed. In this study we there-
imum power of $\sim 10^9 \mathrm{W}\mathrm{sr}^{-1}$, i.e. an order of magnitude	tude began a steady decline, reaching ~ 0.4 nT at the end of	al., 2005). In the example shown in Fig. 1 the radial prop-	(1.6 min) in the SVD partial during the intervals of interact
until the last $(\sim 21:00 \text{ UT} \text{ on day } 50)$ which reached a max-	and ~ 1.2 nT. At $\sim 23:00$ UT on day 54 the field magni-	of the solar wind and variations in the flow speed (Crary et	the broadness of the peaks of the SKR emission. Zarka et
day 50. The power of each of these peaks was $\sim 10^8 \mathrm{W sr^{-1}}$	disturbed, fluctuating on short timescales between $\sim 0.5 \mathrm{nT}$	tain (to many hours) due to possible non-radial propagation	et al. (2007) (see their Fig. 2), and is partially attributed to
		a nonline solar while speed of solar side strend and the fourte of the fourte. The actual promagation delay is very incer-	is actually significantly larger than this, as shown by Kurth
	dashed lines mark features described in the text.	a nominal solar wind sneed of 500 km s ⁻¹ is given at the ton	ever, the spread in the measured timings of the SKR peaks
ppagation and a constant solar wind speed of $500 \mathrm{km s^{-1}}$. The vertical	wind propagation delay is marked, estimated assuming purely radial pro	or the planet accuming muraly radial motion and using	SKR period of ± 25 s over the intervals studied here. How-
ere 1 R_S =60 268 km). At the top of the plot, an estimate of the solar	marked is the spacecraft range from Saturn in units of Saturn radii (wh	Tabelled in units of saturn radii (nere 1 $K_S = 00.208$ km). The	SKR peaks, which corresponds to a maximum "error" in the
plots is marked in units of days, with sub-divisions every 6h. Also	as indicated at the right hand side of the panel. The time axis of these	vais of days, with Cassill's fautal distance from Saturn also	racy of the Kurth et al. (2007) polynomial fit to the measured
strength in nT. colour coded by the sense of the RTN B_T component	panel. The bottom panel is a plot of the interplanetary magnetic field s	right frame side of the parter. The time axis is tabelled at inter-	in the constants C_1 , C_2 , etc. given above define the accu-
wer as a function of frequency and time, coron-coded according to the number of SKR emission as in the top	the colour har at the right hand side of the figure. The crosses on this	resents $B_T < 0$ and red represents $B_T > 0$, as indicated at the	and solve for successive n to find a set of times t . The errors
e expected times of the SNR peaks given by Nutti et al. (2007), as	over 100–300 kHz. The crosses toward the top of the paller mark the described in the text. The middle namel shows the SKR electric field not	coded according to the sense of LMF B_T , where due rep-	therefore set Eq. (2) equal to $360 n$, incorporating Eq. (1),
lows 0.538125 h averages of the emitted power of the SKR integrated	Fig. 1. SKR and IMF data from days 49–55 of 2004. The top panel sho	bottom panel shows the LMF magnitude $ B $ in nT, colour-	emission. To locate the times of the expected SKR peaks we
		pected timings of the SKK peaks as in the upper panel. The	where n is an integer, there should be a peak in the SKR
1053.4 1045.7 1038.1 1030.5	א (א ₂) 1083.9 1076.3 1068.7 1061.0	time. The crosses in the upper part of this panel show the ex-	These functions are defined such that when $\Phi_{SKR}(t) = 360 n$,
053 054 055 056	DAY (UT) 049 050 051 052	side of the figure, and plotted as a function of frequency and	$T_0 (\overline{z_1}, \overline{z_3}, \overline{z_5}, \overline{z_5}, \overline{z_5})$
		colour-coded according to the colour bar on the right hand	$I_{\text{SKR}}(t) = \frac{d\Phi_{\text{SKR}}/dt}{d\Phi_{\text{SKR}}/dt} = \frac{1}{(360 - (C_2 + 3C_2 t + 3C_4 t^2))}.$ (3)
• B ₁ >0	0.5	an electric field spectrogram, where the relative powers are	T (2) 360 360 (2)
		algorithm described above. The middle panel of Fig. 1 is	The drifting SKK period I_{SKR} is then given by:
		expected SKR peaks according to the Kurth et al. (2007)	
	IT 1.5	crosses toward the top of the panel mark the timings of the	$\Phi_{\text{SKR}}(t) = \frac{1}{T_0} \times t - \Delta \Phi_{\text{SKR}}(t). $ (2)
		ner steradian over the frequency range of 100–300 kHz. The	360
		the emitted SVD noticer corrected for radial distance in Wotte	phase of the SKR at any time:
		of 2004, when Cassini was at a radial distance from Saturn of more than 1000 B_{\pm} are chosen in Fig. 1. The ten need shows	$\Delta \Phi_{SKR}$ is subtracted from that of the fixed period to give the
-20.5 ZH 2		The Cassini data acquired over days 49–55 (18–24 February)	$C_4 = -7.913 \times 10^{-7} (\pm 1.47 \times 10^{-7})^\circ d^{-3}$. This phase drift
			$C_2 = -2.527(\pm 2.05 \times 10^{-5}) \cdot c^{-2}$, $C_2 = -3.041 \times 10^{-3}(\pm 2.17 \times 10^{-4}) \circ d^{-2}$ and
-19.1 Δ	Hz	4.1 Days 49–55 of 2004	where $C_1 = 87.77 (\pm 10.1)^\circ$, $C_2 = -2.527 (\pm 0.05 \times 10^{-2})^\circ A^{-1}$
		an unreen evenis is dien discussed.	
		are only available for event 3. A summary of the features of	$\Delta\Phi_{\rm SKR}(t) = C_1 + C_2 t + C_3 t^2 + C_4 t^3, \tag{1}$
		and subsequent SKR bursts for comparison. CAPS ion data	1 January 2004 is given by
		pression are shown to illustrate the nature of the preceding	2006. This phase drift as a function of time t in days since
		In each case the data from a few days either side of the com-	peaks over the interval from 1 January 2004 to 28 August
		compression bounded by both forward and reverse shocks.	nomial to Cassini measurements of the timing of the SKR
+ + + + + + + + + + + + + + + + + + + +		tude; 2) a minor CIR compression region; 3) a major CIR	a fixed period $(T_0=0.4497 \mathrm{d})$ by fitting a third order poly-
(adial prop. delay:15.2 h	2004 Days: 049 - 055 K	reversal in IMF B _T without a large change in field magni-	an expression for the variation of the SKR phase relative to
		below) these events are: 1) a HCS crossing identified by a	comparison with those observed Kurth et al (2007) derived
adial prop. delaw 15.3 h		elow) these events are: 1) a HCS crossing identified by a	ъ ,
vind compression effects on Saturn kilometric radiation bursts	3644 S. V. Badman et al.: Solar v	cilometric radiation bursts 3643	adman et al.: Solar wind compression effects on Saturn

ocopitys., 20,

www.ann-geophys.net/26/3641/2008/

ш ш	Increased Reduced Similar	across compression Early E	ate at expected time?
	1 001-007 1.0 50 29 21	1.35 50	50 No
	2 015-022 0.2 7 86 7	0.96 43 5	57 Yes
	3 025-031 0.5 100 0 0	5.64 45	55 No
BAMAANA NA NA SA	4 036-042 0.3 0 100 0	0.29 69	31 Yes
	6 049-055 0.5 42 58 0	1.5 25	75 No
	7 109–115 0.2 83 0 17	1.82 33 0	67 Yes
	8 119-125 -0.5 57 14 29	0.32 79 2	21 No
	9 133-139 0.4 27 64 9	3.6 45	55 No
	10 159 - 166 0.4 46 54 0	1.94 31 0	69 Yes
	0 20 00 11 010-212 011 010-212 00 0 00 00 010 212-000-211	1.2 V V V V V V V V V V V V V V V V V V V	SU Ies
	12 230-236 0.6 36 36 27	1.66 18 8	82 Yes
	13 258-264 0.2 62 23 15	4.05 15 8	85 No
B+<0	$a \pm 3 \times 10^{7} \mathrm{W sr^{-1}}$		
B1>0	were detected but at relatively low powers (between $\sim 2 \times 10^{7}$ and $\sim 10^{8}$ W sr ⁻¹). Between $\sim 14:00$ UT and $\sim 19:00$ UT on	tered by Cassini causing an inc strength to \sim 0.6–0.8 nT, marked	rease in the measured field on Fig. 3a by the first verti-
135 136 137 138 139 140 419.7 411.8 403.9 396.0 388.1 380.1	day 1.35 the KFWS antennae were not appropriately orien- tated with respect to Saturn to reliably determine the wave	cal dashed line. The field contin turbed for the next six days, and	nued to be elevated and dis- d the HCS was encountered
f 2004, in the same format as Fig. 1.	during this time are therefore excluded from our analysis.	bottom panel was similarly low a	at under 0.01 nPa at the start
	(disregarding the few-hour interval just mentioned) occurred	by the vertical dashed line (coin	ncident with the increase in
ind there are sig- same format as Fig. 1, and summarised in Table 1 under event	at the expected timings but there were also peaks in between	IMF magnitude) due to increas	es in both the plasma den-
agation delay, as number 9. The radial propagation delay between Cassini and end to lower fre- Saturn is estimated to be \sim 5 h, varying by ±0.4 h over the in-	these times e.g. ~08:00 UT on day 156. During days 157 to 138 the SKR emission was intensified again, with a particu-	of 0.1 nPa over the next six day	yingh and peaking in excess ys. At the start of day 214
kHz compared to terval due to Cassini's motion toward Saturn. The magnetic	larly powerful burst lasting from $\sim 08:00$ UT to 14:00 UT on	(see Fig. 3b) there was an abrul	pt decrease in field strength
ussion previously field data in the figure clearly show a CIR forward shock at ~ 18.001 m day 13.4 when the field strength increased	day 137, with a maximum power of $\sim 6 \times 10^{\circ}$ W sr ⁻¹ . This burst has no obvious trigger in the IMF data as indicated	from $\sim 1.7 \mathrm{nT}$ to $\sim 0.6 \mathrm{nT}$, which were shock at the trailing bound	a we identify as the CIR re-
nd of these bursts from below 0.2 nT to ~ 0.5 nT. The field remained elevated	by the second vertical dashed line. The powers of the SKR	gion. At this time the solar wind	d dynamic pressure also de-
n burst due to its and disturbed for several days, only returning to "quiet" con-	bursts then decreased gradually for the rest of the interval to	creased from ~ 0.1 nPa to ~ 0.02	2 nPa, associated with a de-
and assuming an ditions on day 144, when the SKR had already returned to its	levels of $\sim 10^{\circ} \text{ W sr}^{-1}$. These emission bursts again peaked	crease in the density combined	with an increase in the flow
towing rour days pre-compression power and periodicity.	close to the expected timings, but with other lower power peaks in between.	speed. After the snock the field r imately constant at ~ 0.5 nT for	magnitude remained approx- over 5 days, until the end of
to burst shown on bursts of SKR during the low field strength interval on		the interval shown. Where avai	ilable the dynamic pressure
ing, had a lower days 133–134. The four most powerful bursts, each peak-	4.3 Days 206–219 of 2004	data were similarly elevated rel	lative to the start of the in-
the bursts before ing at $3-5 \times 10^8 \mathrm{W sr^{-1}}$, peaked close to the expected tim-		terval at values of $\sim 0.01-0.05$ n	Pa, but lower than the peak
tail below. When the shorter-duration, lower	The final interval presented here includes days 206–219 (24	that the average of the termination of te	iring days 208–214. We note
the closest to the cl	July–6 August) of 2004, after SOI when Cassini was trav-	TMF and solar wind data sets is t	te showli liele betweell the
sis of any changes SKR burst was detected, reaching a neak of $\sim 10^9 \mathrm{W sr^{-1}}$.	\sim 115–140 R _c (see event number 11 in Table 1, to be dis-	the CAPS plasma data were avai	lable for comparison.



DAY (UT) 133 R (R_S) 435.4

134 427.6

0.0

l / nT |B| 0.5

. .5 2.0

<u></u>

Freq / kHz

100

Power /

10

1000

W sr⁻¹

10⁹ 1010

++

+ +

+ + +

++

-+ + +

++

"extra" emissions as explained above and will be described in the pulsing of the bursts. All other bursts were treated as expected times are included to enable analysis of constructing Table 1 only bursts which peaked (see event number 6), to be discussed in detail the field disturbance. These results are also lis power of $\sim 10^8 \,\mathrm{W \, sr^{-1}}$, similar to that of the day 55, when the field strength was declining at powers of $\sim 10^9 \,\mathrm{W \, sr^{-1}}$. The final SKR by there were several long-lived (>6h), intense S accurate propagation delay. Over the follow correspondence with the IMF B_T reversal, and was selected as the initial post-compression b For the purposes of our analysis the second of noted during a compression interval by Kurth 50-100 kHz). This is a feature of SKR emiss quencies than the preceding bursts (~10kH described above. Both of these bursts extend nificant uncertainties in the estimated propag to identify the start of the compression, and

4.2 Days 133–139 of 2004

separately.

www.ann-geophys.net/26/3641/2008/

2004, when Cassini was at a radial distance of \sim 400 R_S from Saturn. The data from this interval are shown in Fig. 2 in the The next event presented is from days 133-139 (12-18 May)

ers of ${\sim}2{\times}10^8\,W\,sr^{-1},$ which extended to low frequencies (~10 kHz). Over the next two days several bursts of SKR lay from the spacecraft to the planet (see the first verti-cal dashed line), and occurred in between the timings of to arrive at Saturn by employing the \sim 5 h propagation depeak, two emission peaks were detected with reduced powtensification, and centred at the time of an expected SKR the expected SKR peaks. A few hours after this initial in-This was ~4h after the solar wind shock was expected

cussed below). However, Cassini was travelling close to the dawn meridian so the displacement in the Sun-planet radial

delay was only a few minutes. The solar wind dynamic presdirection was very small, and hence the radial propagation

Ann. Geophys., 26, 3641–3651, 2008

2 1 No

Days

 $\Delta |\boldsymbol{B}|/\mathrm{nT}$

Increased

Percentage of SKR peaks with affected powers Increased Reduced Similar^a

Ratio of powers across compression

Relative timing of bursts (%) Early Late

at "expected" time? Initial SKR burst Table 1. SKR observations relating to thirteen CIR compression events

S. V. Badman et al.: Solar wind compression effects on Saturn kilometric radiation bursts

www.ann-geophys.net/26/3641/2008

there was a more powerful burst of SKR, in phase with Examining the SKR emissions plotted in the upper two panels of Fig. 3a and b at the start of the interval, there were the solar wind shock at Cassini at ~18:00UT on day 207, there was a more powerful burst of SKR, in phase with the at powers of $\sim 1-3 \times 10^8 \text{ W sr}^{-1}$ up to $\sim 2.5 \text{ h}$ before their expected timing in each case. Coincident with the detection of four longer-duration (~6-8 h) bursts. These bursts peaked fore the first vertical dashed line, which are grouped into seven emission peaks exceeding the 5×10^7 W sr⁻¹ limit be-

Ann. Geophys., 26, 3641-3651, 2008

magnitude was low and relatively constant at ${\sim}0.1{-}0.2$ nT. At ${\sim}18{:}00$ UT on day 207 a CIR compression was encoun-

b. At the start of the interval, shown in Fig. 3a, the IMF this interval are plotted in the bottom panel of Fig. 3a and sure values derived from the available CAPS ion data over 3646

S. V. Badman et al.: Solar wind compression effects on Saturn kilometric radiation bursts

2004 Days: 133 - 139 Radial prop. delay: 5.3 h

Ann. Geophys., 26, 3641–3651, 2008

Ann. Geophys., 26, 3641-3651, 2008

peak powers of the SKR emissions which occurred close to for comparison, where a negative value of $\Delta |B|$ implies a re-Next, the size of the initial solar wind shock $\Delta |\mathbf{B}|$ is given text (numbers 6, 9 and 11). The first column lists the intercompression events, these features are now summarised in the expected peak times during the five days following the verse shock such as that identified on day 214 (Fig. 3b). The val of days surrounding each compression that was studied The three events discussed above are highlighted by italic Table 1 together with the results from all identified events Having described the SKR response to three different CIR

of the other events, if the propagation delay was overestiburst was already significantly more powerful than those preduced relative to those before the compression ranged from centage of identified peak powers that were intensified or resolar wind compressions in a consistent manner. The perthe initial burst, the SKR peak powers were not affected by compression (correlation coefficient C=0.37). Apart from IMF magnitude $\Delta |B|$ and the ratio of the powers across the all positive correlation was identified between the change in reduced by factors of 0.32 and 0.38 respectively. An overshocks (events 8 and 11b - see Fig. 3b for the latter) were any more accurately. The initial bursts following the reverse plained above, the propagation delay cannot be estimated mated by a few hours in each case. Unfortunately, as exintense compression response peaks, following the behaviour ceding it. These powerful earlier bursts could in fact be the reduced powers after the compression because the previous powers of the initial bursts immediately following the comof SKR, as will be discussed below. beaming effect is a possible explanation for "missed" bursts most significant factor for this study is that the SKR detection and 5.64, with an average of 2.6. Events 2 and 4 showed pressions were usually increased by factors of between 1.35 depends in the direction of emission from the source. This Referring to the events summarised in Table 1, the peak



calculated from CAPS ion measurements as Fig. 1. The SKR power data in the top panel are 0.539056 h averages. The bottom panel shows the solar wind dynamic pressure in nPa 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

DAY (UT) 213 R (R_S) 127.5

214 129.2

215 130.9

216 132.4

217 133.9

218 135.3

219 136.7

220

to the expected times, but also many extra peaks of similar powers in between val shown on day 219. There were peaks in emissions close day 213, just preceding the reverse shock encounter in \sim 06:00 UT on day 213 (Fig. 3b). After \sim 20:00 UT or These powerful emissions continued, occasionally peaking After these low power emissions, two more powerful

4.4 Summary of all events identified

is listed for each event. The subsequent two columns list the creased, decreased, or similar $(\pm 3 \times 10^7 \text{ W sr}^{-1})$. Next, the of the last "undisturbed" peak, and then categorized as inrival of the compression (i.e. the last before and the first after) ratio of the peak powers of the two bursts closest to the arpredicted arrival of the shock at Saturn are compared to that val that were detected early or late relative to the "expected" proportion of bursts in the few-day post-compression inter-

in between, usually at lower powers. Further low power of long-duration powerful bursts were detected, each with 212 (i.e. after the two reduced power SKR cycles) a series cluded an "extra" peak not at the expected timing. In this around the time of the arrival of the compression, which intwo previous events, Cassini detected intensified emission until mid day 212. Close to midnight on day 211 the SKR $(<10^8 \text{ W sr}^{-1})$ emissions were then detected late on day 21 peaks close to all expected times but also several extra peaks maximum powers of $\sim 5 \times 10^8 \,\mathrm{W \ sr^{-1}}$. There were emission ful than those preceding the compression. Over days 209example though, the successive emissions were less powertiming of a SKR peak (~20:00 UT on day 208). As in the sequent low power bursts on day 208 was at the expected expected timings of the SKR peaks, and only one of the subshock arrival was an "extra" peak occurring in between the two SKR cycles. The second of the intense peaks after the then several low power ($\sim 10^8 \,\mathrm{W \, sr^{-1}}$) bursts over the next lowed by two more powerful peaks just a few hours apart preceding bursts, peaking at $\sim 6 \times 10^8 \text{ W sr}^{-1}$. This was fol-

et al. (2007). The final column in Table 1 identifies whether

Kurth et al. (2007) timings. The maximum time difference

at the spacecraft to take into account. The first of these is

Cassini as its distance from Saturn changed. This can be

al. (2007) pulsing.

or whether it was distinctly out of phase with the Kurth et

Considering first the intensity of the SKR pulses there are

pression occurred close to the time of the next expected peak, the first peak in SKR power following the arrival of the comshort-term fluctuations of the SKR period derived by Zarka ings from the Kurth et al. (2007) fit, and encompassing the dictated by the quiet-time deviation of the SKR peak timallowed was 3h either side of the expected time, a value

at powers in excess of $10^9 \mathrm{ W \ sr^{-1}}$, until the end of the intersity, possibly indicating another smaller compression region incident with an HCS encounter and increased plasma denerful SKR emissions reappeared at the end of day 215 covery low power (<108 W sr⁻¹) bursts were detected. Powpanded. Out of the next four SKR peaks expected, only three time, such that Saturn's magnetosphere would have ex- $(<5 \times 10^7 \text{ W sr}^{-1})$. The dynamic pressure decreased at this the solar wind, the SKR emission was at very low power were observed at ~20:00 UT on day 212 (Fig. 3a) and lower frequency ($\sim 2 \times 10^8 \text{ W sr}^{-1}$, $\sim 10-100 \text{ kHz}$) bursts emission peak was expected. by the second vertical dashed line), which is a time when an power was at a minimum of less than $10^7 \,\mathrm{W \, sr^{-1}}$ (marked

> times and disregard the data within. The final and potentially the configuration of the RPWS antennae (Cecconi and Zarka level for the entire interval studied. The second influencing use to define a burst is considerably greater than the noise neglected in the present study because the power level we the variation of the SKR signal to noise ratio detected by three additional factors affecting the detection of emission

2005), however we have attempted to identify the affected factor is that the detected SKR properties can be affected by

3648

S. V. Badman et al.: Solar wind compression effects on Saturn kilometric radiation bursts

S. V. Badman et al.: Solar wind compression effects on Saturn kilometric radiation bursts

U tures in the SKR data are detected following a solar wind It is evident from the descriptions above that a variety of fea-SKR peak) in five of the events identified, e.g. events 6 and 9 as a distinct peak (i.e. more than 3 h before the next expected tense burst of SKR following the compression was observed and these were also seen during the pre-compression interextra bursts of similar or lower powers were also detected. ent to those before the compression. In most cases some of the post-compression bursts were not significantly differ-Overall, we can deduce, however, that the time differences and short-term (Zarka et al., 2007) variations in SKR period employing a model of both the long-term (Kurth et al., 2007) the changes in SKR pulsing could be made in the future by 3h of the expected time. A more reliable determination of maximum set, i.e. a peak in SKR was usually detected within short as just over one minute, up to nearly as long as the 3 h tioned above the time differences themselves varied from as the bursts were early, and in event 13 85% were late. As menbehaviour was identified. During two events (numbers 1 and observed relative to the "expected" times, a wide variation in anisms. Looking now at the times the emission peaks were this result inhibits any insight into the SKR generation mechthe burst, with a mean of \sim 3 h, and from 2 h to 11 h (mean calculated: from less than 1 h to over 10 h until the start of lay was an hour or less, there is a large variation in the times tively close to Saturn such that the estimated propagation dethree events included in this study, when Cassini was reladelay which make this calculation difficult. Even for the last there are large uncertainties in the solar wind propagation tion causing the SKR intensification. As already discussed sion peak, which is of interest for understanding the interaccompression at Saturn and the time of the next SKR emiswe first mention the time delay between the arrival of the the burst powers were reduced (event 4, explained above) bursts were intensified (event 3) and during another event all 0 to 100%, implying that during one event all the observed shown in Figs. 1 and 2. vals e.g. the start of event 6, shown in Fig. 1. The first inlate bursts were identified. In contrast, during event 8 79% of value ~ 4 h) until the peak in the emission. The variability of fied and reduced bursts were identified overall. duced powers was observed. Similar proportions of intensi-Much more commonly, a combination of intensified and re-11a – see Fig. 3a for the latter), equal numbers of early and Considering now the timings at which the bursts occurred, **Discussion and conclusions**

of the solar wind compression at the magnetosphere. (The SKR data is the initial high-power burst, usually peaking at tions for these observations. One recurrent feature in the events included in this study, and suggest possible explanadisturbance. We now discuss common features from all the $\sim 10^9 \,\mathrm{W \, sr^{-1}}$, which occurred around the time of the arrival

www.ann-geophys.net/26/3641/2008/

encountered. After this initial post-compression or reverse compressions (e.g. days 133-139 shown in Fig. 2). In genboth intense and weak SKR bursts (relative to those preced-Fig. 3b. Most commonly in the events studied, periods of et al., 2005). Also, very low levels of emission were detected continued at high powers for several days (e.g. days 49-55, tween events. In four of the events identified, the SKR pulses exact timing is approximate due to uncertainties in the propdata. and sometimes reduced, with no obvious cause in the IMF shock burst, the behaviour is variable: sometimes intensified ted SKR power when a reverse shock in the solar wind was tion, this study presents two examples of a reduction in emitincreased when the solar wind was compressed. In addieral, this study confirms that the emitted SKR power initially ing the solar wind disturbance) were detected after solar wind for ~ 30 h following the reverse shock on day 214 shown in by Cassini for ~ 18 h shortly after the disturbance (Jackman 2004, not shown here), very little SKR emission was detected shown in Fig. 1). Conversely, during event 3 (25-31 January ter the initial SKR burst, the behaviour of the SKR varied beserved after the two reverse shocks identified in the data. Afopposite effect, i.e. a decrease in SKR emitted power, is obsuch an extent that it cannot be attributed to the intrinsic dephase with the expected times of the SKR emission peaks to viation of the bursts around the Kurth et al. (2007) fit. The agation delay.) The timing of this burst is sometimes out

skipped, but when the SKR pulses return, they are in phase becomes very low. In these cases at least one SKR "beat" is examined over timescales significantly longer than the few days 208–212 in Fig. 3a. to the regular pulsing of the SKR, there are numerous "extra" with the Kurth et al. (2007) pulsing (see Fig. 3b). In addition casions mentioned above where the SKR emission detected e.g. on day 51 shown in Fig. 1. Also, there are the two ocnot always fall coincident with a regular pulse of the SKR First, the initial powerful SKR burst described above does non-compression intervals. There are two exceptions to this ing for a similar deviation in time to that observed during the minute variations noted by Zarka et al. (2007), and allowperiod) during and after the solar wind disturbances, when pected times (with respect to the Kurth et al. (2007) drifting note that overall the SKR continues to pulse close to the exbursts at the same frequencies, of lesser or equal power, e.g. Now considering the modulation of the SKR bursts, we

ral emissions to large reconnection events in the magnetotail paign. Cowley et al. (2005) attributed these enhanced ral emissions during the January 2004 HST imaging camtense SKR bursts were coincident with enhanced UV aurohow our observations may relate to those presented in other power and phasing of the SKR. We can, however, suggest physical reasons for the observed variations in the emitted generated and controlled we do not attempt to give detailed studies. For example, Kurth et al. (2005a) noted that in-Since there is as yet no complete theory on how SKR is l auro-

3650

3649

S. V. Badman et al.: Solar wind compression effects on Saturn kilometric radiation bursts

S. V. Badman et al.: Solar wind compression effects on Saturn kilometric radiation bursts

term phasing of the SKR bursts, but during the disturbed cient C=0.37. The timings of the initial SKR intensifications

of terrestrial auroral kilometric radiation, which is enhanced enhanced currents are then a possible explanation for the innection events (Russell et al., 2008). 2007) which appear to influence the occurrence of tail reconbursts, e.g. the location of Saturn's moons (Menietti et al. the solar wind conditions could affect the occurrence of SKR also affirms that parameters other than planetary rotation and Gurnett, 1974). The frequent detection of the "extra" bursts during reconnection events in the Earth's magnetotail (e.g Mitchell et al. (2005). This is analogous to the behaviour described by Bunce et al. (2005), Jackman et al. (2005) and days could be associated with further reconnection events, as larly, any intense "extra" peaks of SKR over the next few solar wind compression at Saturn's magnetosphere. Simitense bursts of SKR observed shortly after the arrival of ε which enhance the associated field-aligned currents. Such

> The intensity of the detected emissions during the disturbed were also detected both before and during the compressions. the compressions. Distinct "extra" bursts of SKR emission times, within the tens of minutes variations observed before interval the SKR continues to pulse close to the expected following the compressions can be independent of the long-1982; Desch and Rucker, 1983), with a correlation coeffi

elled, its effects can be systematically accounted for wher studying SKR data series such as those included in this study beaming phenomenon is satisfactorily understood and modthe source beaming effect mentioned above. Once the source therefore attributed the lack of measurements by Cassini to spacecraft did measure SKR at the expected time. Cassini RPWS detected very little SKR emission, the Uni-SKR detections became very weak, and stated that although above (25-31 January 2004, not shown here), when the fied Radio and Plasma wave experiment onboard the Ulysses Kurth et al. (2005a) discussed in depth event 3 mentioned They

do not have a significant effect on the pulsing of the SKR tinue to pulse at the same period as the preceding ones. The pulsing of the bursts is therefore the same before and after over the few-day timescales considered here. In the vast mathe compression events. SKR bursts during the compression event are intensified or tected under compression and rarefaction conditions. While peaks at the expected times, as well as additional bursts dejority of our observations there continue to be SKR emission nett et al., 2005; Kurth et al., 2007), solar wind compressions slowly over time (e.g. Galopeau and Lecacheux, 2000; Gursuggests that while the period of the SKR pulses is varying reduced relative to those before the event, they usually con-To sum up our discussion of the SKR phasing, our analysis

those predicted using the Kurth et al. (2007) drifting SKR emitted SKR power, as identified in Voyager data (Desch in this study. Firstly we confirm that there was an overall eral conclusions from analysis of the thirteen events included sions was variable, however, we are able to draw some genperiod. The behaviour of the SKR following the compresand also compared the timings of the observed pulses with bursts before, during, and after the solar wind disturbances craft. We have examined the relative intensities of the SKR and the corresponding SKR emissions observed by the space-Cassini measurements of compressions in the solar wind namic pressure (using $\Delta | \boldsymbol{B} |$ as a proxy) and the change in positive correlation between the change in solar wind dy-In conclusion, we have presented thirteen examples of

Ann. Geophys., 26, 3641-3651, 2008

Acknowledgements. We thank John Steinberg and the LANL CAPS team for providing the Cassini ion data from which the solar wind netosphere) as was suggested before Cassini SOI (e.g. Zarka by an STFC studentship and SWHC by a Royal Society Leverhulme data (Lead Co-I: Andrew Coates UCL/MSSL). Work at Leicester dynamic pressure values were calculated. We thank Chris Arridge solar wind CIR compressions. of solar wind-SKR correlation coefficients. Our final conand Kurth, 2005), without careful consideration of other incannot be simply used as a diagnostic of the prevalent solar the origin of SKR, and demonstrates that the SKR emissions days, sometimes reducing, and rarely disappearing. This reintervals is variable, sometimes remaining intense for several Trust Senior Research Fellowship. was supported by STFC grant PP/E000983/1. SVB was also funded (UCL/MSSL) for providing a description of the relevant CAPS ELS these few-day timescales was consistent before and after observed, in general the modulation of the SKR bursts over clusion is that, although variations in the SKR intensity are sions drawn by Rucker et al. (2008) following calculation fluencing factors. This is in agreement with recent concluwind conditions (e.g. when Cassini is inside Saturn's magsult warrants further investigation in relation to theories on

their help in evaluating this paper. Topical Editor I. A. Daglis thanks two anonymous referees for

References

- Bunce, E. J., Cowley, S. W. H., Wright, D. M., Coates, A. J., Dougherty, M. K., Krupp, N., Kurth, W. S., and Rymer, A. M.: In-situ observations of a solar wind compression-induced hot plasma injection in Saturn's tail, Geophys. Res. Lett., 32
- Cecconi, B. and Zarka, P.: Direction finding and antenna cali-L20S04, doi:10.1029/2005GL022888, 2005
- doi:10.1029/2004RS003070, 2005. on a three-axis stabilized spacecraft, Radio Sci., 40, RS3003 bration through analytical inversion of radio measurements performed using a system of two or three electric dipole antennas
- Cowley, S. W. H., Badman, S. V., Bunce, E. J., Clarke, J. T., sphere and its relation to Saturn's auroral dynamics, J. Geophys Yeoman, T. K.: Reconnection in a rotation-dominated magneto-Gérard, J.-C., Grodent, D., Jackman, C. M., Milan, S. E., and
- Crary, F. J., Clarke, J. T., Dougherty, M. K., Hanlon, P. G. Rymer, A. M., and Young, D. T.: Solar wind dynamic pressure Hansen, K. C., Steinberg, J. T., Barraclough, B. L., Coates, A. J., Gérard, J.-C., Grodent, D., Kurth, W. S., Mitchell, D. G., Res., 110, A02201, doi:10.1029/2004JA010796, 2005.

S. V. Badman et al.: Solar wind compression effects on Saturn kilometric radiation bursts

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 emis-

sion, J. Geophys, Res., 87, 4549-4554, 1982.
Desch, M. D. and Kaiser, M. L.: Voyager measurement of the rotation period of Satum's magnetic field, Geophys. Res. Lett., 8,

23.-256, 1981.
Desch, M. D. and Rucker, H. O.: The relationship between Saturn kilometric radiation and the solar wind, J. Geophys. Res., 88, 8899-9006, 1983.

Dougherty, M. K., Kellock, S., Southwood, D. J., Balogh, A., Smith, E. J., Tsurutani, B. T., Gerlach, B., Glassmeier, K.-H., Gleim, F., Russell, C. T., Erdos, G., Neubauer, F. M., and Cowley, S. W. H.: The Cassin 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, 13089–13102, 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.

Gurnett, D. A., Kurth, W. S., Kirchner, D. L., Hospodarsky, G. B., Averkamp, T. F., Zarka, P., Lecacheux, A., Manning, R., Roux, A., Canu, P., Cornilleau-Wehrlin, N., Galopeau, P., Meyer, A., Boström, R., Gustafsson, G., Wahlund, J.-E., Åhlen, L., Rucker, H. O., Ladreiter, H. P., Macher, W., Wooliscroft, 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 Investiverino Snare, Si Rev 114 305–445 2004

gation, Space Sci, Rev., 114, 395–463, 2004.
Gurnett, D. A., Kurth, W. S., Hospodarsky, G. B., Persoon, A.,
Averkamp, T. F., Cecconi, B., Leeacheux, A., Zarka, P., Canu, P.,
Cornilleau-Wehrlin, N., Galopeau, P., Roux, A., Harvey, C.,
Louarn, P., Boström, R., Gustafisson, G., Wahlund, J.-E., Desch, M. D., Farrell, W. M., Kaiser, M. L., Goetz, K., Kellogg, P.
J., Fischer, G., Ladreiter, 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., Achilleos, N., Bunce, E. J., Cecconi, B., Clarke, J. T., Cowley, 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 Crary, 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., Louarn, 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:10.1029/2006GL028336, 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.

Menietti, J. D., Groene, J. B., Averkamp, T. F., Hospodarsky, G. B., Kurth, W. S., Gumett, D. A., and Zanka, 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., Krimigits, S. M., Mauk, B. H., Paranicas, C. P., Kupp, N., Hamilton, D. C., Kurth, W. S., Zarka, P., Dougherty, M. K., Bunce, E. J., and Shemansky, D. E.: Energeici on 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., Taubenschuss, 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. Zarka, P., Satum Kilometric Radiation as a monitor for the solar wind?

 H.: Satum 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.,

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., Blanc, 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

www.ann-geophys.net/26/3641/2008/

3651

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.

in Laboratory, Imperial College, London, UK outward drifting plasma falling behind corotation, resulting tion of a magnetic X line in the tail and the arrival of a magnetic X line in the tail and the arrival of the arrival of the arrival of a magnetic X line in the tail and the arrival of t
μ

CLARKE ET AL.: JUPITER'S AND SATURN'S AURORAL ACTIVITY

pared with these theoretical predictions. time scales from the campaign reported here can be comprinciple of differential rotation rates of the plasma and field depending on the region of enhanced currents, by the same Cowley et al., 2007]. The regions of brightening and the would be expected, at slightly different latitudes

> the auroral brightenings are related to the rapid closure of this period [Crary et al., 2005]. It has been proposed that Cassini measurements, and owing to the large tilt of Saturn

the IMF was not closely aligned with the magnetic axis over

longitude, rising to peak brightnesses of tens of MRayleighs in tens of seconds and fading to background over a few localized brightenings, likely reflecting different processes in different regions of the magnetosphere. "Polar flares" oval mapping to the middle magnetosphere, yet remain at events are not understood, since they occur along the main of several MRayleighs, remain at local dawn while other Less often, longer lasting brightenings appear along the main oval at local dawn [Ballester et al., 1996; Clarke et al., minutes. It has been proposed that these events map to the appear poleward of the main oval near 180° few hours while typically spreading in longitude. These features in the main oval rotate with the planet, and last a dayside boundary with the solar wind [Waite et al., 2001] auroral power, Jupiter's aurorae have also shown more "dawn storms" brighten over tens of minutes to peak values 1998; Grodent et al., 2003b; Gustin et al., 2006]. These Waite et al., 9 While the preceding discussion referred to the total 2001; Gladstone et al., 2002] system III frequently

during this event [*Kurth 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 showed a factor of 5 increase in auroral emission with a peak 1-2 h, or 50° in longitude, before the maximum wind pressure [Rucker et al., 2008]. The HST event in at Saturn has found that it is positively correlated with solar approaching Saturn. pressure, velocity, and IMF were measured by Cassini al., 2005; Crary et al., 2005]. For this event, the solar wind at the time of a large solar wind pressure increase [Clarke et Saturn showed that the auroral emissions clearly brightened ing process and interaction with the solar flux or solar wind. the Sun, implying an asymmetry in the excitation or beamintense when longitude $\lambda_{SLS} = 110^{\circ}$ was directed toward dominates at the Earth), suggesting a different kind of sure of the solar wind, not the direction of the IMF (as January instrument [Gurnett et al., 2004] also increased in intensity ness. The SKR power measured by the Cassini RPWS oval radius decreased in proportion to the emission brightbrightened Cassini spacecraft was $30-33 \times 10^6$ km upstream from Observations of Saturn's aurorae in January 2004 when the restricted to a broad local time range in the morning sector close to that of the planet rotation, with SKR sources probability for detection of SKR [Sandel and Broadfoot, several lengths (SKR) during its 1980 flyby. UVS observations over and radiofrequency radiation at Saturn kilometric wavelocal dawn implying influence from the solar wind. *Gurnett et al.*, 1981a; *Warwick et al.*, 1981; *Kaiser et al.*, 1981]. The SKR was reported to statistically be most 1981]. The SKR was known to be modulated with a period [10] Voyager 1 observed Saturn's UV auroral emissions 2004 appeared correlated with the dynamic preshours during a preencounter north/south map the most, filling the polar cap, and the main The dawn side auroral emissions

the solar wind and giant planet auroral emissions. Toward

this goal, a large program of Hubble Space Telescope (HST) be required to establish the physical relationship between motions at the solar wind boundary, rather main emissions are consistent with expected subcorotational

than near-

from thermal IR H₃⁺ auroral emissions indicates that Saturn's analysis of observations of ionospheric motions measured open tail flux induced by compression of the magnetosphere

[Cowley et al., 2005; Badman et al., 2005]. Finally, an

corotation associated with plasma closer to the planet

[11] It is clear that a more comprehensive data set would

[Stallard et al., 2007]

by propagation from near-Earth measurements. This paper initial discussion of the correlations of auroral activity at Jupiter and Saturn with propagated and measured solar wind presents addition, solar wind conditions at the planets were estimated past Jupiter and the Cassini spacecraft orbiting Saturn. measurements from the New Horizons spacecraft as it flew observations was scheduled, along with coordinated the HST data during the 4 campaigns, with an Б

2 Data

conditions.

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% systematic uncertainty in the zero level of emission. The sub-Earth latitude on Saturn was -13° and -8° during the first and second Saturn campaigns, affording a good view of the observations and data reduction are given in Appendix A rotate in and out of the field of view from the Earth. efficiency for the production of UV emissions (multiply P_{UV} north. Reflected solar emissions from the discs of both in 2007, the first Saturn campaign was interrupted, and restarted on DOY 40-42 with UV images from the Wide one in May-June 2007 close to Jupiter opposition. Followtrated in four campaigns of daily observations: one Camera for Surveys (ACS). The observations were concenthe Solar Blind Channel (SBC) of the HST Advanced geometry for an average auroral oval emission distribution. total auroral power, based on simulations of this observing geometric correction factor has been applied to obtain alternated between the northern and southern poles, since by ten for total input power). Observations of Jupiter the complete southern auroral oval but a poor view of the have larger error bars than the ACS data, reflecting mainly a tude lower sensitivity. These auroral power measurements ing an instrument safemode event on day of year (DOY) 27 Saturn was close to opposition, one in February-March after disc modeling and subtraction were applied. Details Jupiter's magnetic poles and auroral ovals are offset and planets were modeled and subtracted, then the total auroral Field Planetary Camera 2 (WFPC 2) at an order of magni-2007 during the New Horizons encounter with Jupiter, and January-February 2007 and one in February 2008 when [12] UV images of Jupiter and Saturn were obtained using the ⊳ B

CLARKE ET AL.: JUPITER'S AND SATURN'S AURORAL ACTIVITY

A05210

A05210

6 propagation, the velocity is the most accurately modeled paign. The validation study (details are given in Appendix A) showed that the propagation is most accurate near the extrapolation and is therefore optimal for the HST camminimum conditions, which increases the accuracy of the rotating sector structure at large distances during solar cluded cases near both solar minimum and solar maximum spanned heliocentric radii from Jupiter to Saturn and in-Saturn pressure and planetary auroral power. can be used to study the correlation between solar wind Since the velocity and density are accurately modeled, they mal component of the IMF is relatively poorly constrained (including the magnetic sector boundaries), while the norquantity, followed by the density and IMF magnitude they are in a line. Because of the 1-D nature time when The solar corona normally displays a well-ordered rigidly spacecraft data propagated to Ulysses near both Jupiter and has been carried out using ISEE3 spacecraft data propagated the uncertainties in the propagation, an extensive validation symmetry of the solar corona and solar wind. To determine The model has high radial resolution and assumes spherical made near the Earth to conditions near Jupiter and Saturn model has been used to propagate solar wind measurements Hanlon et al. [13] Pioneers 10 and 11 and Voyagers 1 and 2 A one-dimensional magnetohydrodynamic (MHD) Zieger the Sun-spacecraft-planet angle is small, i.e., n a line. Because of the 1-D nature of the 2004a, 2004b; Zieger and Hansen, 2008 and Hansen, 2008]. These comparisons and ACE

the dayside reconnection rate. The dayside reconnection rate can be estimated using the expression: strength and direction, which can be combined to estimate the relationship [14] By analogy to the Earth, it would be helpful to study between auroral power and the IMF

$$\Phi_R = \nu B_{\perp} L \cos^n \left(\frac{\theta}{2} \right),$$

Ξ

in this paper on the solar wind pressure. al., where Φ_R is the reconnection voltage (equal to the flux transfer rate from the dayside to the tail), v is the solar wind the angle θ is poorly known, and we have thus concentrated constrained by the propagation (as shown in Appendix A) the planetary magnetic axis [Badman et al., 2005; Nichols et magnetosphere (modulated by the solar wind dynamic can reasonably be taken as some fraction of the size of the speed, B_{\perp} the perpendicular field strength, L a length that the direction of the IMF, θ being the "clock" angle about pressure), and the cosine function gives the dependence on 2007 Since the IMF component B_N is poorly

minutes, particularly in the strong postshock compression tion rates and maybe "cusp" auroral output, it should be recognized that in general the directions of the field N and S of northward and southward field will influence reconnecconditions at each planet. While it is possible that intervals solar wind at large distances from the Sun are normally regions. These time scales are generally shorter than the are usually rapidly fluctuating on time scales of tens of drawn from the propagated solar wind data about IMF and Hansen, 2008]. To this extent some conclusions may be the IMF, and often by a polarity reversal of the IMF [Zieger accompanied by a pronounced increase in the magnitude of 15 It should be noted, however, that shock fronts in the storms on Jupiter, which

θ. and Hansen, 2008], and the resulting reconnection rate for comparison with auroral power. This study remains for average values in the propagation by the method in [Zieger to take a time average to improve the knowledge of B_N and future work comparison with auroral power. the long time scales for solar wind flow around these planets tail with open flux. One could in principle take advantage of times scales of days required to significantly pump up the magnetospheres, and certainly short compared with time scale for the solar wind to flow around the giant planet One could then determine the accuracy of these time This study remains the

be larger as the time from these events increases. two solar wind data sets were shifted by a constant in time correct the arrival time of that disturbance at Saturn. These fix the time scale for the arrival of solar wind events up to the solar wind, and the uncertainty in timing may therefore based on the single measured arrival times of large events in the solar wind on DOY 38 in 2008 similarly allowed us to unable to detect the solar wind. The passage of Cassini into DOY 56, after which NH was in the magnetosphere and ments of the solar wind approaching Jupiter permitted us to is lower, closer to ±24 h. New Horizons (NH) measure-100 days before alignment and the accuracy for this period corresponding to the New Horizons flyby, is as much Jupiter observations. Saturn observations reported here and to the second set of within ±15 h accuracy (a one standard deviation estimate the model predicts arrival times of solar wind shock events [Zieger and Hansen, 2008]). This applies to both sets of [16] Within 50 days of the Sun-Earth-planet alignment. The first set of Jupiter observations, as

ω Saturn's Auroral Activity

time of a sharp velocity increase accompanied by a pressure increase. In the 2007 solar wind data, the propagated ments of total auroral power and oval outer radius are compared with SKR power and propagated solar wind the auroral emissions. This could be analogous to the DOY 20, on which there was a dawn side brightening of SKR emissions returned to a more normal generally decreased during this period. which persisted for nearly a week, and the UV oval radius increases in both UV auroral power and SKR emission DOY 14-15 event coincided within the uncertainty with pressure increase on DOY 14. It is clear that the general fit our definition of a forward shock, owing to the short be pointed out that the DOY 14-15 event does not cleanly times did not (DOY 42) lag the velocity increase. It should pressure increase sometimes did (DOY 14-15) and some vertical shaded regions) have been identified by the arrival Jupiter and Saturn, solar wind forward shocks (indicated by velocity and dynamic pressure in Figures 2 and 4. For both 2005; Crary et al., 2005; Gérard et al., in less than a planet rotation period, similar to past behavior isolated bright emission regions appeared and disappeared main oval changed in brightness and shifted in latitude, and summarizing the nature of the auroral activity during Figures 1–4, with auroral images in Figures [Trauger et al., 1998; Gérard et al., 2004; Clarke et al., January-February 2007 and February 2008 campaigns. The [17] Data from the Saturn auroral images are given The auroral and 2006]. Measurelevel after and fo n in the

have been

reported before

et al., 2005]. The local

interaction with the solar wind [Clarke et al., 2005; Crary

IMF direction was known from

CLARKE ET AL.: JUPITER'S AND SATURN'S AURORAL ACTIVITY

A05210



not show the relatively faint emissions seen in the ACS images Figures 1h and 1i were taken with WFPC 2. With a limiting sensitivity of about 10 kR, these images do ACS, with a limiting sensitivity of 1-2 kR after modeling and subtraction of reflected solar emissions. 30° lines of SLS longitude, and 10° lines of planetocentric latitude. Figures 1a-1g were obtained with conditions. Figure 1. Sample UV images of Saturn's south pole in January–February 2007 with quiet and disturbed lettering at the top of Figure 2. All images are displayed with the same log intensity scale in kRayleighs. The left-hand number is day of year in 2007, and the part label letters correspond to the

not matched by any detected increase in auroral power, although this could be related to issues of SKR source with emission on DOY 42 and to a lesser extent on DOY 20. A smaller increase in SKR emission on DOY 24 was on DOY 42 (see later discussion). emission, and solar wind pressure, wind pressure. For this Saturn campaign, there appears to be an average quiet power ~ 10 GW, and each case of elevated brightness. On the basis of the 2007-2008 data, we found was measured on DOY 25, although the aurora were section 5). Similarly, an isolated increase in auroral power locations compared with the location of the spacecraft (see DOY 15-16, while the dawn side oval brightened and filled that the dusk side of the oval filled in with emission over the low-sensitivity WFPC 2 images. It is interesting to note while the oval radius could not be accurately measured in corresponded with increased UV and SKR emissions. seen if the brightest emission remained fixed at local dawn, as weaker event over DOY 14/15-20 and the stronger event data was matched by increased SKR emission and solar auroral power above the average level of 10 GW in the 2007 unusually faint leading up to this return to a normal quiet the dawn storm-like event. The DOY 42 event also pressure decrease) seen on DOY 19, a few hours before pressure remained high with a slow decrease over DOY observations on DOY 20 were not long enough to determine Saturn [Trauger et al., 1998; Gérard et al., 2006]. The 15-20, with a reverse shock (a velocity increase with a good general correlation between auroral power, SKR with the dawn storms on Jupiter. both for the relatively The solar wind

mages was obtained in the second Saturn campaign over [18] A relatively more concentrated series of ACS auroral

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 on DOY a level of 10-15 GW at times without solar wind events in event was a reverse shock, with the solar wind density filled with emission, as in January 2004. Unfortunately, for the bright emissions on DOY 39 and 44, the equatorward brightening at 04-08 UT on DOY 39. The auroral event on DOY 38-39 appeared mainly along the dawn side of the solar wind forward shocks identified in this period, and thus no evidence for significant auroral brightenings above series of HST images, especially over DOY 32-38, no other significant auroral increases were observed. There is there was an increase in SKR emission. In this concentrated decreasing at the time of a velocity increase, nonetheless any auroral brightening that may have occurred. This last make reliable measurements of the oval radius. The solar boundary was not well defined, and it was not possible to although for this event much of the polar region appeared by a moderate decline at 10 UT, oval, with an initial increase at 01 UT on DOY 38, followed UV power and the SKR emission. The auroral brightening each forward shock is consistent within the measurement of the shock arrival at Saturn With the solar wind parameters shifted to match the Cassini reverse shock arrived just hours after the last HST images DOY 32-48 in February 2008 (Figure 3). There were two timing uncertainty with clear increases in both the auroral 44 also was concentrated on the dawn side, followed by a larger on DOY 38 one sigma

January 2004 observations [Clarke et al., 2005; Kurth either 2007 or 2008 [19] These same general trends were observed in the et

A05210

A05210

A05210



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 $\pm 1 \sigma$ uncertainties shaded wind values were obtained by propagation from Earth-based measurements, with forward shock times observed auroral emissions. SKR emission measurements are from the Cassini RPWS instrument. Solar

the earlier brightening, although the auroral power value is detected in January 2004 [Kurth et al., 2005]. The auroral smaller auroral brightening. During this event, the SKR also the solar wind pressure was similar during the two events. The oval radius values were also similar, with a smaller compared with two to three days in January 2004, although radiated power (15-25 GW) but lasted for seven days first event reported here (DOY 15-22 in 2007) had a lower of 60-80 GW (equal to 600-800 GW of input power). The al., 2005; Crary et al., 2005], during which an increase in brightenings seen in February 2008 were similar in power to fainter emissions recorded in the ACS images. The auroral relatively uncertain since the WFPC 2 did not detect the brightening on DOY 40-42 in 2007 was a larger event than intensified considerably, decrease over DOY 15-22 in 2007 consistent with the sponded with a major auroral storm, with radiated powers solar wind pressure to values of 0.02-0.04 nPa correand a similar correlation was

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 days of low solar wind pressure, which would correspond to preceding days a shock than with the integrated solar wind pressure over the auroral brightenings are better correlated with the arrival of strength. While this is a limited sample, it appears that the The event on DOY 38-39 2008 occurred following several solar wind pressure varied by nearly 2 orders of magnitude 2-3 lasting for a few hours to a couple of days, while the the 2007 events, with increases in total power of a factor of

emission, and decrease in the oval radius, at times of arriva persistent increase in Saturn's auroral power and forward shocks and two reverse shocks. The data support i[20] In summary, the Saturn observations covered four SKR



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 solar emissions. were obtained with ACS, with a limiting sensitivity of 1-2 kR after modeling and subtraction of reflected

larger sample size than previously available of increased solar wind velocity and pressure, with a much

4. Jupiter's Auroral Activity

on DOY 54 would make these events coincide within a few propagated times based on the New Horizons measurement to coincide, and in fact taking out the overall shift in the with the solar wind pressure increase. The second solar wind forward shock on DOY 65 occurred at a time when Research Institute, San Antonio, Texas, 2007), consistent measurements at Jupiter encounter, paper presented at propagation was a velocity and pressure increase over DOY 51–53. Measurements from the New Horizons SWAP shocks and two reverse shocks in the solar wind arrived at are given in Figures 5-8 for the Jupiter campaigns in time would be required for the auroral and solar wind events solar wind pressure. A two standard deviation shift back in remained bright for at least two days, during a period of low remarkable. The main oval did brighten on DOY 63, and arrival, at which time the there were no auroral images for nearly 2 days after its DOY 51-53 then increased sharply on DOY 54, coincident main oval, both north and south, brightened slightly over locally measured time. The auroral emissions along the propagated data for this campaign were shifted to match this with the arrival of the propagated pressure increase, and the Magnetospheres of the Outer Planets 2007, Southwest DOY 53 (H. Elliott, New Horizons SWAP solar wind instrument close to Jupiter found a pressure Jupiter during the first campaign. The first event in the February-March 2007 and May-June 2007. Two forward Jupiter with propagated solar wind velocities and pressures [21] Similar presentations of the auroral images from auroral brightness was not increase on

hours. In both cases, solar wind velocity and pressure changes in the solar wind. it seems unlikely that the dawn storm was related to earlier in the solar wind. A solar wind velocity increase was seen 2 observed on DOY 69, when there were no significant events dawn storm event (a brightening made to match the New Horizons measurements, therefore this shift would be in addition to the shift that has been times would have to be shifted forward by 3 1/2 days for the days earlier, but the pressure generally decreased for several remaining near local dawn as the planet rotated) was no images for the 2 days leading up to this event. Finally, a little change in auroral power was seen, although there were dawn storm and pressure increase on DOY 65 to match, and days centered on this dawn storm. The solar wind arrival accompanied by a pressure decrease (a reverse shock), and the main oval. A third velocity increase on DOY 60 was propagation time, and the auroral brightenings were along increases were coincident within the uncertainty in along the main oval the

require a two sigma shift in the arrival time of the shock. a few hours cannot be ruled out owing to the spacing of the images. A correlation with the earlier dawn storm would observed on DOY 143, although a brightening lasting just observed on DOY in the main oval auroral brightness seen consistent with arrival time from the propagation. On DOY 134 and 153, opposition, with a correspondingly lower uncertainty wind disturbances in this campaign, Jupiter was near no in situ measurements to zero out the arrival times of solar shocks and two reverse shocks occurred. While there were shock arrival times. Another forward shock late on DOY forward shocks arrived at Jupiter, with moderate increases 143 arrived one day after a dawn storm auroral event was 22 In the second campaign, four solar wind forward 142. No auroral brightening was the Б



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 1σ uncertainties are shaded. Figure 4. Total auroral power and other parameters as in Figure 2 for the February 2008 period. Solar

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 of the southern aurora was observed over these two days on DOY 138. power increases were due to brighter low-latitude emisshould be noted that on several days the overall auroral in the solar wind for at least two days before or after. It on DOY 160 with steeply declining pressure occurred power during the two events. By contrast, a reverse shock to that on DOY 134, with similar increases in auroral with a maximum just after the shock arrival on DOY 158 already high level on DOY 156, and a general brightening occurred at a time of mildly increased pressure from an sions, for example, on DOY 156-157 and to a lesser extent The high solar wind pressure during this event was similar The remaining solar wind velocity increase on DOY 158 'n

may increase at times of solar wind forward shocks, but not independently of the solar wind velocity and at times of reverse shocks, and dawn storms uncertainty. Overall, it appears that Jupiter's auroral activity dawn storm on DOY 142 is subject to the same timing times when there were no clear solar wind events, while the Dawn storms observed on DOY 69 and 149 occurred at while the reverse shocks showed no auroral brightenings. forward shocks, with some uncertainty in the arrival times, auroral power increased at some level during all of the [23] In summary, the Jupiter observations covered six solar wind forward shocks and three reverse shocks. The pressure may occur

shocks are presented of varying strength at Saturn, addition to two earlier reported events in January 20

events in January 2004.

[24] To summarize the results, four solar wind forward

Discussion

the uncertainty in propagated arrival times 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





units of $4\pi I$ (kR)

Figure 7. Composite of sample images of Jupiter's aurorae with quiet and disturbed conditions during May–June 2007 observations near Jupiter opposition. The left-hand number is day of year in 2007, and

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

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. At Jupiter, six

There is a one to one correspondence between the arrival of

and longitude/latitude grid are as in Figure 1.

69

69

400 600 800

units of $4\pi I$ (kR)

200

1200

1000

of year in 2007, and the part label letters correspond to the lettering at the top of Figure 6. Intensity scale Figure 5. Sample UV images of Jupiter's aurorae with quiet and disturbed conditions during February– March 2007 observations coincident with the New Horizons flyby of Jupiter. The left-hand number is day

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.







9 of 20

10 of 20

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.

A05210

CLARKE ET AL.: JUPITER'S AND SATURN'S AURORAL ACTIVITY

A05210

A05210

CLARKE ET AL.: JUPITER'S AND SATURN'S AURORAL ACTIVITY

54

σ

A05210	CLARKE ET	AL.: JUPITER'S	AND SATURN'S	S AURORAL ACTIVITY	A0521
Table 1. Coefficients of L	inear Correlation	With Auroral Pov	er [Zieger a	und Hansen, 2008], correlations	with solar wine
Auroral Observations	Solar Wind Pressure Ra	Solar Wind S adial Velocity Po	wer the IMF a	and increase in dayside reconnect	a dependence or tion.
Saturn 2007 Saturn 2008 Jupiter 1 (DOY 50–69) Jupiter 2 (DOY 130–161)	0.22/0.51 0.60/0.85 0.15/0.54 0.45/0.51	0.39/0.40 0 0.58/0.61 0 0.27/0.55 0 -0.07/0.13	$\begin{array}{ccc} 30 & [27] & Ln \\ 02 & mated be \\ 02 & Since the \\ \sqrt{a} & Planetary \end{array}$	near correlation coefficients have stween Saturn's auroral power a e SKR emission is clearly moc rotation period, we have taken t	e also been esti and SKR power dulated with the the average SKF
solar wind forward sho presented. The auroral po each of the forward sho	cks and three ower increased a ocks, subject to	reverse shocks at some level dur the uncertainty	are compense ing ~ 10.82 h in V_{max} of	over each planet totation as a rate. The SKR power was first si rate. The SKR hand then averaged ov idth of 5 h and then averaged ov h, centered on 180° SKR longitude of the second to the second of the second sec	moothed using rer bins of length de, as defined by
upon the arrival of any observed at times with n internal origin of these	neverse shock. o solar wind ev auroral events.	Dawn storms w rents, suggesting The implication	an orbital lo	or the true geometry of Cassini m given in Appendix A. Because cation of Cassini around Saturn, o move in and out of locations t	neasurements, fo of the changing the spacecraft i
auroral processes, while pendently of changes in [25] To test earlier ind at Saturn and Jupiter res	auroral increases the solar wind. lications that the pond to solar v	es also occur ir e auroral emissi vind conditions,	de- corrected ons emission the [<i>Lamy et</i>	arces, so that the measured in for observing geometry using distribution to obtain the intrins <i>al.</i> , 2008; <i>Cecconi et al.</i> , 2009.] <i>al.</i> , 2008; <i>Cecconi et al.</i> , 2009.] of the SKR emission and correlation	tensity must be a model for the ic SKR intensity A more detailed
between total auroral po pressure and velocity. 1 based on the data prese	wer at each pla The linear corr nted in Figures	net and solar we slation coefficie	ind power is ind Meudon (nts, [28] At are [28]	the subject of the Ph.D. thesis Observatory. Satum, the linear correlation co	s of L. Lamy a efficient betweer
given in Table 1. Owin time of solar wind struct listed both coefficients fi	g to the uncert rres from the pr or the nominal a	ainty in the arr opagation, we h urrival times plo	val amorar p val the 2008 ive there was ted 15_20 an	data than for the 2007 data. In the s a sustained increase in auroral p of a obarn increase on DOV 42 wh	e 2007 campaigr e 2007 campaigr power over DOY
the arrival time is shifte been chosen on the basi	$d \pm 2$ days. The solution of the two shifts are the two shifts are the solution of	e 2 day period	nas DOY 38- ind DOY 38-	ther broad increase in solar wir -47 followed by two sharp aurora and 43 at times of shocks.	nd pressure over al brightenings or The correlation
ments (+2.1 days for th +2.6 days for the Februa	e February 200 ry 2008 Saturn)7 Jupiter data data). It can be s	ind coefficien ind low in bo	nt between auroral power and S th years, although in the SKR dat increases in SKR intensity with	SKR intensity is ta there appear to in the rotationa
auroral power with sola both planets when such a	maximum posi r wind pressur i shift is include	b is above 0.50 d. Since there is	for modulatic	on at times of auroral increases. The station may change when multiple	he significance of sources of SKR
independent evidence f should be regarded as u	or these shifts upper limits to	these coefficie the significance	nts and their of SKR emi	 beaming patterns are taken into issions are produced in conjunct s their distribution and beaming we 	o account. It the tion with aurora
solar wind conditions at variable amount over ea	other hand, the each planet m h period of ob	true nature of ay be shifted b servation, and lo	the to the lo	cation of bright auroral emission measured at Cassini would depen	ons, so that the
measurements of the sola could in principle either correlation.	r wind with a n increase or dec	nore accurate tim rease the degree	of emission of [29] Ar	distribution. nother way to pose the question i	is to determine i
[26] The determination hypothesis that auroral solar wind pressure or v	n of a linear c power is linea velocity Howey	orrelation tests rly correlated v ver the arrival o	the unc autor ith the solar f a each eve	wind arrived at Saturn. This has nt in 2007 and 2008, and al	been the case in lso in the 2004
shock (either a compre processes within the m	ssion or relax agnetosphere tl	ation) may init nat give rise to	ate increases	ons, giving a total of 6 events for were seen. The auroral brightenin	which coinciden
auroral intensification th than the disturbed solar	at lasts for a lo wind condition	nger or shorter t s are maintained	me be compa If wind velo	begin with brightenings near no	the Earth these oon, then extend
high, for example, this w	the solar wind rould decrease t	pressure remai	an around th ned and occur of a Auroral b	ne oval to the nightside on time s r more often during southward I prightenings at Saturn occur most o	cales of minutes IMF orientations often in the dawr
propagating IMF conditi estimates are presented	ons from 1 AU here of the 1	or the difficulty to these planets. MF orientation	in sector, an no of brighte or oval duri	d at times fill in the polar regions set emission moving poleward of t ng quiet conditions. The Saturn	s, with the regior the latitude of the brightenings car
be quite important at Ju Earth. To the extent that arrival of a shock, as cor	the IMF marke	n, as they are at adly increases at in the propagati	the of the sc the interaction	ours to days, in some cases longe olar wind pressure increase. The n remain to be determined, but th	er than the exten e details of this ere are importan
annvar of a shock, as cor	ioroicitu's rourio	m are propagan	clues to c	onstrain the nature of the interaction	on in the sense of

A05210

factor of 2 in total power. The lower correlation may be due to the different time scales for variations between the solar the Jovian magnetosphere. The lower significance of a linear scales for solar wind disturbances to influence the magnetowind and aurora. A similar pattern was seen in the Maydeclines, while the auroral power was generally constant to of magnitude, with two sharp increases followed by gradual correlation may reflect the difference between the length of sphere, even more so than at Saturn owing to the large size of June 2007 data. Again, there is a question about the time $\pm 30\%$ with three short-term brightenings on the order of a March 2007 data, the solar wind pressure varied by 2 orders and the maximum campaign are lower than at Saturn, both for nominal timing wind flow past Saturn's much larger magnetosphere. the observed correlations and the long time scale for solar [30] At Jupiter, the linear correlation coefficients for each shifted correlation. In the February-

Jupiter's three independent auroral processes (the satellite footprints, the main oval, and the polar emissions), the majority of the auroral power is from the main oval and the main oval and lower-latitude emissions. However, solar wind reverse shocks have *not* been seen to correlate with oval and lower-latitude emissions. slightly lower-latitude emissions, with up to 1/3 of the sions may be causally related. With regard to the aurora, of information on which solar wind events and auroral emisal., 1996; Zarka, 1998; Gurnett et al., 2002; Pryor et al. other indications from radio and auroral emissions [Baron et campaign. While these results are generally consistent with solar wind conditions, based on three events from this campaign. In addition, dawn storms occur at times of quiet auroral brightening, based on three events from this the arrival of a solar wind forward shock likely correon two historical events and six events from this campaign, activity increased at the arrival of solar wind shocks, based flow past the Jovian magnetosphere. an auroral brightening and the long time scale for solar wind total auroral power in this study reflect changes in the main power from the polar emissions. Most of the changes in 2005; Nichols et al., 2007], they provide more detailed from this campaign, the brightenings were concentrated in sponded with an increase in auroral power. For the events [31] Posing the question of whether Jupiter's auroral

aligned currents and lead to fainter auroral emissions, opposite to what is observed in the present study, although this is subject to more recent suggestions of the possible 2005]. pressure will decrease the rate of plasma drifting outward. This had been predicted to decrease the strength of fieldoutward drifting plasma, as seems well established by both observation and theory [*Hill*, 2001; *Cowley and Bunce*, the auroral brightness are more complicated than this simple from the present study suggests that the factors determining auroral oval brightness to changing solar wind pressure effects of supercorotation and the ionospheric flywheel 2001; Southwood and Kivelson, 2001], increased solar wind driven by currents resulting from a corotation lag of relatively smaller effect. In addition, if Jupiter's main oval is magnetosphere, where solar wind pressure changes have a magnetosphere, Jupiter's main oval maps to the middle Cowley et al., 2007; Hill and Gong, presented paper [32] While Saturn's main oval maps in theory to the outer The lack of a consistent response of Jupiter's main conversion factor from counts per second per pixel to kRayleigh is 0.0021. One kiloRayleigh is defined as 10⁹ the same HST orbit with the ACS filter F125LP (>125 nm) isotropically into 4π steradians. Filtered images were taken in photons/sec from a 1 cm² column of atmosphere radiated

to test models of these and other processes to understand theoretical picture. The time scales and locations of aurora magnetosphere. the nature of the solar wind interaction with Jupiter's brightenings observed in the present study can be applied

changes in the solar wind. response of the magnetospheres of Saturn and Jupiter provide important new constraints on theories of the properties and SKR emission at Saturn. These results and Jupiter, and potential correlations with solar wind detailed information on the auroral activity levels on Saturn sampled set of auroral observations that provide newly [33] In summary, this paper presents a large and well ಕ

Appendix A

A1. HST Image Reduction

a manner to preserve the count rate per unit area, (5) rotation mination of planet center in pixel space, for mapping and projections, and (8) fitting and subtraction of a model for the times, (6) conversion to brightness units (kilo-Rayleighs per pixel) from measurement of instrument response to UV 4.2 AU for Jupiter) for comparison of images taken at different standard distance from the Earth (8.2 AU for Saturn to place planet north up, and rescaling image size to (3) interpolation of values over rows of bad pixels on detector, (4) geometric distortion correction, performed in count subtraction, (2) flat field response correction, solar reflected emission from the planet disc. standard flux stars, assuming an auroral spectrum, (7) detertions as part of the BU pipeline reduction process: (1) dark All raw HST images have undergone the following correcdures are required for images of diffuse auroral emissions understood, and in part because added or different procepart to make sure all processing steps are tested and than accepting the STScI pipeline. This has been done in reduced by custom procedures at Boston University, rather 34 [35] The Solar Blind Camera (SBC) on ACS has a The HST data presented in this paper have been

disc. The changing sky background in clear (F115) images and F140LP (>140 nm) filters. The flux conversion factors that have been used are 0.00028 cts/sec-kR per pixel for increases as HST moves into the sunlit portion of its orbit is due to H Ly α emission from the geocorona, which auroral emissions, and not for reflected sunlight from the factor is larger. The flux calibration is correct only for the response to auroral emissions, hence the flux correction images. This is because a narrow band pass has a lower filtered images the planet disc appears brighter than in clear Navigation and Ancillary Information (NAIF) package. In assembled from the HST data file header and from the JPI F125LP and 0.00056 cts/sec-kR per pixel for F140LP. [36] For each image, a set of ephemeris data has been

images (F115LP), assuming an auroral spectrum, the assumed Lyman bands, Wemer bands, and the H Ly- α line. For clear wavelength band pass of 115-170 nm including the H2

A05210



A05210

CLARKE ET AL.: JUPITER'S AND SATURN'S AURORAL ACTIVITY



(solid) and south (dashed) polar regions applied to Jupiter's auroral brightness data. CML is system III central meridian longitude Figure A1. Geometric correction factors for the north

that limb brightening is a real effect. movies where the lo footprint emission is near the planet example of these effects can be seen in one of the daily the planet limb and in regions of extended emission. A good apparent location of emission regions, especially close to in the apparent brightness (limb brightening) and in the images of both Jupiter and Saturn. This creates a strong bias limb. Most of the UV auroral emission is optically thin, so The altitude extent of the auroral curtain is resolved in the

bright UV stars. Note that a given uncertainty in pixels corresponds to very different distances in km on the planet, planet limb, of the mapping is determined from the location of the lower edge the planet appears in the field of view. The north/south center is shifted and differenced from each image until the easy to do, as the entire planet and inner rings appear in the location of the planet's center. With Saturn this is relatively resolution of 0.08 arc sec determined from ACS images of One pixel is 0.025 arc sec, compared with the angular for Saturn are 2 pixels north/south and 2 pixels east/west. Estimated uncertainties in the planet center location for simulated planet limb is fit by eye to the sunlit terminator. above the 1 bar level at Jupiter and 650 km at Saturn. hydrocarbon absorption and is assumed to be 240 km location is relatively more uncertain, as only a fraction of difference frame is minimized. For Jupiter images the center field of view. A simulated image of the rings with known Jupiter are 3 pixels north/south and 4 pixels east/west, and The east/west mapping is relatively more uncertain, and a [37] The center pixel location routines require manual auroral emission curtain from the far this altitude corresponds to the homopause side of the

> emissions. These emissions can be seen without auroral longitude and are fainter in the polar regions owing to absorption by complex molecules that are derived from the as a function of the longitude of the planet is required, since powers based on the disc subtraction is 10% be estimated for each campaign. The uncertainty in auroral each campaign is reasonably stable, while a new one must with time. We have found that the north/south variation for including a north/south intensity variation which changes that has then been scaled and subtracted from each and test a model for the solar reflected emission distribution emissions in images taken with a long wavelength blocking hydrocarbon photochemistry driven by the bright auroral emissions from the planet disc, which vary with latitude and functions of angles to both the Sun and the observer, and Minnaert coefficients for the center to limb variations as image. The fitting procedure includes deriving the best filter F165LP, and these images have been used to develop At Jupiter a correction for intrinsic auroral brightness At each planet there are reflected solar continuum auroral fit

format, along with additional information on Jupiter in Figures 5 and 7 about the CML range of the planet. view from the Earth as a function of longitude. The emissions from each pole, then simulating by projection the by taking an average brightness distribution of the auroral 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 tions is given in Figures A2 and A3 in a block diagram plotted in Figure A1. The detailed schedule of the observacorrection values that have been applied to the data are

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 8 Reduced image files in fits format and movies of

A2. SKR Data Reduction

to Cassini-RPWS-HFR radio measurements allow one to the Poynting vector and polarization state [Cecconi and visibility effects observed in the final dynamic spectra data processing and highlights the presence of nonauroral low-frequency emissions (f \leq 40 kHz) as well as SKR Cassini spacecraft. This appendix briefly summarizes SKR retrieve the physical parameters of the wave, i.e., the flux of [Lamy et al., 2008]. Goniopolarimetric inversions applied These points have been described and discussed in detail Receiver (HFR) of the RPWS experiment on board Zarka, 2005] [41] The SKR is recorded by the High Frequency the

frequency interference (RFI), a way to extract the SKR is to electromagnetic and electrostatic emissions as well as radio antenna non only detects the SKR but also non-SKR between 3.5 kHz and 1500 kHz. Since the RPWS electric time-frequency maps (or dynamic spectra) with a time ent operating modes resulting in a heterogeneous data 20% of the circular polarization degree has been applied select circularly polarized events. A detection threshold resolution of 3 min and a relatively coarse frequency ramp Radio data have consequently been organized (different integration times, frequency resolution and scale) 2008, the HFR recorded radio observations in many differ-[42] During the HST observations of January 2007 and in regular set ð c Gf

depending on the distance from the limb

13 of 20



HST Saturn Observations early 2008 (all are observed times in UT)



Figure A2. Schedule of HST observations of Saturn in (top) 2007 and (bottom) 2008

of the main text. in units of W m⁻² Hz⁻¹ and normalized to 1 AU, leading to SKR fluxes from 100 to 300 kHz have then been calibrated been specifically processed to rebuild most of the signal each individual event to perform this selection. Data gaps resulting from this selection (e.g., RFI horizontal lines) have dynamic spectra such as those displayed in Figures 2 and 4 40-50 kHz displays different characteristics noted by Lamy narrowband myriametric emission (n-SMR) investigated by Louarn et al. [2007]. The component between 10 kHz and

frequency emissions [*Gurnett 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 [43] The broadband SKR is not the only highly circularly polarized emission observed by the HFR. Narrowband low-

and the UV aurorae. emissions are not auroral emissions and should not both cases, contrary to the dominant SKR, low-frequency et al. [2008] and deserves a further extensive study. In considered in the comparative analysis between the SKR 4 The SKR is known to be emitted via the Cyclotron be

(aperture angle of $\sim 70^{\circ}$). A major consequence Maser Instability along a thin hollow cone whose axis is aligned with the local magnetic field and widely opened opened of this

15 of 20

spectrum as well as its intensity largely depend on Cassini's studied in this article. First, the frequency extent of the SKR spectra. Two of them clearly appear during the intervals

et al., 2009]. Furthermore, this anisotropy is responsible for only detect a source when it is located in its beam [Cecconi fraction of all emitting radio sources: the spacecraft can

many visibility effects directly observed in the dynamic

strong anisotropy results in the observation of a small



TLcass (h:min) rcass (Rs) A05210 Frequency (kHz) Frequency (kHz) DOY 2007 λcass (°) 1000 1000 100 100 10 10 0 (a) Normalized flux density @ 1 AU Circular polarization degree 15 -36.1 03:41 15.5 CLARKE ET AL.: JUPITER'S AND SATURN'S AURORAL ACTIVITY 20 45.8 16:28 21.6 LF emiss LF emissions 25 47.6 23:13 27.9 30 13.6 02:29 19.1 35 -0.98 13:52 19.5 40 57.0 18:28 28.0 Log W.m^eHz RH 1.0 LH 1.0 < ٢r -0.5 0.0 0.5 -25 Ņ -24 **.**23 -22 20

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). 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 (b) normalized degree of circular polarization V, 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 disappear (full arrows). Both visibility effects directly affect the measured SKR power. whereas when Cassini passes at high northern latitudes (>55°), the SKR highest and lowest frequencies Figure A4. Dynamic spectra of (a) flux density S (in W m⁻² Hz⁻¹) normalized to 1 AU and

Such visibility biases strongly affect the SKR detected power (implying variations of ~ 2 orders of magnitude) Cassini reaches high northern latitudes. This feature is clearly observed on days 21 to 24 and 39 to 42 of 2007. likely to have a high significance. computed in this article between SKR and UV aurora appear tions, relatively high values of correlation coefficients power and should be used very carefully. In such condiwhich is thus only indicative of the intrinsic SKR emitted highest frequencies have been observed to disappear when and days 39 and 42 of 2008. Second, the SKR lowest and lower intensity, as observed for days 13 and 35 of year 2007 ring plane naturally results in smaller spectral extent and above Saturn's equator (Figure A4). Each crossing of the latitude, and are at a minimum when Cassini is located

A3. Solar Wind Propagation

[45] The solar wind propagation method presented in this paper has been used extensively to study solar wind con-2004b; Prangé et al., 2004; Bunce et al., 2008]. To ditions in the outer solar system [Hanlon et al., 2004a,

and Cassini data. Every detail of the model including the method for calculating the solar wind as well as the wind predictions presented here paper can understand more completely the accuracy of solar studies presented in that paper so that the reader of this In this appendix we review the results of the two validation validation results is given by Zieger and Hansen [2008] conducted using ICEE3, ACE, Pioneer, Voyager, Ulysses solar wind, a detailed validation of the model has been determine the accuracy with which the model predicts the

data. Because of the one-dimensional nature of the propasolar wind and the spacecraft data for all available spacecraft time from Earth to the body at an average speed of 500 km/s planet or any other body plus the solar wind propagation defined here as the time of opposition of Earth and a given time of apparent opposition. The apparent opposition is gation, the prediction efficiency is expected to be best at the is a correlation of the propagated solar wind with spacecraft accuracy of the propagation method are presented. The first Figure A5 shows the correlation between the propagated [46] In the validation paper two different measures of the s

2

lisits A0-A9 no due to ACS safen

27-Fe 28-Fe

87*, BX N

61 C0, 15 62 C1*,CX*

65 C4 66 C5 67 C6 68 I6, I7 69 C7, C8 70 C9

z

21-Fe 22-Fe 23-Fe 24-Fe 25-Fe 19-Fe 20-Fe 16-Fe

54

(all times in UT)

A05210

A05210

A05210

CLARKE ET AL.: JUPITER'S AND SATURN'S AURORAL ACTIVITY



Correlation Coefficient

0.4

0.2

0.6

0.8

for solar minimum conditions. Figure A5. Prediction efficiency of solar wind variables as a function of time from apparent opposition

-0.2

apparent opposition. Correlations between predicted and observed solar wind variables outside of this range are predicted and observed B_N. shown by the hardly significant correlations between of the normal component of IMF (B_N) are very poor as out in the RTN coordinate system). Note that the predictions accurate in the respective order (the propagation is carried tangential component of IMF considerably lower but still statistically significant. solar wind velocity. The IMF magnitude, density and the reliable during years of solar minimum. It can be seen that the most The most accurately predicted solar wind variable is the predictions Correlations between predicted and are expected within 75 days from (B_T) are the next most

within the time lag range between -15 and 10 h at the time of apparent opposition during years of solar minimum. The enough that only one discontinuity is typically present in each segment while at the same time being long enough for correlation with the solar wind propagation. The lag times good statistics. In each segment we calculate a lagged cross data has been divided into ten hour segments. This is short to play a significant role in driving the magnetospheres of study shock arrival because the dynamic pressure is thought solar wind dynamic pressure. We choose this quantity to we have studied the arrival time of discontinuities in the distributions of shock arrival times become significantly Figure A6) tells us that 50% of the shock arrival times are within 75 days from apparent opposition (see Figure A6). interaction regions (CIR), are very close to zero especially pressure enhancements, typically shocks in corotating minimum conditions, the median time lags of dynamic arrival time of the discontinuity. During the years of solar that maximize the correlation represent the error in the Jupiter and Saturn. For this study, each year of spacecraft The interquartile range (marked with error bars in 47 As a second measure of the accuracy of the model

> tion in the real solar wind. which is a systematic error implying extra shock accelerashocks tend to delay by at least 10 h (not shown here). solar minimum. At solar maximum, however, predicted tion, but no statistically significant deviation wider as we move farther away from the apparent opposiobserved in the median time lags, at least during years of from zero is

A4. Estimation of Correlation Coefficients

power and other parameters. estimate the possible degree of correlation between auroral section we present different approaches that were tried to might be the nature of the physical connection. In this correspond to testing different assumptions about what auroral power and solar wind pressure or velocity, which be taken to estimate the degree of linear correlation between [48] There are a number of different approaches that can

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 correlation coefficients correlation analysis. For the propagated solar wind values, that this smoothing has not the HST orbital period of observations. Testing has shown we have smoothed the data by a 1 h running mean to match used the auroral power for each visit as a single point in the significance of times when we had multiple orbits, we have large amount, and to avoid excessively weighting the each visit, the auroral power was not seen to change by a significantly changed the

of Change From Mean Value A4.2. Direct Comparison of Values Versus Log

the changes in the log of IR auroral power and solar wind [50] The Baron et al. [1996] paper gave a comparison of

Time Lag (hour) -100 2 -60 100 -20 20 40 60 80 0 -150 –100 –50 Time From Apparent Opposition (day) 100 150

during solar minimum. Figure A6. Spread of shock arrival time distributions as a function of time from apparent opposition

Arridge, C. S., C. T. Russell, K. K. Khurana, N. Achilleos, S. W. H. Cowley M. K. Dougherty, D. J. Southwood, and E. J. Bunce (2008), Saturn's magnetodisc current sheet, *J. Geophys. Res.*, 113, A04214, doi:10.1029

2007JA012540.

significance of solar wind arrival time shifts in their data. times of solar wind events, it is not possible to judge the no uncertainties were given by Baron et al. for the arrival generally similar to the values presented in the paper. Since coefficient based on shifting the solar wind arrival time is quantities presented in the main text, while the maximum is generally much lower than for the comparison of the quantity. The degree of correlation for the nominal timing the difference from the mean value of the log of each work, we have determined the degree of correlation between between the direct values. For a comparison with their pressure, and did not quote the degree of correlation Ballester, G. E., et al. (1996), Time-resolved observations of Jupiter's far-UV aurora: Comparison of WFPC2 and IUE, *Science*, 274, 409-413 Badman, S. V., E. J. Bunce, J. T. Clarke, S. W. H. Cowley, J.-C. Gérard, D. Grodent, and S. E. Milan (2005), Open flux estimates in Saturn's magnetosphere during the Lanuary 2004 Cassini-HST campaign, and implications for reconnection rates. *J. Commun.*, 2014

Max Correlation A4.3. Shift in Timing of SW Data by ± 2 Sigma to Get

time and the maximum that is found if the arrival time is shifted ± 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. tion, we have listed both coefficients for the nominal arrival the arrival time of solar wind structures from the propaga-[51] As described in the text, owing to the uncertainty in

Science Institute to Boston University, J.C.G. and D.G. are simported by the Begian Fund for Scientific Research (FARS) and by the PROPEX Brogram of ESA, J.L., P.Z. and B.C. acknowledge support from the Centre National d'Études Spatiales in France. We acknowledge helpful accussions with Tom Hill, Alse Dessler, Gorge Parks, Hendher Ellout, accussions with Tom Hill, Alse Dessler, Gorge Parks, Hendher Ellout, [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 TANAA. Work in Boston Science Institute, which is operated by AURA for TANAA. Work in Boston Science Institute, which is operated by AURA for TANAA. Work in Boston Science Institute, which is operated by AURA for the Space Telescope enderstance in this Telescope in the Space Telescope enderstance in the Space Information of the Space Telescope enderstance in the Space en Benoit Hubert, Margaret Kivelson, Fran Bagenal, and Dave McComas. [53] Wolfgang Baumjohann thanks the reviewers for their assistance in evaluating this paper.

References

Akasofu, S.-I. (1964), The development of the auroral substorm, *Planet Space Sci.*, 12, 273–282, doi:10.1016/0032-0633(64)90151-5.

Boudouridis, A., E. Zesta, R. Lyons, P. C. Anderson, and D. Lummerzheim (2003). Effect of solar wind pressure pulses on the size and strength of the auroral oval, J. Geophys. Res., 108(A4), 8012, doi:10.1029/ 2002JA003373. doi:10.1006/icar.1996.0063.
Barrow, C. H., F. Genova, and M. D. Desch (1986), Solar wind control of Jupiter's decametric radio emission, *Astron. Astrophys.*, 165, 244– Baron, R. L., T. Owen, J. Connemey, T. Satoh, and J. Harrington (1996), Solar wind control of Jupiter's auroras, *Icarus*, 120, 437-442. 250.

doi:10.1126/science.274.5286.409. doi:10.1029/2005JA011240.

Brittnacher, M., M. Wilber, M. Fillingim, D. Chua, G. Parks, J. Spann, and G. Germany (2000), Global auroral response to a solar wind pressure pulse, Adv. Space Res., 25, 1377-1385, doi:10.1016/S0273-

1177(99)00647-X

Bunce, E. J., et al. (2008). Origin of Saturn's aurora: Simultaneous observa-tions by Cassiin and the Hubble Space Telescope, J. Geophys. Res., 113, A09209, doi:10.1029/20081A013257 Cecconi, B., and P. Zarka (2005). Model of a variable radio period for Saturn, J. Geophys. Res., 110, A12203, doi:10.1029/20063A011083.

Saturn, J. Geophys. Res., 110, A12203, doi:10.1029/20051A011085. Cecooni, B., L. Lamy, P. Zarka, R. Prangé, W. S. Kurth, and P. Louam (2009). Goniopolainmetric asuly of the revolution 29 perichone using the Cassini Radio and Plasma Wave Science instrument high-frequency radio receiver, J. Geophys. Res., 114, A03215, doi:10.1029/ 2008JA013830.

Clarke, J. T., et al. (1998), Hubble Space Telescope imaging of Jupiter's UV

Clarke, J. T., aurora during the Galileo orbiter mission, J. Geophys. Res., 103(E9) 20,217-20,236, doi:10.1029/98JE01130. , D. Grodent, S. Cowley, E. Bunce, J. Connerney, and T. Satoh

(2004), Jupiter's aurora, in *Jupiter: The Planet, Satellites, and Masphere*, pp. 639–670, Cambridge Univ. Press, Cambridge, U. K. Clarke, J. T., et al. (2005), Morphological differences between S Magneto-

larke, J. T., et al. (2005), Morphological differences between Satum' ultraviolet aurorae and those of Earth and Jupiter, *Nature*, 433, 717-

719, doi:10.1038/nature03331. Chua, D., G. Parks, M. Britmacher, W. Peria, G. Germany, J. Spann, and C. Carlson (2001). Energy characteristics of auronal electron precipitation:

CLARKE ET AL.: JUPITER'S AND SATURN'S AURORAL ACTIVITY

A05210

A05210

A05210

Gerard, J. C. (2006). Saturn's auroral morphology and activity during quiet magnetospheric conditions. *J. Geophys. Res.*, 111, A12210, doi:10.1029
Gérard, J. C., D. Grodent, J. Gustin, A. Sughan, J. T. Clarke, and J. T. Tranger (2004). Characteristics of Saturn is FUV auron observed with the Space Telescope Imaging Spectrograph. *J. Geophys. Res.*, 109, A09207, doi:10.1028/4151000.
Giorar, G. R., et al. (2002). A pulsating auroral X-ray hot spot on Jupiter, Names, 445, 1000–1003, doi:10.1038/4151000.
Grodent, D., J. H. Waite Jr., and J.-C. Gierard (2001). A self-consistent model of the Jovian auroral on theory and structure. *J. Geophys. Res.*, 106, A09207, 1083/4151000.
Grodent, D., J. T. Clarke, J. Kim, J. H. Waite Jr., and S. W. H. Cowley (2003). Jupiter's nutroral thermal structure. *J. Geophys. Res.*, 108(A10), 136, doi:10.1029/2003/A009221.
Grodent, D. J. T. Clarke, J. Kim, J. H. Waite Jr., and S. W. H. Cowley (2003). Jupiter's four auroral or anisotin structure. *J. Geophys. Res.*, 108(A10), 1366, doi:10.1029/2003/A001007.
Gumett, D. A., W. S. Kurth, and F. Scarf (1981b). Narrowhand electromagnetic emissions from Summ's magnetosphere. *Nature*, 242, 733–737.
Gumett, D. A., et al. (2003). Control of Jupiter's radio emission and aurone by the solar wind. *Nature*, 415, 985–987. doi:10.1038/415985a.
Gumett, D. A., W. Kurth, and F. Scarf (1981b). Narrowhand electromagnetic emissions from Summ's magnetosphere. *Nature*, 242, 733–737.
Gumett, D. A., et al. (2004). Control of Jupiter's radio emission and aurone Spinger Science, 114, 395–483. doi:10.1007/sl1214-004-1434-0.
Gyanz, S. Ku, H. Cowly, J.-C. Ciend, G. R. Gladstone, D. Grodent, and J. T. Clarke (2006). Control of Science, 212, 4491-985a.
Gumett, D. A., W. Kurth, and F. Scarf (1981b). Narrowhand electromagnetic emission and aurone with the Cosini magnetosphere and science and science and the covian magnetosphere. Signatures of ecennally function winterfactors in the independence of polar ion of polar ion of polars. *II*, 101–115.
Cowley, S. W. H., E. J. Bunce, and R. Prangé (2003), Saturn's polar ion spheric flows and their relation to the main autoral low. *I. m. Geophys.*, 21, 1–16.
Cowley, S. W. H., S. V. Badman, E. J. Bunce, J. T. Clarke, J.-C. Glerard, D. Grodent, C. M. Jackman, S. E. Milan, and T. K. Yeoman (2005). Reconnection in a rotation-dominated magnetosphere and its relation to Saturn's anoral dynamics. *J. Geophys. Res.*, 110, A02201, doi:10.1029/2004JA010796.
Cowley, S. W. H., J. D. Nichols, and D. J. Andrews (2007). Modulation of Jupiter's plasma flow, polar currents, and auroral precipitation by solar wind-induced compressions and expansions of the magnetosphere: A. La Sample theoretical model. *Ann. Geophys.*, 25, 1432–1463.
Crawy, F., et al. (2005). Solar wind dynamic pressure and electric field as the main factors controlling. Saturn's aurorae. *Nature*, 433, 720–722. Li Dhystec. *et al.*, 647–84. doi:10.1012/PhysRevLet647.
Elphanstone, R. D., J. S. Murphree, and L. L. Cogger (1996). What is a plobal autoral substorm?, *Rev. Geophys.*, 34(2), 169–232. doi:10.1029/96060433. A comparison of substorms and pressure pulse related auroral activity. J. Geophys. Res., 106(A4), 5945–5956, doi:10.1029/20001A003027.
 Connerney, J. E. P., M. H. Acuña, and N. E. Ness (1983), Currents in Saturn's magnetosphere. J. Geophys. Res., 88(A11), 8779–8789, doi:10.1029/L0885A11068779.
 HOR779.
 Cowley, S. W. H., and E. J. Bunce (2001), Origin of the main anrenal oval in hipter's coupled magnetosphere-isonosphere system. *Hant. Space*.
 Cowley, S. W. H., and E. J. Bunce (2003), Coronation-driven magnetosphere-ionosphere coupling currents in Saturn's impartosphere-ionosphere coupling currents in Saturn's interment of the relation to the auroras. *Am. Geophys.*, 21, 1691–1707.
 Cowley, S. W. H., and M. Loekvood (1929), Excitation and decay of solar wind-driven flows in the magnetosphere-ionosphere system. *Am. Geo-*u. Pringe, R., P.Z., adva, G. E. Ballester, T. A. Livengood, L. Denis, T. D. Carr, F. Royes, S. J. Barne, and H. W. Moos (1993), Correlated variations of x. UV and Rafio emissions during an oustanding Jovian auroral event. J. Geophys. Res., 98, 18,779–18,791, doi:10.1059/93JE01802.
 Pringe, R., G. Chagnon, M. G. Kivelson, T. A. Livengood, and W. Kurth (2001). Temporal monitoring of Jupiter's auroral activity with UE during the Galileo mission: Implications for magnetospheric processes. *Planet Spaces Sci.*, 94, 405–415, doi:10.1016/S0032-0633000161-64.
 Pringe, R., L. Paller, K. C. Hansen, R. Howard, A. Vouridas, R. Courtin, and C. Parkinson (2004). An interplanetary shock the gale control process of the Sun to Saturn, *Nature*, 422, 78–81, doi:10.1038/ 9.
 Priyor, W. R., et al. (2005). Cassin UVIS observations of Jupiter's auroral source like, *PK*, 178, 312–326, doi:10.1016/j.tarns.2005.0521.
 Priver, W. R., et al. (2005). Saturi kilometric radiations as a monitor for the solid windty. *Jacobiol*, 42, 40–47, doi:10.1016/j.tarns.2005.02.02.
 Nature, 292, 679–682. doi:10.1038/29.67940.
 Sharmer, D. S. Daverzee, D. Escherne and W. Kore, 104A1 III. Folsen-Nature, 225, 679–682. doi:10.10168/29.27940. Source extension, and solar wind control. Astron. Astrophys., 226, 297–310.
 Lamy, L., P. Zarka, B. Cceconi, R. Prangé, W. S. Kurth, and D. A. Gurnett, C2005, Saurn Kitometter radiation: Newrage and statistical programs. *IEE*, 173, A07201, doi:10.1029/2007JA012000.
 Liveragool, T. A., W. Moos, G. Ballester, and R. Prangé (1992), Jovian ultraviolet auronal activity, 1981–1991, *Learna*, 97, 26–45, doi:10.1016/ 01078/050200055-C.
 Louam, P., et al. (2007), Observation of similar radio signatures at Saturn and Jupiter: Implications for the magnetospheric dynamics, *Geophys. Res.*, *13*, 42, D2113, doi:10.1029/007GL03036-8.
 McPherron, R. L. (1970), Growth phase of magnetospheric substorms, *201 J. Geophys. Res.*, *75*, 5592–5599, doi:10.1029/J007Gl20052-0.
 McPherron, R. L. (1970), Growth phase of magnetospheric substorms, *21 J. Geophys. Res.*, *75*, 5592–5599, doi:10.1029/J007Gl20052-0.
 McPherron, R. L. (1970), Growth phase of magnetospheric substorms, *21 J. Geophys. Res.*, *75*, 5592–5599, doi:10.1029/J007Gl20052-0.
 McPherron, R. L. (1970), Growth phase of magnetospheric substorms, *21 Geophys. Res.*, *100*, doi:10.1029/2004JA010453.
 McJollo, Gai:10.1029/2004JA010453.
 Nichols, J. D., E. J. Bunce, J. T. Clarke, S. W. H. Cowley, J.-C. Gérard, D. Grodenti, and W. R. Proyro (2007), Response of Jupiter's UV auroras to interplanetary conditions as observed by the Hubble Space Telescope terr during the Classifi (byte) campaign, *J. Geophys. Res.*, *112*, A02203, 4016012092.
 Portor, B. D. Zade, G. C. Ballester, T. A. Livenrood I. Davis, T.D. Corrello, 1029/2004JA012005. including the formation of a merged interaction region, J. Geophys. Res., 106, A0893, doi:10.1029/2003JA(10112).
in Hill, T. W. (2001). The Jovian antoreal oval. J. Geophys. Res., 106(AS), 91(HI, T. W. (2004). Autors functions at upilter and Earth. Adv. Space Res., 33, 2021–2029, doi:10.1016/j.asr.2003.05.037.
iii Hill, T. W. (2004). Autors functions at upilter and Earth. Adv. Space Res., 33, 2021–2029, doi:10.1016/j.asr.2003.05.037.
iii Hill, T. W. (2004). Autors functions at upilter and Earth. Adv. Space Res., 34, 2021–2029, doi:10.1016/j.asr.2003.05.037.
iii Kaiser, M. (1993). Time-trainable magnotopheric natio emissions from magnetic flux closure, Geophys. Res. Lett., 33, L10105, doi:10.1029/2006GL026008.
iia Kaiser, M. (1993). Time-trainable magnotopheric natio emissions from 1006GL026008.
Kaiser, M. M. Desch, and A. Lecaeheux (1981). Saturnian kilometric netative anonal features and radio emission. Nature, 322, 721-32, doi:10.1038/292731a0.
Kuth, W. S., T. F. Averkamp, D. A. Gumett, J. B. Groene, and A. Lecaeheux (108). An update to a Saturnian longitude system based on kilometric pradio emissions. J. Geophys. Res., 113, A05222, doi:10.1029/
Kurth, W. S., T. F. Averkamp, D. A. Gumett, J. B. Groene, and A. Lecaeheux 102 (2008). An update to a Saturnian longitude system based on kilometric pradio emissions. J. Geophys. Res., 113, A05222, doi:10.1029/
Guordialov, 2007JA012861.
Guordialov, 2007JA0 Skinner, T. E., S. Durrace, B. Feldman, and W. Moos (1984), IUE observations of longitudinal and temporal variations in the Jovian nuronal emission, Aerophys. J. 27: 441–448, doi:10.1086/16.1080
 Riscoe, G. L., and T. S. Huang (1985), Polar cap inflation and deflation. J. Geophys. Res., 90, 543–547, doi:10.1022/JA090A(0).Proposed model for Saturn's auroral response to the solar wind: Centrifugal instability model. J. Geophys. Res., 111, A06208, doi:10.1022/JA091A(0).Proposed model for Saturn's auroral response to the solar wind: Centrifugal instability model. J. Geophys. Res., 111, A06208, doi:10.1022/JA091A(0).Proposed model for Saturn's auroral response to the solar wind: centrifugal instability influence of the solar windon lupiter, J. Geophys. Res., 106, 6123–6130, doi:10.1022/2001A(00236, D).
 Sullard, T., C. Smith, S. Miller, H. Melin, M. Lysinp, A. Aylward, Sullard, T., C. Smith, S. Miller, H. Melin, M. Lysinp, A. Aylward, Sullard, T., C. Smith, S. Miller, H. Melin, M. Lysinp, A. Aylward, Sullard, T., C. Smith, S. Miller, H. Melin, M. Lysinp, A. Mylward, Sullard, T., C. Smith, S. Miller, H. Melin, M. Lysinp, A. Mylward, Sullard, T., C. Smith, S. Miller, H. Melin, M. Lysinp, A. Mylward, Sullard, T., C. Smith, S. Miller, H. Melin, M. Lysinp, A. Mylward, Sullard, T., C. Smith, S. Miller, H. Melin, M. Lysinp, A. Mylward, Sullard, T., C. Smith, S. Miller, H. Melin, M. Lysinp, A. Mylward, Sullard, T., C. Smith, S. Miller, H. Melin, M. Lysinp, A. Mylward, Sullard, T., C. Smith, S. Miller, M. Sullard, T., Sullard, T., C. Smith, S. Miller, M. Sullard, T., Sullard, M. Sullard, T., S N. Achilleos, and M. Dougherty (2007). Saturn's anticaliolar H²₁ inframes, 194, 678, e600, doi:10.1016/j.icans.2007.05.016. Tranger, J. T., et al. (1998). Saturn's hydrogen aurora: Wide field planetary camera 2 imaging from the Hubble Space Telescope, J. O planetary camera 2. imaging from the Hubble Space Telescope, J. O phys. Res., 10(26)29, 20:237–20:244, doi:10.1029/98U201324.

Waite, J. H., et al. (2001), An auroral flare at Jupiter, Nature, 410, 787–789, doi:10.1038/35071018.
 Wanwick, J., et al. (1981), Planetary radio astronomy observations from Voyager 1 near Saturn, Science, 212, 239–243, doi:10.1126/science.212.4091239.
 Zarka, P. (1998), Auroral radio emissions at the outer planets: Observations and theories, J. (2004).
 Zarka, P. (1998), Auroral radio emissions at the outer planets: Observations and theories, J. (2014).
 Gouphy, Rev. 103(E9), 20159–20, 194, doi:10.1029/981E01233.

Zieger, B., and K. C. Hansen (2008), Statistical validation of a solar wind propagation model from 1 to 10 AU, J. Geophys. Res., 113, A08107, doi:10.1029/2008JA013046.

E. Bunce, S. W. H. Cowley, and T. Stallard, Department of Physics and Astronomy, University of Leicester, Leicester LEI 7RH, UK. B. Gecconi, L. Lamy, and P. Zurka, LESIA, Observatoire de Panis, UPMC, CNRS, Université Paris Diderot, F-92190 Meudon, France.

K J. T. Clarke, J. Duval, J. Nichols, and S. Wannawichian, Center for Space Physics, Boston University, Boston, MA 02215, USA. (Jclarke@bu.edu) E. Crazy, G. R. Gladstone, and K. Retherford, Southwest Research Institute, San Antonio, TX 78238, USA. Belgium J.-C. Gérard and D. Grodent, LPAP, Université de Liège, B-4000 Liège M. Dougherty, Blackett Laboratory, Imperial College, London SW7 2BZ

K. C. Hansen and B. Zieger, AOSS Department, University of Michigan, Am Arbor, MI 48109, USA,
 W. Kurth, Department of Physics and Astronomy, University of Iowa, Iowa City, IA 52242, USA.
 D. Mitchell, Johns Hopkins University Applied Physics Laboratory, Laurel, MD 20723, USA.
 W. Pryor, Department of Science, Central Arizona College, Coolidge, AZ 85228, USA.

infrared Id and Geo-

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.



1 of 19

2 of 19

Figure 1. (a) Dynamic spectrum of the voltage autocorrela been removed for each frequency); the red lines indicate the : (R ₂); (c) latitude (in degrees) in the kronian equatorial frame (f) meridian view of the trajectory. The three orbital paramete in hours of day. The vertical lines indicates the noon meridian the closest approach (dot-dashed line).	2. Data Description [6] The Rev 29 perikrone, with closest approach on day 2006/268 (25 September) at 2220 spacecraft event time (SCET), was selected because it allows observations out of the equatorial plane, up to $\pm 30^{\circ}$ latitude. The data interval analyzed covers 24 h and spans from 1000 SCET on day 2006/268 (25 September) to 1000 SCET on day 2006/269 (26 September), so that SCET values larger or smaller than 1000 SCET refer to day 2006/268 or 2006/269, respectively. The evolution of the orbital parameters during the selected period is displayed on Figures 1b, 1c, and 1d. Closest approach occurs near the local noon meridian at a distance of 4 R_S (1 R_S = 60268 km = 1 Saturn radius) from Saturn's center, when the spacecraft is at a -20° latitude (i.e., in the	the perikrone of orbit revolution (Rev) 29. A description of the data and the applied preprocessing is presented in section 2. Sections 3 and 4 describe 2-D and 3-D, respec- tively, instantaneous characterization of SKR sources. As already stated, the SKR is emitted mainly on the R-X mode with possible L-O mode. We directly confirm the presence of L-O mode emission in section 5. The results are dis- cussed in section 6.	latitudes ($\geq 80^\circ$), and extending toward lower latitudes on the morningside (down to 60° at ~0900 LT). This locus roughly matches the ultraviolet (UV) southern auroral oval of Saturn, observed from the Hubble Space Telescope (HST) [<i>Gérard et al.</i> , 1995; <i>Tranger et al.</i> , 1998; <i>Gérard et al.</i> , 2004; <i>Kurth et al.</i> , 2005; <i>Badman et al.</i> , 2008a, 2008b]. [4] Launched in 1997, the Cassini spacecraft arrived at Saturn in July 2004. It is the fourth spacecraft (after Voyagers 1 and 2 and Ulysses) carrying radio astronomy instrumentation that can observe Saturn's radio emissions. The high-frequency receiver (HFR) of the Radio and Plasma Wave Science instrument (RPWS) experiment has goniopolarimetric (GP) capabilities (also referred to as direction finding in the literature) [<i>Gament et al.</i> , 2004]. This means that it is possible to retrieve the polarization (polarization Stokes parameters: <i>U</i> and <i>Q</i> for linear polar- ization, <i>V</i> for circular polarization), the direction of arrivat (two angles defining the k vector: the colatitude θ and the electromagnetic wave. Moreover, the RPWS/HFR GP capabilities are quasi-instantaneous (10–80 ms) as com- pared to GP on spinning spacecraft like Ulysses or Wind for which at least one rotation of the spacecraft is needed to obtain GP measurements (12 s for Ulysses). The GP inversion we use in this paper is described by <i>Cecconi</i> [2004] and <i>Cecconi and Zarka</i> [2005].	A03215 CECCONI ET AL.: GONIOPOL
ion measured on the dipole antenna (a background value has frequency range studied; (b) distance to Saturn in Saturn radii (d) local time in hours; (e) polar view of the trajectory; and (Figures 1b, 1c, and 1d) are displayed with respect to SCET r crossing (dotted line), the equator crossing (dashed line) and	when Cassini is at latitudes >30° or <−30° (G. Fischer et al., Elliptical polarization of Saturn kilometric radiation observed from high latitudes, submitted to <i>Journal of Geophysical Research</i> , 2009). As shown by Fischer et al., the derived directions of arrival are strongly biased when observing elliptically polarized radio waves with the inversion used here. This bias can be as high as several tens of degrees and thus would be clearly visible on the data. As the selected orbit does not include spacecraft latitudes (either nor southern) larger than 30°, our results should not be affected. The flux measurements <i>S</i> have been normalized to a distance of 1 astronomical unit (AU). [8] The effective electrical antenna parameters have been calibrated during the Cassini-Jupiter flyby [<i>logl et al.</i> , 2004]. Calibrations have been updated with data acquired	Figure A2], the partial polarization reported by <i>Cecconi</i> et al. [2006] (using data with SNR of ~20 to 30 dB) is fully consistent with Figure A2 of <i>Lamy et al.</i> [2008b]. Here we use the circular goniometer inversion [<i>Cecconi</i> and <i>Zarka</i> , 2005; A. Lecacheux, two antenna direction finding with purely circular polarization, RPWS Team Meeting presen- tation, Iowa City, Iowa, 2000] for which we assume no linear polarization ($U = 0$ and $\hat{Q} = 0$). Elliptically polarized SKR emission has been observed by the HFR, but only	sourcent neurophysical end of the state of the set of the set of the visibility of the radio emissions, and for the 3-D localization process (see section 4 and Appendix B). [7] During that time the RPWS/HFR was in its so-called dipole mode (where two out of its three electrical monopole antennas are connected together and used as a dipole). We thus used only two-antenna GP inversions in this study [see <i>Cecconi and Zarka</i> , 2005]. In the two-antenna mode, we obtain four instantaneous measurements: two autoorrelation (one for each antenna) and one complex cross correlation, the real and imaginary part of which provide two independent measurements. The GP inversions consist of solving for the expressions of the four instantaneous measurements. This implies that we have to make assumptions on at least two wave parameters. Several studied have shown that the SKR is circularly polarized: (1) although the Voyager Planetary Radio Astronomy experiment had no GP capabilities, <i>Ortega-Molina and Leccoti at al.</i> (2006) reported a purely circularly polarized with a ~80% total polarization degree, using data far from Saturn, during the inbound trajectory, with the polarimeter inversion [<i>Cecconi and Larka</i> , 2005] with an assumed source at Saturn's center; and (3) finally. <i>Lamy ed.</i> (2) 2005] with an assumed source at Saturn's center; and cobserved a fully circular polarization with high data and observed a fully circular polarization.	ARIMETRY OF A PERIKRONE A03215
Local emissions due to local plasma instabilities along the spacecraft orbit have also been removed by this selection (these emissions are visible in Figure 1a, peaking at \sim 80 kHz at equator crossing). The narrowband emissions observed \lesssim 50 kHz in Figure 2a have not been rejected by the selection criterion since these are also circularly polarized	 direction of the source, and also includes local plasma wave emissions and interference. In this section we present the GP results as dynamic spectra of the measured flux density, degree of circular polarization and apparent hemisphere of emission (as defined in section 3.1), as slown in Figure 2. We also provide 2-D maps of projected directions of arrival on the plane of observation, as explained in Figure 3. illustrates that GP inversions only retrieve the direction of arrival of incoming radio waves. An additional assumption is needed to retrieve the 3-D source location (see section 4). 3.1. Dynamic Spectra [11] Figure 2a displays the SKR flux density normalized to 1 AU, as a function of time and frequency. As mentioned in section 2, the data have been averaged in order to reduce the digitization noise. A selection <i>V</i> > 0.2 has been applied in order to remove most non SKR data [<i>Lamy et al.</i>, 2008b]. 	3. Goniopolarimetry: Two-Dimensional Localization [10] The dynamic spectrum presented in Figure 1 shows the raw voltage autocorrelation measured on the dipole antenna as a function of time and frequency. for the whole RPWS/HFR frequency band. This quantity is not the radio wave flux density but the power received by the dipole antenna, which depends on its orientation with respect to the	In carly 2004, utuning une approach to source and source that analysis presented in this paper has been conducted using the updated antenna parameters, as described in Appendix A. The accuracy on effective antenna parameters (sepecially the effective antenna direction) is crucial for the determina- tion of the direction of arrival of the wave. <i>Voget et al.</i> [2004] have estimated that the accuracy on effective antenna directions is ~ l ^o . [9] As noted by <i>Cecconi and Zarka</i> [2005], the main source of signal fluctuation on the Cassini/RPWS/HFR dat is the digitization noise. Contrary to the SNR fluctuations which depend on the frequency bandwidth and on the integration time, the digitization fluctuations are proportion- al to the signal [<i>Cecconi et al.</i> , 2007]. In order to reduce this noise, the data have been averaged over three consecutive samples in time and three successive samples in frequency before any further processing (i.e., nine raw measurements are averaged together). The frequency band selected for this study is 13 kHz to 1.02 MHz, which is including the frequency band in which the SKR is observed (~30 kHz to ~1 MHz). Considering the various sources of noise, affecting the determination of the direction of arrival (SNR, galactic radio background, ambient plasma noise, receiver noise, digitization noise, geometrical configuration, in this source variability, multiple sources, intrinsi size of the source) [see <i>Cecconi et al.</i> , 2007, section 2.5] and after the data preprocessing described above, the overall accuracy on the direction of arrival of the waves is ~2°.	A03215 CECCONI ET AL.: GONIOPOLA
[15] Goniopolarimetry only provides the direction arrival of the observed radio waves. As proposed in Figure it is possible to represent the observed directions of arri- as their projections on a plane perpendicular to the Cassi Saturn line and containing the center of the planet. T plane is hereafter referred to as the projection plane. 1	 Interval, the spacecraft is in the southern morning-to-no LT sector. Thanks to the SKR emissions temporal a spectral conjugacy observed by <i>Lamy et al.</i> [2008b], interpret this as an enhancement of the SKR in the morning side-to-noonside of the magnetosphere. This is known sir the Voyager eta [<i>Galopeau et al.</i>, 1995] and has be recently statistically studied using 2.75 years of RPW HFR data [<i>Lamy et al.</i>, 2008b]. We also observe emission both circular polarization coming from both hemispher The southern emissions are mainly LH circularly polarize but with a marginal RH component, whereas northermistics that SKR is mainly emitted on the R-X mode, I point is further discussed in section 5. 3.2. Two-Dimensional Source Mapping 	make any assumption on the source location. The auron regions, within which the SKR sources are located, are the northern or southern hemisphere. The hemisphere emission thus provides a qualitative index for the sour- location. Figure 2 shows that the observed SKR emitted mainly in that hemisphere where the spacecraft positioned. [14] It is clear from Figure 2 that SKR is more inten before the spacecraft crosses the equator. During this tir	<i>Gurrent et al.</i> [1981], have been called n-SKR emission (narrow band Satum's kilometric radiation) by <i>Lamy et a</i> [2008b]. The origin of these emissions is not understo yet. The n-SKR source characterization is beyond the scop of this study. The data selection also implies that the whi m ⁻² Hz ⁻¹ , or where $ Y < 0.2$. The selection on <i>V</i> allows better default on the SKR bursts contours as it effective discriminates low-intensity polarized emission from unp larized background noise. For instance, the high-frequen- cutoff of SKR (at ~800–1000 kHz) is better revealed by it polarization selection. [12] Figure 2b shows the degree of circular polarization versus time and frequency. The vertical dashed line aroun 2220 SCET indicates the equator crossing. Before this, ti SKR is mainly LH polarized, with an additional R polarized ecomponent following the low-frequency cuto of the LH one between 1900 SCET and the equat crossing. After equator fLH polarized emission belo 300 kHz between for a burst of LH polarized emission belo 300 kHz between for a burst of LH polarized emission belo all directions of arrival with $z > 1$ (i.e., pointing to the All directions of arrival with $z > 1$ (i.e., pointing to the northern hemisphere) are displayed in white, whereas the are displayed in black. Details on the 2-D projections a	ARIMETRY OF A PERIKRONE A032

3 of 19

4 of 19



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_3 .

5 of 19

[16] Figure 4 shows four examples of projection maps built with two time intervals (day 2006/268, 1630 to 1645 SCET and day 2006/269, 0200 to 0215 SCET). Figures 45 and 4b correspond to northern hemisphere observations, and Figures 4c and 4d correspond to southern hemisphere observations. Figures 4a and 4c deal with 50–100 kHz frequency band, whereas Figures 4b and 4d show the 200– 300 kHz frequency band. The contours of the $f = f_{ce}$ isosurfaces (hereinafter referred to as $\mathcal{F}_{ce}(f)$) as seen from

A03215

CECCONI ET AL.: GONIOPOLARIMETRY OF A PERIKRONE

A03215



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).

Cassini has been represented for the corresponding frequency selection bounds. The SPV magnetic field model [*Davis* and Smith, 1990], including the current sheet contribution [*Comerney et al.*, 1983] has been used to model the magnetic field and compute the $\mathcal{F}_{ed}(J)$ surfaces. These contours are also called "radio horizons" [*Farrell et al.*, 2005]. The magnetic field along the radio horizons is perpendicular to the line of sight. [17] The CMI theory predicts at the R-X mode cutoff frequency f_{ex} which is defined as $(\ell^2 + \ell^2 A)^{1/2} + \ell^2$ where

[17] The CMI theory predicts at the R-X mode cutoff frequency f_x which is defined as $(f_p^2 + f_{ex}^2 4)^{1/2} + f_{ex}^2 2$, where f_p is the plasma frequency. As shown by *Galopean et al.* [1989], f_x and f_{ex} are nearly identical at high latitudes. We thus use f_{ex} as the emission frequency for CMI emissions. [18] The plotted radio horizons correspond to the upper and lower bound of the selected frequency rate (the outper the frequency for the frequency for the plotted radio horizons.

[18] The plotted radio horizons correspond to the upper and lower bound of the selected frequency range (the outer being the lower frequency). It is thus possible to make the four following statements that will help analyzing the maps of Figure 4: (1) any direction of arrival projected out of the outer radio horizon does not intersect its corresponding $\mathcal{F}_{cd}(f_{dos})$, where f_{dos} is the frequency of observation; (2)



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, 0/200 to 0/215 SCET; distance to Saturn 5.7 Kg; latitude of the spacecraft: +21.0°; local time 1615 LT) and (c and d) southern (time interval 2006/268, 1630 to 1645 SCET; distance to Saturn 4.5 Kg; latitude of the spacecraft -36.5°; local time 0/22 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 |*I*| > 0.8. The grey dashed lines are the contour of $\mathcal{F}_{ee}(f)$ 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 Satur.

 Further states in the intersection of the direction of arrival polyaging determining the sources to be local and on the server through the classes is norresponding the endown and the active many function of arrival polyaging determining the sources to be local and on the server through the intersection of arrival polyaging between and polyaging determining angles of the direction of arrival polyaging between the intersection of arrival polyaging polyaging between the intersection of arrival polyaging between the intersection of a rival polyaging between t	A03215 CECCONI ET AL.: GONIOPOLARIMETRY OF A PERIKRONE A032
 Animation 1 (right). They will be existen 3.2.9 are terpresented in Animation 1 (right). The disclosures of arrival intersecting or not <i>F_w(K₀)</i>. Tadio horizon" for simplicity. The radio horizons are color coded as described in the caption. The directions of arrival intersecting or not <i>F_w(K₀)</i>. [3] Animation 1 allows us to analyze both northern and animatic projection of the 2⁻ error areas, computed as in arrival intersecting <i>F_w(K₀)</i>. [3] Animation 1 allows us to analyze both northern and a matrixel intersecting <i>F_w(K₀)</i>. [3] Animation 1 allows us to analyze both northern and frame of the 2⁻ error areas, computed as indered from 100 to 400 to 6410 GeV and 0215 UI. The active magnetic projections of the 2⁻ error areas cover regions are visible in the 400. Stock bit/z band (each barves cover endots) are also been poleward of 2015 CCT. In the larce the answer of the 2⁻ error areas cover regions up to the radio horizon drawn in grey. These observations lead to the conclusion that the radio waves cover from directions close to 90⁻. As discussed in section 22.1. [5] For these latter data, most of the 2⁻ error areas cover regions up to the radio horizon, indicating angle) computed for sources observed cloves to the radio horizon, indicating angle) computed for sources observed cloves to the radio horizon indicating angle is contern from directions close to 19⁻. As discussed in accord and 100 SCET. They are located at <i>x</i>-5⁻ north magnetic lattice and the 1000 to 1901 SCET. The corresponding magnetic follows are observed from 0400 to 140 UI. The effect of the holow core error indication. Hermitian is a seen on Figure 6 (400) Trend are solved from 0400 to 1400 UI. The effect of the space radia sources are observed in the source of solver of the SKR sources is the high dependent on the signet following a beaming and being of the space radia sources are clearly separate fortion in a region in which the magnetic following areadis compri	A03215 CECCONI ET AL.: GONIOPOL/
case, thus providing better geometric visibility for southern observations. [2] Finally. the equatorial shadow zone [<i>Lamy et al.</i> , 2008b] is visible at ~2210 SCET, when the spacecraft is close the magnetic equator and below 4.3 R_s . [3] Figure 9 summarizes the distribution of active mag- netic field line footprints for the whole studied period. The footprint locations are represented with black crosses of arrival intersects $\mathcal{F}_{w}(f_{k0})$ or not. On Figure 9, the radio horizons are shown for the beginning and the end of the interval of observation (grey dashed lines). The intersection of all the radio horizons is the solid black line. [3] Figure 9 (left) shows southern sources as observed by Cassini between 1000 and 2220 SCET. The southern sources are nearly visible at 0600 LT and at 1300 LT. The oval structure is clearly visible at 0600 LT and at 1300 LT. The oval structure is clearly visible at 000 SCET. The northern sources are mainly observed on the nonside (from 1100 to 1600 LT), between 70° and 80° north magnetic latitude in the 100–400 kHz frequency range. A high-frequency com- ponent (400–800 kHz) is also visible on the nightside, where the distribution of the directions of arrival (~40%) are not intersecting $\mathcal{F}_{w}(f_{wb})$, are not taken into account. The source parameters (e.g., source localiza- tion, beaming angle) computed for sources observed close to the radio horizon are indeed biased and cannot be radiily interpreted (see section B2.1). It is likely that these emis- sions are combig from regions close to the radio horizon, as alsesribed by <i>Farrell et al.</i> [2005]. [3] Finally, Figure 9 and Animation 1, we deduced that northern and southern sources do not display the same the beaming properties. Figure 10 shows a statistical analysis of the beaming negle for each hemisphere (morningside of the northern hemisphere data and $V < -0.8$ for the northern on- bis with degree of circular polarization: $V > 0.8$ for the edgree of circular polarization ensures high signal-to-noise ratio data s	ARIMETRY OF A PERIKRONE A03215

7 of 19

8 of 19



10 of 19



Rs

С







in thin black lines; (2) data corresponding to direction of arrival not intersecting $\mathcal{F}_{ee}(f_{obs})$, 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

when the spacecraft is too close to the equator plane. [35] Figure 10 displays three series of data: (1) data corresponding to direction of arrival intersecting $\mathcal{F}_{cc}(f_{obs})$,

effects that could occur along the path of the radio waves

because of visibility effects. The frame number is given. See Animation 1 caption. 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,



Rs



A03215

a

>400 kHz

쭈





6



A03215

Beaming Angle (deg)



A03215



of the maximum simulated error adding a 2° error on each direction of arrival (dotted line) has been standard deviation of the distribution (±1 standard deviation levels in dashed line), and the average value angle statistics for all data. Displays are for 6 h of data. The average value (plain line), the corresponding data that intersect (in black) or not (in grey) \mathcal{F}_{ce} (noted "iso-fc" in the legend). (bottom) The beaming computed for each frequency. hemisphere data and V < -0.8 for the northern hemisphere data. (top) The beaming angle statistics for Figure 10. Beaming angle with respect to frequency (fc) for (left) northern and (right) southern sources. The data were selected with respect to circular polarization degree only: V > 0.8 for the southern

for the beaming angle determination. The beaming angle average value using the simulated errors discussed in dotted lines represent the error on the beaming angle sented in dashed lines (±1 standard deviation levels). The standard deviation (using the same data selection) is reprelines) have been computed, taking into account only the directions of arrival intersecting $\mathcal{F}_{cc}(f_{cbs})$. The corresponding tory with the fact that no beaming angles larger than 90° can scale is extending from 0° to 120°, which seems contradicsection B2.2. They give maximal estimates of the error afternoonside of the northern hemisphere. Figure 10 (bottom

9

<100 kHz

쭈

Ē

06:00

ē

Ξ

쭈

Э

10 50

70

100

Frequency (kHz) 200

300

400 500

700

1000

50

70

100

200 300 Frequency (kHz)

400

500

700

1000

100-200 kHz

06:00

Ô

도

쭈

a

Beaming Angle (deg)

200-400 kHz

direction of arrival does not intersect $\mathcal{F}_{ce}(f_{obs})$, the magnetic polar projection procedure may provide source footbe observed: a 90° beaming angle is indeed observed when the source is on the radio horizon. However, when the between 0130 and 0730 SCET, i.e., when Cassini is in the ing angle is larger than 90° has been hatched in light red. beaming angles larger than 90°. The area where the beam prints beyond the radio horizon, inducing non physical [36] Figure 10 (left) shows the beaming angle measured

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}_{ee} or not, respectively. The magnetic field lines, whether the direction of arrival is intersecting \mathcal{F}_{ee} or not, respectively. The whole studied footprints are obtained as presented in Appendix B. The plain line gives the merged radio horizon for the whole studied period before 2220 SCET (equator crossing) for southern data and after 2220 SCET for northern data. The radio horizons displayed data is highlighted by thick arrowed lines on the border of the projection maps for the beginning and the end of these periods are shown in dashed grey. The LT sector in which Cassini was flying for the

Figure 9

A03215 CECCONI ET AL.: GONIOPOL	ARIMETRY OF A PERIKRONE
	equator at Saturn, implying differe each hemisphere for the same frec 5. Mode of Emission
$\begin{array}{c} \text{Course}_{1,2} \\ \text{20} \\ \text{-} \\ \text{-}$	[41] It is known from both thee studies [<i>Hiu</i> , 1985; <i>Benson</i> , 1985; the CMI emits radio waves m extraordinary (R-X) mode and ma ordinary (L-O) mode. As the north magnetic north pole, the R-X moo
Figure 11. Flux density distributions for R-X mode (plain line) and L-O mode (dashed line). The time interval selected is 1619:12 to 1716:48 SCET for the R-X mode data and 2107:12 to 2204:48 SCET for L-O mode data. For both R-X	normern nernspnere and LH in un mode is then LH in the northern h southern one. As recalled by <i>Hant</i> mode can be emitted either in a when the local plasma density is si
and L-O modes, the frequency selection is 100 to 300 kHz. left), we see that the beaming angle mean value varies from 50° to 80° in the $80-400$ kHz frequency range, with uncer-	$f_{pel}f_{ee} \ge 0.3$ [Treumann, 2000, Fig R-X to L-O mode conversion [1996]. The R-X and L-O waves hav cutoffs, respectively, near local f_{ee} [42] In Figures 2b and 2c, we see
tannics of $\pm \sim 15^\circ$. The data samples corresponding to directions of arrival intersecting $\mathcal{F}_{ee}(f_{obs})$ (black curves on Figure 10, top left) represent 58% of the total number of data points selected for this analysis (4253 samples). The	observed at lower frequencies that before the spacecraft crosses the ec 2200 SCET). The same observati and 0130 SCET, when the space
negligible. The beaming angle value is thus biased by the limb effect (as discussed in section B2.1). The real beam- ing angle is probably somewhere in between the measured	[Roux et al., 1993; Panchenko et a emission is observed near equa spacecraft is flying at the limits of
average value (i.e., $\sim 65^{\circ} \pm 15^{\circ}$) and 90°. [37] Figure 10 (right) shows the beaming angle measured between 1300 and 1900 SCET, i.e., when Cassini is in the	zone. Two interpretations are possi sources have wider beaming ang 1985. Louarn and Le Ouéau 199
morningside of the southern hemisphere. Almost all the selected samples intersect $\mathcal{F}_{ee}(f_{obs})$ (96% of a total number of 9707 data samples). The limb effect discussed in section	tion is sustained by L-O and R-X same source but having differen
B2.1 is thus negligible for this data set. The average beaming angle varies with frequency: it increases from $46 \pm 5^\circ$ at 50 kHz to $55 \pm 7^\circ$ at 100 kHz then decreases to	[43] We observe indeed that the of the R-X mode is 10 ⁴ higher 1
$50 \pm 5^{\circ}$ at 200 kHz and $45 \pm 5^{\circ}$ at 300 kHz, and finally increases again to $50 \pm 10^{\circ}$ at 500 kHz. The decreasing	for AKR, using data from the Vikin 1993]. The ratio obtained in this
trend observed between 100 and 400 kHz is expected as discussed by <i>Lamy et al.</i> [2008a] (see Lamy et al.'s Figure 2, especially) The increasing trend at low frequency (below	theoretical growth rate computatic to be 10^{-3} fainter than R-X mode [
100 kHz) can be attributed to refraction effects on the raypath. These effects have not been corrected here.	swamped in R-X mode waves if f of the waves. That remains tru
[38] FO IDURED SOURCES, the beaming angle estimates include 90° beaming angles, while they do not for southern sources, consistently with the discussion based on the	[44] Analyzing Animation 1 ca
fraction of directions of arrival intersecting or not $\mathcal{F}_{cc}(f_{obs})$. [39] The noise on the beaming angle measurements is	tions can be distinguished: (1) b SCET for the southern hemispher
can be easily explained by the fact that the gradient of f_{ce} steepens while going to lower altitudes: as the error on the directions of arrival is estimated to be 2°, the relative	top), the L-O mode emissions see same magnetic field lines as the visible at lower frequencies (here
accuracy with respect to the size of $\mathcal{F}_{cc}(f_{obs})$ decreases as f_{obs} increases. This also explains why more data points do not intersect $\mathcal{F}_{cc}(f_{obs})$ in the southern hemisphere at high	the R-X emissions; and (2) betwee the L-O mode emissions (RH, bec southern hemisphere) are coming t
[40] The northern sources thus exhibit a beaming angle closer to 90° than the southern sources. This particular point has already been theoretically discussed by <i>Lamy et al.</i> [2008a] and results from the northward shift of the magnetic	bottom). Moreover, in the latter case located on the same magnetic field In case of refraction along the ray L-O and R-X waves will not hav

luencies. nt beaming properties in

and f_{pe} . ne southern one. The L-O /e different low-frequency Louarn and Le ure 3]), or through partial ufficiently high (typically asz et al. [2003], the L-O emisphere and RH in the de is RH polarized in the h pole of Saturn is a true arginally in the left-hand ainly in the right-hand lirect generation process Benson et al., 1988] that retical and observational Quéau,

nt low-frequency cutoffs an the R-X emission just e that an L-O emission is 6] or (2) different refracles than R-X ones [Wu, ible: either (1) L-O mode of the equatorial shadow tor crossing, when the oserved in AKR at Earth ecraft is in the northern on occurs between 0000 waves emitted from the l., 2008]. The L-O mode uator (between 1900 and

vious paragraph. le for each of the two $f_{bs} > f_X$ along the raypath Mutel et al., 2007]. From ons predicting L-O mode ng spacecraft [Roux et al.). This was also reported paper is consistent with han the L-O mode flux flux density distribution L-O mode waves are

d lines as R-X emissions. re and between 0000 and bes of L-O mode observa-between 2125 and 2215 in give some insights on e the same direction paths, it is likely that the se, L-O emissions are not ons (see, e.g., Figure 8, ause originating from the en 2100 and 2125 SCET ce higher altitudes) than R-X emissions, and are em to be emitted on the phere (see, e.g., Figure 8, rom low altitude and are of

A03215

A03215

is occurring along the L-O mode wave raypath in case 2. R-X mode sources, is observed in case 1, whereas refraction mode sources, with similar or wider beaming angle than can be interpreted as follows: direct observation of L-O arrival because of their different low frequency cutoffs. This angle of 90°, an observed beaming angle close to 90° indicates that we may see directly the emitting region the sources away). As the CMI theory predicts a beaming effects (far-range

Discussion

Lower beaming angles can be interpreted two ways: either

sources of each hemisphere. possible to draw similarities and differences between the of the observations were different for northern and southern magnetic footprint and mode of emission. The conditions was observed from early afternoon to dusk. It is, however, dawn-to-noon LT sector, whereas the northern hemisphere sources, as Cassini observed the southern hemisphere in the acterization, including source location, beaming angle [45] This study provides instantaneous SKR source char-

data, as well as with those inferred through Voyager observations [*Galopeau et al.*, 1995]. Both northern and southern sources are mainly emitting on the R-X mode, and the SKR sources ar temporally and spectrally conjugated, the dominating SKR sources are located in the 0400 to 1600 LT and nightside. The dayside northern sources were observed from $1200~{\rm to}~1600~{\rm LT},$ at magnetic latitudes between 75° were observed close to the radio horizon, as found here. et al. [2005]. That study showed that the nightside sources constraints. Nightside sources were first reported by Farreli observe in the southern hemisphere, because of visibility sources on the northern hemisphere that we could not marginally on the L-O mode. We also detected nightside for both hemispheres. The LT sector that we have found of northern observation. Considering this and the fact that Lamy et al. [2008b] using 2.75 years of Cassini/RPWS SKR here is in agreement with the statistical results obtained by sector, and within 70° to 80° of absolute magnetic latitude southern observation and to 1200 LT for the lower bound observation is limited to 1400 LT for the upper bound of and 80°. Because of visibility effects, the LT range of 1400 LT range, at magnetic latitudes between -70° and -80°. The northern sources are observed on both dayside 46 The southern sources are observed in the 0400 to

expectations and similar observations at Earth. Further enology is, however, fully consistent with theoretical fully characterize these emissions. study of many other perikrones is necessary to be able to The compared L-O mode and R-X mode observed phenomothers they may have been refracted along their raypath have a wider beaming angle than the R-X ones, and in some we have concluded that in some cases the L-O sources may emission observed at Earth. From L-O sources observations Saturn. It displays similar characteristics as the L-O mode [47] L-O mode emission is identified for the first time at

between -68° and -80° magnetic latitude, and northern sources between 70° and ${\sim}85^\circ$ magnetic latitude. This is Saturn. explained by the northward shift of the magnetic dipole of latitude ranges, we preferentially observe southern sources Although the northern and southern absolute magnetic conditions of emission as discussed by *Lamy et al.* [2008a] the northern one are different, possibly due to different side of the southern hemisphere and for the afternoonside of [48] We showed that the beaming angles for the morning-The observed beaming angles may be "real" or

Between 1900 and 1930 SCET (i.e., around 1200 LT), it is possible to marginally observe sources on the same LT meridian as the spacecraft (see Figure 12). These two selected examples are clearly demonstrating that the visidecrease with frequency is also consistent with simulation of the shape of the SKR arcs [Lamy et al., 2008a]. the upper latitude bound. These L shells are computed with the current sheet model proposed by *Connerney et al.* krones are necessary to provide statistical SKR source properties. Simulation of visibility with Planetary Radio [2007] recently showed that the plasma sheet of Saturn was mapping of the auroral region. Moreover, Krimigis et al [e.g., Bunce et al., 2007] may change these equatorial [1983]. The use of more recent ring current modeling of $\sim 7 R_S$ for the lower latitude bound and up to 20 R_S for northern and southern sources are mapping to an apex value current sheet [Connerney et al., 1983]), we obtain that both plane. Using the same magnetic field model (SPV with possible to map the source locations down to the equatorial tical range of observation of the UV aurora. It is also polarimetric data taken near perikrones. SKR variability and visibility effects when analyzing gonio-2008a] will be of great interest to discriminate between Emission Simulator (PRES) [Hess et al., 2008; Lamy et al. Thorough goniopolarimetric studies of all available periinterval studied in this paper meets these requirements flying over a wide range of local times and/or latitudes. The time intervals (at least several hours) where the spacecraft is $(\sim 5 \text{ min})$ of SKR data, but from the statistical analysis of SKR sources are not provided by short time intervals of radio data. This implies that the general properties of the bility changes have to be taken into account for any analysis sources at ± 3 h of LT relative to the spacecraft position between 1630 and 1900 SCET, where we only observe SKR emission. This is clear in Figures 6 (top) and 6 (middle) and latitudinal range are biased by the visibility of the tent with previous studies. However, the sources LT sector the morningside sector of the southern hemisphere). This frequency (as between observed 100 kHz and 400 kHz in the decreasing observed beaming angle with respect [Hess et al., 2008]. Both interpretation are consistent with radio waves along its sides; or by a loss cone CMI emission by the presence of auroral plasma cavities, refracting the [49] The source characteristics obtained here are consis-[50] Magnetic latitude of SKR sources match the statis ಕ

14 of 19

the local magnetic field line, due to the hollow cone electrons precipitating in the auroral regions. compared with observed electron distributions measured by the Cassini spacecraft would lead to a better understanding asymmetry that has to be modeled to be used for L shell studies. Systematic study of the L shell of SKR sources observing electron populations at high latitudes, close to the difficulty of such studies lies in the following facts: when of the acceleration processes that produces the high-energy planet, it is not always possible to see the SKR source on highly variable and displays a strong dayside/nightside The mair

A03215

'apparent," dependent on the close range

propagation effects would have moved

beamin far fro source directin [51] confue high 1 expect magne [52] where are of allow 1 allow 1 allow 1 allow 1 allow 1 allow 1 allow 1 bserv of the UV an vaves of this to bett ters, fc 7. St [53] HFR c charact			2	Rs	~	4 C	A0321:
Animation 1 caption. Animation 1 caption. Animation 1 caption.	Figure 12. Still image extracted from Animatic in the southern hemisphere, with sources on the	-4 -2 0 2 4 Rs 4	Field of View: 90° Field of View: 90° Field of View: 90° With the second sec	100-20 200-40		L ¹ = 10	5 CECCONI ET AL.: GONIOP
ity angle is decreasing with frequency between 100 and 400 kHz for directions of arrivals intersecting $\mathcal{F}_{cc}(f)$. The footprints are situated in the \sim 70° to \sim 80° northern and southern Northern sources are observed at slightly higher latitude (2° cee to 5°) than southern sources, in agreement with the north- at ward shift of the magnetic dipole of Saturn. The location of the footprints matches that of the UV and IR aurorae. This studied interval, with predominant sources in the morning to no ver the range of LT that could be observed during the studied interval, with predominant sources in the morning to no nLT sector. [54] The Cassimi/RPWS/HFR is composed of two sub- ce receivers: the LF part covers the 3.5 to 319 kHz frequency be band; the HF part seans frequencies between 325 and of 1602.5 kHz. These two subreceivers are not using the same receiving chain. They have thus to be calibrated during the Cassini-Inpiret flyby [<i>Vogl et al.</i> , 2004], using observa- tion in the 600 to 130 kHz frequency band. This frequency be band is exclusively seanned by the HF subreceiver of the HFR. No calibration parameter was computed for the LF subreceiver of the HFR. Moreover, during the Jupiter flyby, the HFR was operating in three antenna GP mode (measure- ments on three monopoles), so that no calibration has been done for the dipole mode (measurements on one dipole and done for the dipole mode (measurements on one dipole and done for the dipole mode (measurements on during the Jupiter flyby the HFR. No calibration shave thus been conducted divertion of the SKR as a calibration source. On day 2004 de 165, Cassini is flying at ~172 R_5 from Saturn. This implies the that a $3R_5$ distance as a calibration source. On day 2004 de 55 separation by Cassini. Hence, before this date, putting the source locations to be less than 1°. The following period of	on 1 showing examples of observations of SKR sources a spacecraft meridian. The frame number is given. See	12:00 Active Magnetic Field Line Footprints (SPV magnetic field model with current street)	$\begin{array}{c} \text{OU BR} \\ Code \\ Code \\ \text{of iso-t} \\ \text{iso iso-t} (2^{n} \text{ error contour}) \\ 1 \\$			OU:00 Frame number: eiris	OLARIMETRY OF A PERIKRONE A03215
that both modes can be calibrated. [56] The antenna calibration inversions developed for the Jupiter flyby [<i>Cecconi and Zarka</i> , 2005] assume that the observed radio waves are purely circularly polarized [<i>Cecconi</i> <i>et al.</i> , 2006; <i>Lamy et al.</i> , 2008b], it is possible to use it as a reference source to calibrate the effective antenna lengths and directions. The calibration results are fully described in an RPWS Team Report [<i>Cecconi et al.</i> , 2005] available of the RPWS/HFR-Meudon server (http://www.lesia.obspn.fr kronos), in the public documentation page. The results of <i>Cecconi et al.</i> [2005] are summarized in Table A1. The results of the Cassini-Jupiter encounter calibration are given in Table A2. The antenna directions obtained with the new calibration are consistent with the ones computed at Jupiter, taking into account the errors. It is, however, noticeable that we find different antenna length ratios for the LF and HF subreceivers. This discrepancy is not fully understood in terms of the receiver hardware design. The new calibration an length ratio provided by the Cassini-Jupiter cali- bration should be used for data analysis above 320 kHz (HF subreceiver of the HFR); (3) in monopole mode, the antenna length ratio provided by the new calibration should be used for data analysis, below 320 kHz (LF subreceiver of the HFR); and (4) in dipole mode, the new calibration set should be used for all frequencies; [57] These results shall be used for all goniopolarimetric analysis, on any time interval. The only draw back is that the calibration was made before the Huygens Probe (HP) release, which occurred on 25 December 2004. The effec- tive antenna parameters are supposed to be modified by the HP release. Unfortunately no calibration was done after the HP release. Unfortunately no calibration was done after the HP release. Unfortunately no calibration was done after the HP release. Unfortunately no calibration the antenna direction is of the order of ~1° [<i>Vigl et al.</i> , 2004], w	time has thus been selected: day 2004/152 (31 May 2004) to day 2004/165 (4 June 2004). During this time interval both three-antenna and two-antenna modes have been used, so		"Each column corresponds to one calibration, using the (i, w) pair of anterna given in the first row, with $i = u, v$ or x . The u, v , x , and w antennas are also know as $+X_i - X_i \pm X$ (dipole), and Z_i , respectively [<i>Cecconi and</i> <i>Zarka</i> , 2005]. The uncertainties given are the full width at half maximum of the histograms.	$ \begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	$\begin{array}{cccc} (x,w) & (u,w) & (v,w) \\ h/h_w \left(1F\text{-HFR} \right) & 2.00 \pm 0.16 & 1.08 \pm 0.10 & 1.10 \pm 0.11 \\ h/h_w \left(1H\text{-HFR} \right) & 2.45 \pm 0.28 & 1.19 \pm 0.09 & 1.22 \pm 0.18 \end{array}$	Table A1. Relative Lengths, Colatitude, and Azimuth of the RPWS Electrical Antennas as Calibrated During the Saturn Inbound Phase ^a Pair of Antenna (i, w)	A03215 CECCONI ET AL.: GONIOPOL
B1. Algorithm [9] We used the SPV ma Smith, 1990], including the modeled by <i>Connerney et</i> propagation effects between are negligible, as Cassini is plane whereas the dense plane scatter the radio waves are lo We assume that the radio err f_{ce} . The source is thus at the direction of arrival and the direction of <i>L</i> and the direction of arrival angest along the direction of <i>L</i> and	each point of that line. Fi equivalent to finding the point to the frequency of observat	(2,000) where e and m are resp and mass of the electron, an strength), it is then possible t	magnetic field model, it is potential to the magnetic field strength for by the direction of arrival give local f_{ce} is proportional to the convertice of the total to the formula to	along the direction of arriv necessary. It is known that emitted at the local electron c	[58] The GP inversions pr terized by two angles. In ord	The effect of the HP release strong influence on the effect Appendix B: Source C	ARIMETRY OF A PERIKRONE

turn strong influence on the effective antenna parameters. The effect of the HP release is thus not expected to have a

A03215

Appendix B: Source Characterization Procedure

[ss] The GP inversions provide 2-D localization charac-terized by two angles. In order to obtain the position of the source (i.e., the distance of the source from the spacecraft

strength), it is then possible to obtain the local f_{ce} value for each point of that line. Finding the source location is $(2\pi m)$ where *e* and *m* are respectively the elementary charge and mass of the electron, and *B* is the local magnetic field to the frequency of observation f_{obs} . by the direction of arrival given by the GP inversion. As the along the direction of arrival), additional hypothesis are equivalent to finding the point where the local f_{ce} is equal local f_{ce} is proportional to the local magnetic field ($f_{ce} = eB$) the magnetic field strength for each point of the line defined magnetic field model, it is possible to compute the value of emitted at the local electron cyclotron frequency f_{ce} . Using a necessary. It is known that the CMI radio emissions are

B1. Algorithm

Smith, 1990], including the current sheet contribution, as modeled by *Connerney et al.* [1983]. We consider that propagation effects between the source and the observer are negligible, as Cassini is located out of the equatorial plane whereas the dense plasma regions likely to refract or f_{ee} . The source is thus at the point of intersection of the direction of arrival and the visible part of the " $f = f_{ee}$ " scatter the radio waves are located near the equatorial plane. We assume that the radio emissions are emitted at the local isosurface (hereafter referred to as $\mathcal{F}_{ce}(f)$). [59] We used the SPV magnetic field model [Davis and

[60] As an initial step, the position P_0 where the local f_{ee} is the largest along the direction of arrival is computed. Comparing the value of $f_{ee}(P_0)$ to f_{obs} , we select one of the two following algorithms:

the position of the source P_{src} is localized with a certain accuracy. Typically, after 20 iterations, the accuracy of the computed location is less than 1 km. The accuracy on f_{ee} is [61] 1. Algorithm $f_{ee}(P_0) \ge f_{obs}$ case means that P_0 is inside $\mathcal{F}_{ee}(f_{obs})$. We then look for the intersection of the direction of arrival and \mathcal{F}_{ee} with a dichotomic algorithm. The two initial points defining the line within which the algorithm is applied are P_0 and a point P_{10} located 10 R_s toward Cassini. We proceed using the same technique as for [*c*₂] 2. In the algorithm $f_{cc}(P_0) < f_{obs}$ case the direction of arrival is not intersecting \mathcal{F}_{ce} . We search for the intersection then less than ~ 0.01 kHz. step of the dichotomy and after a fixed number of iterations, the determination of P_0 : the local f_{ce} is computed for each

 Table
 A2.
 Relative
 Length,
 Colatitude,
 and
 Azimuth
 of
 the

 RPWS
 Antennas as
 Calibrated
 During the
 Cassini-Jupiter
 Flyby^a

h/hw u Antenna 1.21 108.3° 17.0° v Antenna 1.19 107.8° 163.8° w Antenna $1.00 \\ 29.3^{\circ} \\ 90.6^{\circ}$

15 of 19



Source magnetic latitude (deg

8 8

ö

8

120

150

Colatitude (deg. 9. 120

 \cap

8.

120

A03215

CECCONI ET AL.: GONIOPOLARIMETRY OF A PERIKRONE

A03215

A03215

CECCONI ET AL.: GONIOPOLARIMETRY OF A PERIKRONE

A03215

ources olatitude ∈ [0°,180°]

120

8

8

150 180

> а = 2 Rs

the source P_{mfp} . the order of $\sim 1^{\circ}$ B2. order to obtain the localization of the magnetic foot print of [64] The algorithm presented in Appendix B1 is using the Error Analysis . The accuracy on the position of P_{mfp} is of

can then be used for data selection.

obtain location P_{src}

of arrival

direction of arrival determination are thus propagating into data provided by the GP analysis. The errors on the

the source localization process. As described by Cecconi

(i.e., one simulated source every 2 degrees in geographic

²ecconi, B., et al. (2007), STEREO/Waves goniopolarimetry, *Space Sci Rev.*, 136, 549–563, doi:10.1007/s11214-007-9255-6.

biased distribution when the simulated directions are not

Galopeur, P. Zarka, and D. Le Quéau (1989), Theoretical model of Samura Skinnettic radiation spectrum, J. Geophys. Res., 194, 8739–8753.
Galopeur, P. M., P. Zarka, and D. Le Quéau (1989), Sturce Icotation of Samura Skinnettic radiation: The Kelvin-Helmholtz insubility hypothesis. J. Geophys. Res., 10(2), 2339–24410.
Gerard, J. C., V. Dols, D. Grodent, J. H. Waite, G. R. Gladstone, and polar haze with the HSTFOC, Geophys. Res., 10(2), 2339–2430.
Gerard, J. C., D. Grodent, J. Gustin, A. Sughan, J. T. Clarke, and J. T. Tranger (2004), Characteristics of Samura SitVanovo baserod with the Space Telescope Imaging Spectrograph. J. Geophys. Res., 10(4), A09307.
Gurnet, D. A., W. S. Kurth, and F. L. Scarf (1981), Narrowband electromagnetic emissions from Satura Singentesphere, Nature, 22, 2353–2538.
Gurnet, D. A., W. S. Kurth, and F. L. Scarf (1981), Narrowband electromagnetic emissions from Satura Singentesphere, Nature, 322, 733–737, doi:10.1038/2927340.
Hanzaz, J., M. Panchenko, H. de Feraudy, R. Schreiber, and M. M. Moglievsky (2003). Courrence distibutions of the auroral kilometic radiation ordinary and extraordinary wave modes. J. Geophys. Res., 124, 144, 1935–463.
Huff, R. L., W. Calvere, J. D. Caven, I. A. Frank, and D. A. Gunett (1988). Mapping of auroral kilometic radiation sources to the aurora. J. Geophys. Res., 1240.
Kaiser, M. L., M. D. Desch, J. W. Wavrick, and J. B. Pearce (1980). Vogager detection of nonthermal radio emission from Saturn Satura, Science (1980). Mapping of auroral kilometic radiation sources to the aurora. J. Geophys. Res., 1240.
Kurth, W. S., et al. (2005). A. Barth-like correspondence between Satura and relative share disting in generatic avoing Satura, Nature, 430, 122–103.
Kurth, W. S. Zarka, B. Cecconi, S. Hess, and R. Frange (2008). Modeling of Satura Kilometic radiation area and radio emission. Nature, 430, 122–133.
Kurth, W. S. Zarka, B. Cecconi, S. Hess, and R. Hange (2008 Connerney, J. E. P., M. H. Acuña, and N. F. Ness (1983), Currents in L. Saturn's Magnetosphere, J. Geophys. Res., 80, 879–8793.
 Cowley, S. W. H. E. J. Innee, and R. Prangé (2004), Sturn's polar ionophysic, L. J. and E. J. Smith (1990). A model of Saturn's magnetic field based on all available data, J. Geophys. Res., 95, 15227–15220.
 Ergun, R. E., et al. (1998), FAST satellite wave observations in the AKR source region, Geophys. Res. Lett., 25, 2061–2064.
 Ergun, R. E., C. W. Carlson, J. P. McFadden, G. T. Delory, R. J. Strangeway, and P. L. Prichett (2000), Electron-cyclotron master driven by charged particle acceleration from magnetic field-aligned electric fields. Astrophys. J. K. M. D. Desch, M. L. Kaiser, A. Lecaeheux, W. S. Kurth, D. A. Gurnett, B. Cecconi, and P. Zarka (2005), A nightisde source of source y driver, Geophys. Res. Lett., 32, L18107, doi:10.1029/ 200621024440 energy driver, Geophys. Res. 2005GL023449.

A03215

CECCONI ET AL.: GONIOPOLARIMETRY OF A PERIKRONE

A03215

 wave policy and a strate and to prove the strategy of the strateg application. Astron. Astrophys. Rev. 13, 229–315, doi:10.1107/s00139-complication. Astron. Astrophys. Rev. 13, 229–315, doi:10.1107/s00139-complexed by the second size sources, *Planet. Space Sci.*, 44(3) 211–224,
Muel, R. L., W. M. Peterson, T. R. Jaeger, and J. D. Scudder (2007),
Dependence of cyclotron maser insubility growth rates on electron velocity distributions and perturbation by soliary waves, *J. Geophys. Res.*, 12, A07211, doi:10.1092/2007A012442.
Whitel, R. L., L. W. Christopher, and J. S. Picklett (2008), Cluster multi-star spacecraft determination of AKR angular beaming. *Geophys. Res. Lett.*, 35, L07104, doi:10.1029/2008GL033377.
Ortega-Molina, A., and A. Lecatheux (1990), Polarization response of the thy Voyage-PRA experiment at low frequencies. *Action. Astrophys.*, 229, 0558–568.
Panchenko, M. J. Hanasz, and H. O. Rucker (2008), Estimation of linear are Panchenko, M. J. Hanasz, and H. O. Rucker (2008), Estimation of linear PSU60, 61:10.1029/2006FS003606. B. Ceconi (corresponding author), L. Lamy, R. Prangé, and P. Zarka, LESIA, Observatoire de Paris, 5 Place Jules Janssen, F-92190 Meudon, France, dapaiste acconni@obspm.fip W. S. Kurth, Department of Physics and Astronomy, University of Iowa, Iowa City, 1A 52242-14799 USA. Adv. Space. Res., 12(8), 121–134. Louarn, P., and D. Le Quéau (1996). Generation of the auroral kilometric mdiation in plasma cavities—II. The cyclotron maser instability in small Louarn, P. (1992), Auroral planetary radio emissions: theoritical aspects Adv. Space. Res., 12(8), 121-134. Treumann, R. A. (2006), The electron-cyclotron maser for astrophysical application, Astron. Astrophys. Rev., 13, 229-315, doi:10.1107/s00159-

P. Louam, Centre d'Etude Spatiale des Rayonnements, Université Paul Saltier, 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.



Artick

frequency.

1 of 10

ource [Wu	(63° to80°)	$(55^{\circ}-90^{\circ})$ $(1-5^{\circ})$
likely lie	cular radio emission, thus, in this case, $\theta(f)$ is constant and	ing maximum frequency $(f_{ce, max} = \omega_{ce, max}/2\pi)$
ω_{pe} is the	in principle $\sim 90^\circ$.	the two hemispheres (for a magnetic field li
ω_{ce} . We	be lower (by several degrees or even tens of degrees) than	$f_{ce,max} \sim 1840$ kHz in the northern one). Then
along the	the above $\theta(f)$ because of possible refraction effects at the	on the electron velocity, for which a large ran
is given	edges of cold plasma depleted cavities surrounding radio	explored ($\sim 0.06 - 0.3c$ with c being the veloc
equation)	Note however that we do not have any evidence of the	[16] The observer's location is directly give
	existence of such cavities at Saturn.	[17] Within this set of parameters, the source
nse of the	7.7 Cimulatian Davamatave	longitude, as well as the cone parameters $\theta(f)$
ee energy	[13] The DRES and committee the geometrical visibility	electron velocity in the loss cone case) and
are inves	of selected radio sources for a given observer. Comparing	tions of radio sources moving with respect
ale inves-	the direction of the observer relative to the magnetic field	orbiter displays a parametric study investion
en part of	vector at every point source with its predicted emission	ence of those parameters. As each of them s
ns in the	pattern, it merely determines whether the observer (here	the visibility of the emissions, our aim is to
ique radio	Cassini) detects (is in the beam of) or not (is not in the beam	by comparing observed and simulated dyi
riation of	of) radio sources, and then generates a simulated dynamic	féatures.
the local	spectrum. We have performed a parametric study and	
	the following simulations and parametric studies are listed	3. Arc-Shaped Structures
(0)	In Table 1.	[18] Arc-snaped structures in the (t, f) plate by Vowager [Reischot et al. 1981] are also
(4)	distributed are defined by the coordinates of their footprint	Cassini. Figures 1a and 1b display typical c
ractarictic	at the planetary surface. The footprint longitude has been investigated within the whole 0° 260° range whereas the	trum of SKR including thin arcs detected w
naximum	footprint latitude, hereafter noted λ_R , has been studied	morphological similarity, as for the examples
nt.	within the typical range of UV aurorae determined for the	yellow dotted lines on Figure 1b. This sugg
ω_{ce} and	(most observed) southern oval (i.e., -65° to -80°). South-	could result from a single source observed twi
	ern and/or northern parts of each field line are individually populated by radio sources whose altitude range is defined	the arc-shaped structure appears to shift re overall SKR modulation pattern attributed
	by the typical SKR frequency range $\sim 10-1200$ kHz (with	rotation (here indicated by arrows) with a recu
(3)	the assumption $f = f_{ce}$. Hereafter we simply call "source"	of $\sim 90\%$ of this rotation rate. On Figures 1a a
	the distribution of individual radio sources (or point sour- ces) within this frequency range along a single field line in	components displaying opposite senses of circ
from the	one hemisphere. Each individual radio source emits waves	tion (this is quite clear above 400 kHz). Fig
oerbenni-	propagating in straight lines along a thin hollow conical sheet defined by its anerture angle $\theta(f)$ (see section 2) and its	that the RH component is slightly shifted the frequencies relative to the LH one, consistent
	sheet thickness $\Delta \theta$. The emission pattern is thus defined by	magnetic field offset and/or the existence of
density S	$b(J) = \Delta b/2$. [15] As mentioned above, the difference between loss	anomaly. This latter point was already noted [2008] to be a systematic trend for observat
the thin	cone and shell driven emissions only lies in the beaming	neighborhood of the equator.
s aligned	angle, $\theta(f)$, which is constant in the shell case whatever the	[19] Figures 1c and 1d display results of]
electron	frequency or the resonant electron velocity. Following	CMI for a common distributed along a single
electron	equation (3), the loss cone driven beaming angle depends on the resonant electron velocity and on (2,2,2,2,2,2,2,2,2,2,2,2,2,2,2,2,2,2,2,	CIMI for a source distributed along a single input parameters listed in Table 1 that pro
swept by	corresponds to the maximal pulsation reached at the atmo-	qualitative agreement with observations (see
northern	spheric limit where aurorae can occur. It has been computed	[20] Figure 1c displays the two limiting
n ones in	using the typical altitude of 1000 km found for the UV aurorae [Gérand et al., 2004]. Because of the 0.04 R_S	grey arc corresponds to a source fixed in LT
θ of $\theta(y)$.	northward offset of the kronian magnetic dipole, the result-	by Voyager studies), whereas the black arcs cc

recalled here. It is a resonant interaction between energetic (a few keV) electrons gyrating along high latitudes magnetic field lines (of gyropulsation ω_{ee}) and circularly On the other hand, a shell distribution result adiabatic evolution of electron beams. It favor

white. (e) Spectrum produced by the same sources for shell-driven simulations and two different constant va The (1) and (2) refer to $\theta(f) = 90^{\circ}$ (perpendicular emission) and $\theta(f) = 55^{\circ}$ (oblique emission), respectively. gyrofrequency in the range [10,1200 kHz], see Table 1), and for a beaming angle $\theta(f)$ computed with a loss of Figure 1. Observed and simulated SKR dynamic spectra during 2 days of year 2005. (a) and (b) SKR flux normalized to 1 AU and the normalized degree of circular polarization V (black for LH, white for RH), ro Dashed lines mark data gaps and arrows indicate the SKR rotational modulation. Yellow dotted lines highlight sources moving at \sim 90% of the corotation rate. As in Figure 1b, southern sources are plotted in black and north along a single magnetic field line, whose footprint latitude is $\lambda_B = -70^\circ$, distributed in altitudes according to double arcs discussed in section 3. (c) Simulated spectrum for two southern sources (each made of point sour front of the observer. (d) Simulated spectrum produced by the same loss-cone-driven conjugate southern a Cassini). The black arcs result from consecutive passes of a source fixed in longitude (i.e., in corotation with th distribution (see equation (3)). The grey arc results from a source fixed in LT at 0930 (belonging to the LT ran

3 of 10

LAMY ET AL.: BRIEF REPORT

A10213

Table 1. Typical Sets (and Ranges) of Parameters Used in the Simulations

Radio Source Latitude λ_B Footprint -70°

Radio Source

Aurora's 1000

Loss cone Electron A10213

LAMY ET AL.: BRIEF REPORT

ultraviolet (UV) aurorae due to the precipitation into the and Jupiter, the SKR appears to be associated with Moreover, similar to auroral radio emissions at Earth resonance equation writes polarized electromagnetic waves (of pulsation ω). The

 $\omega = \frac{\omega_{ce}}{\Gamma} + k_{//} \nu_{//}$ Ξ

and Lee, 1979; Wu, 1985] onto the direction of the magnetic field at the the projection of the wave k vector and the electron where Γ is the relativistic Lorentz factor and k_{\parallel} and v_{\parallel} are velocitv

(-65° to -80°) -70°

 $0^{\circ} - 360^{\circ}$ $0^{\circ} - 360^{\circ}$ Longitud

Shell

(0.06-0.3 c (1-23 keV)) 0.3 c (23 keV) Velocity v_{e-} (Kinetic Energy) Electron

equation (3) Beaming Angle θ

Thickness

Location Cassini

Range (

Frequency

Time Ċ, Ċ.

Cone Ś $\Delta \theta$ Observer's

55° see

(1-5°) 5°

Cassini

10 - 120010 - 1200(kHz) Step (min)

raypath, implying a refraction index $N\sim 1$ (by the Appleton-Hartree cold plasma dispersion the X mode near its cutoff ω_{X} . As SKR source source to the observer. and consequently straight-line propagation also assume refraction effects to be negligible hereafter make the approximation $\omega \sim \omega_{\lambda}$ plasma frequency in depleted plasma regions ($\omega_{pe} \ll \omega_{ce}$, where [9] Here we study the dominant emission, g [see Galopeau et al.,

performed by *Thieman and Goldstein* [1981] using an empirical form of the radio beaming angle $\theta(f)$, which was found to lie in the range 75° – 85° . Assuming

auroral patterns as well as isolated structures have been observed to subcorotate at a rate between 30% to 75% of

1000 km above the 1-bar level [Gérard et al.,

, 2004]. UV

the planetary rotation rate (which is about 10 h 45 min)

[Clarke et al., 2005; Grodent et al., 2005]

[6] An early attempt to model kronian arc shapes was

2006,

magnetospheric conditions, the (southern) auroral oval atmosphere of accelerated electrons with energies in the

typically lies between -70° and -75° [Badman et al.] range $\sim 1-20$ keV [Cowley et al., 2004a, 2004b]. In quiet

and references therein], at an estimated altitude of

cies (i.e., the emission cone closes). Recently, *Hess et al.* [2008] developed the PRES code (Planetary Radio Emisin the wave electric field, Galopeau et al. [1989] found

an abrupt decrease of the beaming angle at high frequensaturation of the CMI by trapping of energetic electrons

observations of Io-Jupiter arcs. Assuming a radio source

magnetic field line then writes the radio beaming angle $\theta(f)$ with respect t emission [Galopeau et al., 2004]. The spectral the downgoing electrons are lost by collision atmosphere. This type of distribution favors ob tigated here. A loss cone is obtained in the energetic electrons perpendicular energy. This (magnetically mirrored) electrons distribution w may come from a loss cone or a shell distri Treumann, 2006; Hess et al., 2008]. Both case [10] The CMI amplifies radio waves at the ex

$$\theta = \arccos\left(\frac{v_{e^-}}{c} \frac{1}{N} \frac{\omega_{ee}}{\omega} \frac{1}{\sqrt{1 - \omega_{ee}/\omega_{ee,\max}}}\right)$$
(2)

for double arcs and ESZ are presented in sections 3 and 4. Results and perspectives are discussed in section 5.

Cassini from low latitudes. The model and typical emission parameters are discussed in section 2. Simulations results

shaped structures and equatorial shadow zone observed by

geometrical visibility effects for any magnetized planet.

[7] Here, we present modeling of the SKR double arc-

allows to compute the dynamic spectra resulting from beaming pattern constrained by CMI physics, PRES sions Simulator) with which they successfully modeled

 $N\sim\,$ 1), equation (2) reduces to gyropulsation at the field line atmospheric foot velocity of resonant electrons, and $\omega_{ce,max}$ is th where N is the refraction index, v_{e-} is the c [11] In the frame of the above assumptions (c

$$\theta = \arccos\left(rac{v_{e^{-}}}{c} rac{1}{\sqrt{1 - \omega_{ee}/\omega_{eemax}}}
ight)$$

al. [1983] model of Satum's ring current. CMI basics and its driving unstable electron distributions have been de-

component [Davis and Smith, 1990] and the Connerney et

field, we use the SPV model for the internal magnetic field

scribed in detail by Hess et al. [2008] and are only briefly

candidate generation mechanism for auroral radio emis-sions of all magnetized planets. For Saturn's magnetic

[8] The PRES code is based on the CMI, that is the best

2.1. CMI and Electron Distributions 2. Model of Kronian Radio Emissions A10213

5

"Footprint latitude λ_{3} is one of the field line supporting the source, and maximum frequency is expressed in kHz. RH, northern; LH, southern. Since the observed maximum frequency may vary with time (with location of Cassini), values of f_{max} are listed for the specific are at day 357,5 of year of Cassini). quency) with respect to input parameters. Table 2 quantitadependence of the simulated arc morphology (in term of metric study displayed in Appendix A investigates the observed ones, whereas the grey arc does not. The paracharacteristics, the black arcs qualitatively resemble the the recurrence period. Nevertheless, regarding the latter correctly reproduce neither the observed temporal width nor that of the observed arcs in Figure 1a, but they do not the same maximum frequency around 1000 kHz, close to shaped structure in the (t, f) plane is obtained when a single frequency, the source frequency range has been extended from [10,1200 kHz] (see Table 1) to [10,1500 kHz]. v_{e-} on the Maximum Frequency of Arcs Simulated With Lossmaximum observed frequency of simulated arcs at a given parameters (footprint latitude, electron velocity) on the tively illustrates the strong influence of the pair of shape, temporal width and thickness and maximum fresource sweeps by the observer. Both types of arcs display bursts (arrowed). Those simulations illustrate that an arcplanet) observed several time in phase with the main SKR source fixed in longitude (i.e., in rigid corotation with the 2005 on Figure 1. To provide precise estimations of the maximal detected Cone-Driven CMI for Northern and Southern Conjugate Sources' **Table 2.** Influence of Footprint Latitude λ_B and Electron Velocity LH:1400 RH > 1500 RH > 1500 LH:1250 RH > 1500 LH:1450 South RH:1500 LH:1250 RH:1500 LH:1250 RH:1250 RH:1250 LH:1100 0.2 c North RH:1300 LH:1100 RH:1100 LH:1000 LH:650 RH:650 0.3 c z (Rs) LAMY ET AL.: BRIEF REPORT RH:1000 LH:900 RH:250 LH:300 RH:750 LH:700 0.4 c [22] For comparison, PRES simulations based on the shell-driven CMI are displayed on Figure 1e for two different values of $\theta(t) = 90^{\circ}$ (indicated by a (1)) and 55° component is shifted toward higher frequencies relative to the LH one, consistent with Figures 1a and 1b. observations. plays the LH arc above the RH one, contrary to the of Figure 1), and their double structure systematically disposition (by several hundreds of kHz over the time interval tion of their maximum frequency with the observer's the source. Further, shell-modeled arcs show a large variaemission (90°), and would thus imply strong refraction at angle largely differs the one predicted for perpendicular defined modeled double arc structure in which the RH ulated arcs. Following the parametric study of Appendix A. the instantaneous duration (i.e., temporal thickness) of simto the observations. The temporal width and the recurrence time. The pair ($\lambda_B = -70^\circ$, $\nu_{e-} = 0.3$ c) provides the best fit appropriate shape still with $\lambda_B = -70^\circ$. But this beaming those observed: for $\theta(f) = 55^{\circ}$, we obtain arcs with the Only the oblique emission leads to modeled arcs resembling (indicated by a (2)) and inputs parameters listed in Table 1. thus at the same subcorotation level. We obtain a wellwe can determine that $\Delta \theta \sim 5^{\circ}$. Figure 1d also displays RH allows to investigate the cone thickness that directly affects observed at least twice (other arc structures of Figures 1a and provides the right phase of observed recurrent arcs, making modeled arcs display a temporal width (expanded relative to with a southern source at $\sim 90\%$ of rigid corotation. The of the source with respect to the observer. period of simulated arcs are directly related to the velocity arcs from a northern source conjugate to the southern one and 1b are roughly in phase with modeled arcs). This agreement Figures 1a and 1b. Moreover, this level of subcorotation plausible the observation of a single subcorotating source Figure 1c) in good agreement with individual arcs of [21] Figure 1d simulates a dynamic spectrum obtained z (Rs) 0 c. 0.2 Shadow Zone Equatorial A10213 cone-driven and shell-driven arcs. As the shell-driven case A10213 [23] The latter point allows to discriminate between loss- $LT_{s/c}$ (h:min) $\lambda_{s/c}$ (°) 10 DOY 2005 Frequency (kHz) Frequency (kHz) Frequency (kHz) $r_{s/c}(R_s)$ 1000 1000 1000 100 100 100 10 10 0 Data (c) Nodel : Loss cone lodel : Shell (0(f)=55°) 283.5 09:32 -0.29 18.7 284 10:08 -0.27 14.5 LAMY ET AL.: BRIEF REPORT 284.5 11:19 -0.21 9.3

-75° -70° -65°

0.1 c

A10213

trajectory for the time interval of Figure 3a. equatorial and polar shadow zones. (c) A zoom of Figure 2b. The green line shows the projected Cassini lines correspond to emission cones for frequencies between 200 and 400 kHz. The (1) and (2) indicate the (triangles) emitting between 10 and 1200 kHz along the magnetic field line defined by $\lambda_B =$ red, respectively. (b) Meridian cross section of emission cones for northern and southern SKR sources set to 0.3 c (see Table 1). The abscissa extend from 4 to 1500 kHz; θ_{north} and θ_{south} are displayed in blue and the field line defined by $\lambda_B = -70^\circ$, for an altitude of the aurora of 1000 km and a resonant electron velocity **Figure 2.** (a) Loss-cone-driven beaming angle $\theta(f)$ (see equation (3)) computed in both hemispheres along -70°. Black







account. (c) Same as Figure 3b for shell-driven simulations using $\theta(f) = 55^{\circ}$. In this case, the RH component is systematically masked by the LH one. and LH components are plotted in black in order to take the predominance of the LH emission into defined by $\lambda_B = -70^\circ$. Regions of the (t, f) plane which are simultaneously illuminated by the RH distributed at all LT around the planet (with a 30 s temporal resolution) on magnetic field lines assumption of a loss-cone-driven CMI generation of southern (black) and northern (white) sources the ESZ (adapted from Figure 6a of Lamy et al. [2008]). (b) Simulated dynamic spectrum under the Figure 3. (a) Observed dynamic spectrum of SKR circular polarization degree during a crossing of

frequencies. The resulting geometrical effect on the visidiffers in both hemispheres (see section 2). As displayed in cone-driven case, $\theta(f)$ depends on $\omega_{ce,max}$, which itself emissions observed at higher frequencies. In the lossto the observation of double arcs with LH (southern) Figure 2a, $\theta_{\text{south}}(f)$ falls more abruptly than $\theta_{\text{north}}(f)$ at high field northward offset induces an asymmetry which leads the kronographic equatorial (rings) plane, the magnetic netic equatorial plane. However, for an observer located in LH components is symmetrical with respect to the magimplies constant $\theta(f)$, the geometrical visibility of RH and

trend and favors the observation of RH emission at higher frequencies

4. Equatorial Shadow Zone

bility in the equatorial plane competes with the previous a typical example of SKR disappearance when Cassini and up to 6–7 R_S at 80 and 900 kHz, as sketched by the dashed black lines on Figure 3a. Note that the RH crosses the ESZ. Again, the LH polarization dominates dependent: it is minimum at $\sim 4 R_S$ for f = 200-400 kHz. above 600 kHz. The extent of the ESZ is frequency the dynamic spectrum below 600 kHz and the RH one are never illuminated by any SKR beam. Figure 3a displays the SKR beaming is the existence of regions of space which [24] Another important consequence of the anisotropy of

5. Discussion region if this sources [28] Modeling of SKR (t, f) features observed by Cassini may apply to both lating and the plasma shaped structures are consistent with CMI-driven radio ioned, there is no emissions from sources moving with respect to the observer; cavities until now. In a cavities until now subcorotating sources (here at ~90% of below ~100 kHz) protorotation; (3) the observed double are structure is correctly plasma environment of <i>Galopeau et al.</i> CMI, and (4) loss cone simulations of ESZ erosing are also the plasmaspine (<i>Ha</i>) for the deviation (<i>A</i>) are activation the of the observe (<i>A</i>) are also the consistent with data recarding the form of the construction is the plasma to the deviation (<i>A</i>) are active to the observe (<i>A</i>) are assumed to the observe (<i>A</i>) are assumed to the observe (<i>A</i>) are assumed to the constructure is correctly plasma environment of <i>CMI</i> ; and (4) loss cone simulations of ESZ erosing are also the plasmaspine (<i>Ha</i>) are assumed to the observe (<i>Ha</i>) are assumed to the construction in the construction (<i>A</i>) are assumed to the construction (<i>A</i>) are assumed ton the construction (<i>A</i>) are assumed to the con	Let one. In other words, une Let component is conserved <i>et al.</i> [1989] success closer to the planet. This is especially clear at reappearance 1–10 keV electrons. T (at disappearance, the LH emission is more sporadic and ≤ 20 keV) does not a somewhat hides this effect). As illustrated by Figure 2c, this $\theta(f)$, leading to best si is due to the asymmetric visibility of both components causes should be sean along Cassini's near-equatorial trajectory (green line). [27] As in the ease of Figures 1c and 1d, in spite of a good qualitative match, the modeled high-frequency limit of the variation of the emission around ESZ slightly differs from the observed one silon calso Table 2), whereas the low-frequency range (below ~ 100 kHz) is poorly modeled. This is discussed in section 5. multiple refraction sing	magnetic equatorial plane, thus at slightly northern attutue), must be ≥ 2.2 kev (consistent with the observations. This model based on a loss-get 1 ow enough va- cone-driven beaming angle also predicts the existence of enough values of the polar shadow zones very close to the planet (below $\sim 1.5 R_{s}$ at $\sim 800 \text{ kHz}$). This see zones labeled 2 in Figure 2b). [26] Another modeled feature in Figure 3b is consistent Typical energies of 1 with observations of Figure 3a: around ESZ crossing, the X from UV studies are in mode RH SKR) disappears before and reappears after the invoke for SKR gener 1H one. In other works the 1H commonent is observed <i>et al.</i> [1980] successfit 1H one. In other works the 1H commonent is observed.	sources are now distributed at all longitudes. The LH com- ponent is assumed to dominate when both components are [30] In our model, detected simultaneously. The simulated dynamic spectrum maximum frequency, shows a very good qualitative agreement with the data for (and only for) the loss-cone-driven emission (Figure 3b): RH field line hoking the s predominates at the highest frequencies and the extinction of along the field line hoking the signal indeed occurs around DOV 285.0 as observed. Its the signal indeed occurs around DOV 285.0 as observed. Its he signal indeed occurs around DOV 285.0 as observed. Its duration precisely fits the one of the observed extinction. The idsappearance/reappearance of the emission displays a sim- disappearance/reappearance of the emission displays a sim- disappearance/reappearance of the emission displays a sim- observed at $f = 200-400$ kHz. In Figures 2b and 2c, the emission conces which correspond to point sources emitting decremase being differ between 200 and 400 kHz are plotted in black. They clearly sistent with the radio 1 determine the minimum ESZ extent at ~ 3.75 $R_{\rm s}$ (in the matrix observed, the ~ 3.71 ke (in the correspond to point sources emitting decremase being differ between 200 and 400 kHz are plotted in black. They clearly sistent with the radio 1 determine the minimum ESZ extent at ~ 3.75 $R_{\rm s}$ (in the matrix observed, the ~ 3.71 ke (in the correspond to point sources) and ~ 3.71 ke (in the correspond to point sources) and ~ 3.71 ke (in the correspond to point sources) and ~ 3.71 ke (in the correspond to point sources) and ~ 3.71 ke (in the correspond to point sources) and ~ 3.71 ke (in the correspond to point sources) and ~ 3.71 ke (in the correspond to point sources) and ~ 3.71 ke (in the correspond to point sources) and ~ 3.71 ke (in the correspond to point sources) and ~ 3.75 ke (in the correspond to point sources) and ~ 3.75 ke (in the correspond to point sources) and ~ 3.75 ke (in the correspond to point sources)	AND 13 CAMY ETAL: BKEF KEFORT and observed just around ESZ below ~ 300 kHz [29] Results 1 and 2 is attributed to ordinary (O) mode emission (B. Cecconi UV auroral sources [et al., Goniopolarimetry of the Rev. 29 perkrone using the should be modeled Cassin/RPWS/HFR radio receiver, submitted to <i>Journal of</i> results, but this firs <i>Geophysical Research</i> , 2008). We must consequently not observed from a larg and observations. [25] Figures 3b and 3c display loss-cone- and shell-driven side, but suggests this simulations, respectively, performed with the same parame- duced in a broad rang ters as above (see Table 1), except that southern and northern the source is located
is a plasma curve vegeo of the case of $id \ Le \ Quéau$, 1996]. The latter effect oss-cone- and shell-driven CMI, and $r \ \theta(f)$. However, as previously men- evidence for the existence of such addition, refraction should significantly f low-frequency emissions (typically oppagating in the complex low-latitude of Saturn (see, e.g., the plasma models of Saturn (se	muly modered me SKK spectrum using Thus, If realistic electron kinetic energy illow to compute low enough values of imulations of SKR features, additional theted for (see below). imulations, we have neglected refrac- an intervene in two ways: first, a 1 at the source implies a modification 1 boss-cone-driven beaming angle (I/). (): second, the apparent beaming angle (): second, the apparent beaming angle (): second the source may be affected by effections at the edges of the source	$v_{\mu\nu} \ge 0.3c$, see Table 2.) in order to hues of $\theta(f)$, and accordingly low maximum SKR frequency (observed s is at the upper end of previous retrypes of observations and modeling, precipitating auroral electron inferred in the range 10 to 20 keV [<i>Convey et al.</i> , 1 higher energies are also difficult to a higher energies are also difficult to a higher energies are also difficult to a higher energies are also difficult to a higher energies	the details of simulated arc shape, the details of simulated arc shape, and ESZ extent, are strongly sensitive source and the beaming angle variation e., with frequency). A typical value of ed here, is consistent with that of the ed here, is consistent with the order of ed here, is consistent with the order of ed here is the two hereas and the result of the order of the order of the ent in the two hemispheres and com- beaming predicted by loss-cone-driven beaming predicted by loss-cone-driven hereas of the order of the order of the hereas of the order of the order of the order of the hereas of the order of the order of the order of the h	Autors 2 recall the subcorotation observed for <i>Clarke et al.</i> , 2005]. More SKR arcs for being able to obtain statistical et result confirms that SKR can be ge range of LT, not restricted to the This is not inconsistent with the fact urora) is more active in the morning at although the emission can be pro- e of LT, its intensity is enhanced when in the morning sector [<i>Lamy et al.</i>].

A10213

06:00

LAMY ET AL.: BRIEF REPORT

A10213

cone but a more extended source (here we assumed a point [32] Our simulations of SKR arcs imply a cone thickness of 5°. This value is comparable to average values measured We may thus obtain similar arc simulations with a narrower (versus latitude, longitude) of sources of equal frequency cone thickness of a point source with the spatial distribution effective arc thickness is actually the convolution of the and Zarka, 1998; Hess et al., 2008]. It must be noted that observed/modeled values [Kaiser et al., 2000; Queinnec [Zarka et al., 2004] and slightly larger than instantaneous for Jupiter's hectometer and decameter radio emissions Our simulations of SKR arcs imply a cone thickness

eters of our PRES modeling (source footprint latitude and southern hemisphere. A statistical goniopolarimetric analy-sis of SKR should allow to better define the input paramfound to decrease with the frequency from $\sim 65^\circ$ to $\sim 50^\circ$ in the northern hemisphere, and from $\sim 55^\circ$ to $\sim 40^\circ$ in the uted along magnetic field lines with footprints between -80° and -65° , with a typical extension of a few degrees. The authors also computed the observed beaming angle, script, 2008) shows that southern radio sources are distribsource localization) (B. Cecconi et al., submitted manu-SKR (including k vector determination and thus direct source) 3 The first published goniopolarimetric analysis of

seasonal effect implying a difference in the plasma density (and thus of the refraction index N) between both hemi-spheres might also lead to differences in LH and RH

beaming (and thus in dynamic spectra).

are displayed in Figures A2 and A3.

simulations of both loss-cone- and shell-driven emissions

24:00

5 Rsa

12:00

Figure A1. Schematic geometrical configuration for a spacecraft on a circular orbit at $15 R_S$ in the equatorial plane, observing southern radio sources defined by $\lambda_B = -70^\circ$ and LT = 0400, 1200, and 2000 (black arrows). Results of

18:00

 north



Figure A2. Simulated dynamic spectra of loss-cone-driven emissions for a spacecraft in circular orbit as defined in Figure A1. The abscissa gives the spacecraft LT. (a), (b), and (c) The influence of the free parameters $\theta(f)$ (related to v_{e-} , see equation (3)), λ_B , and $\Delta\theta$, respectively. Arcs are successfully simulated in all cases.

8 of 10

7 of 10



A10213

Clarke, J. T., et al. (2005), Morphological differences between Saturn's

ultaviolet aurorae and those of Earth and Jupiter, *Nature*, 433, 717–719. Conterney, J. E. P., M. H. Acuma, and N. E. Ness (1983). Currents in Saturn's magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, 89, 879–8787. Cowley, S., E. Bunce, and R. Prangé (2004a). Saturn's polar ionospheric Roys and their relation to the main auroral oval. *Ann. Geophys.*, 22. 1379 - 1394

Cowley, S. W. H., E. J. Bunce, and J. M. O'Rourke (2004b), A simple

quantitative model of plasma flows and currents in Saturn's polar iono-sphere, J. Geophyn. Res., 109, A05212, doi:10.1029/20031A010375. Davis, L. J., and E. J. Smith (1990), A model of saturn's magnetic field based on all available data. J. Geophyn. Res., 95, 15,257 – 15,261. Farrell, W. M., M. D. Dsesh, M. L. Kaiser, A. Lecaeherx, W. S. Kurth, D. A. Gurnett, B. Cecconi, and P. Zarka (2005), A nightside source of Saturn's

kilometric radiation: Evidence for an inner magnetosphere energy driver,

Geophys. Res. Lett. 32, L18107, doi:10.1029/2005Gi.023449
 Galopean, P., P. Zarka, and D. Le Queau (1989), Theoretical model of Saturn's kinemetic radiation spectrum. J. Geophys. Res., 94, 8739–8755.
 Galopean, P. H. M., P. Zarka, and D. Le Queau (1995), Source location of Saturn's kinemetic radiation: The Kelvin-Helmholtz instability hypoth- wesis. J. Geophys. Res., 100, 26, 397–26410.
 Galopean, P. H. M., N. Y. Bouljada, and H. O. Rucker (2004), Evidence of jovina active longitude: L. Efficiency of cyclottom maser instability. J. Geophys. Res., 109, A12217, doi:10.1029/2004JA010459.
 Gérant, J.-C. D. Grodent, J. Gustin, A. Sagdm, J. T. Clarke, and J. T. X. Tauger (2004), Characteristics of Saturn's FUV auron observed with the

Space Telescope Imaging Spectrograph, J. Geophys. Res., 109, A09207 doi:10.1029/2004JA010513.

Grodent, D., Clarke aurora, D., J.-C. Gérard, S. W. H. Cowley, E. J. Bunce, and J. T. (2005), Variable morphology of Saturn's southern ultraviolet J. Geophys. Res., 110, A07215, doi:10.1029/2004JA010983.

Gurnett, D. A., et al. (2004), The Cassini radio and plasma wave investiga-tion. Space Sci. Rev., 1/4, 392–463.
Hashimoto, K. (1984), A reconciliation of propagation modes of auronal kilometric radiation. J. Geophys. Res., 89, 7459–7466.
Hess, S., B. Cecconi, and P. Zarka (2008), Modeling of Io-Jupiter deca-meter areas, emission beaming and energy source, Geophys. Res. Lett., 35, L13107, doi:10.1029/2008GL033656.

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.

Kaiser, M. L., P. Zarka, W. S. Kurth, G. B. Hospodatsky, and D. A. Gurnet (2000), Cassini and Wind stereoscopic observations of Jovian radio emissions: Measurement of beam widths, J. Geophys. 16,053-16,062. Res., 105 nontherma

Lamy, L., P. Zarka, B. Cecconi, R. Prang, W. S. Kurth, and D. A. Gurnet

(2008), Saum kilometric radiation: Average and statistical properties, J. Geophys. Res., 113, AO(201, doi:10.1092/20071A012900.
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 Syave Sci.*, 44, 211–224.
Persoon, A. M., D. A. Gumett, W. S. Kurth, and J. B. Groene (2006), A simple scale height model of the electron density in Saum's plasma disk. *Geophys. Res. Let.*, 33, L11806, doi:10.1092/2006/L207900.
Queinnec, J., and P. Zarka (1998), Io-controlled decampter areas and Io-Jupiter

98JA02435 interaction, J. Geophys. Res., 103, 26,649-26,666, doi:10.1029

Thieman, J. R., and M. L. Goldstein (1981), Arcs in Satum's radio spectra. Nature, 292, 728–731.

Nature, 292, 728–731. Treumann, R. A. (2006). The electron cyclotron maser for astrophysical annihilation. Astron. Astrophys. Rev., 13, 229–315.

application, Astron. Astrophys. Rev., 13, 229–315. Warvick, J. W., et al. (1981). Planetary radio astronomy observations from Voyaget 1 near Saturn, Science, 212, 239–243. Wu, C. S. (1985). Kinetic cyclotron and synchrotron maser instabilities— Radio emission processes by direct amplification of radiation. Space Sci.

Rev. 41, 215-298. Wu, C. S., and L. C. Lee (1979), A theory of the terrestrial kilometric

radiation, Asrophys. J., 230, 621–626.
 Xiao, F., L. Chen, H. Zheng, and S. Wang (2007). A parametric ray tracing study of superluminous auroral kilometric radiation wave models. J. Geophys. Res., 102, A10214, doi:10.1029/2005/A1012178.
 Zarka, P. (1988), Auroral and ormissions at the outer plunets: Observations and theories. J. Geophys. Res., 103, 20,159–20,194.
 rand theories. J. Geophys. Res., 101, 20,159–20,194.
 radia spectrum from Cassini/Radio and Plasma Wave Science (RPWS) adoited to density measurements. J. Geophys. Res., 109, A09815, doi:10.1029/2003JA010260.

B. Cecconi, S. Hess, L. Lany, R. Prangé, and P. Zarka, LESIA Observatoire de Paris, 5 Place Jules Janssen, F-92190 Meudon, France (aurent.lany@dospm.fr)

9 of 10

Badman, S. V., S. W. H. Cowley, J.-C. Génard, and D. Grodent (2006), A statistical analysis of the location and width of Saturn's southern aurora, *Ann. Geophys.*, 24, 3533–3545.

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. Boischot, 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. Pomphrey, 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.

BIBLIOGRAPHIE

- 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 Queau. 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-Wehrlin, 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–Werhlin, 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. Brittnacher, 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.

BIBLIOGRAPHIE

- 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. Queinnec 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.

BIBLIOGRAPHIE

- 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.