



HAL
open science

Propriétés physiques des anneaux de Saturne : de CAMIRAS à la mission CASSINI.

Cedric Leyrat

► **To cite this version:**

Cedric Leyrat. Propriétés physiques des anneaux de Saturne : de CAMIRAS à la mission CASSINI.. Astrophysique [astro-ph]. Université Paris-Diderot - Paris VII, 2006. Français. NNT: . tel-00349751

HAL Id: tel-00349751

<https://theses.hal.science/tel-00349751>

Submitted on 3 Jan 2009

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.

Université de Paris VII-Denis Diderot

THESE DE DOCTORAT

présentée par

Cédric LEYRAT

Spécialité : Astrophysique et méthodes associées

PROPRIETES PHYSIQUES DES ANNEAUX DE
SATURNE : DE CAMIRAS A LA MISSION
CASSINI

soutenue le 20 Mars 2006 devant le jury :

Pr. Marcello FULCHIGNONI	Président
Dr. Michel BLANC	Rapporteur
Dr. Philippe THEBAULT	Rapporteur
Dr. Thérèse ENCRENAZ	Examineur
Pr. Cécile FERRARI	Co-Directeur de thèse
Pr. André BRAHIC	Directeur de thèse

Service d'Astrophysique
DSM/DAPNIA/CEA-Saclay
leyratc@cea.fr

Résumé

Cette thèse présente une étude des propriétés rotationnelles des particules dans les anneaux A et C de Saturne. La rotation des particules sur elles mêmes est un des paramètres dynamiques clé qui entre en jeu au cours des collisions mutuelles. La distribution du spin ω dépend en effet des vitesses relatives mais aussi de l'état de surface du régolite (porosité et rugosité) et donc de la structure interne des particules. La contrainte de ω passe par l'interprétation de l'émission thermique (fonction de l'inertie thermique Γ et de ω) du disque en fonction de l'angle de phase et de la longitude planétocentrique, car il n'est pas encore possible d'observer les particules individuellement. Les variations azimutales de température observées à différents angles de phase sont modulées par le refroidissement des particules à chaque orbite, lorsqu'elles traversent l'ombre de la planète. Les vitesses de réchauffement et de refroidissement permettent de mesurer l'inertie thermique, alors que les différences de température en fonction de l'angle de phase nous informent sur l'anisotropie d'émission associée au spin.

Ces variations de température ont été observées dans l'infrarouge, à faible angle de phase avec les caméras CAMIRAS (CFHT) et VISIR (VLT), et à de multiples angles de phase avec les spectromètres IRIS (Voyager) et CIRS (Cassini), offrant respectivement une couverture azimutale totale ou partielle. Un modèle thermique d'anneau planétaire constitué de particules de glace sphériques en rotation et réparties suivant une structure monocouche a été développé pour interpréter les températures observées. Il permet de déterminer comment la température du disque, soumis aux multiples sources de chauffage (Soleil, Saturne...etc), varie avec l'angle de phase et la longitude en fonction des propriétés thermiques des particules.

L'importante asymétrie d'émission à faible ou fort angle de phase montre que les plus grosses particules, qui contiennent une fraction importante de la masse de l'anneau C, ont une vitesse moyenne de rotation proche de la rotation Keplerienne Ω ($\omega/\Omega=0.5\pm 0.4$). Ce résultat, obtenu avec les hypothèses d'une distribution mono taille des particules, et suivant une structure monocouche, est compatible avec les résultats des simulations dynamiques. L'inertie thermique du régolite de l'anneau C ($\Gamma = 6.0 \pm 4 Jm^{-2}K^{-1}s^{-1/2}$) est 3 ordres de grandeur plus faible que celle de la glace d'eau cristalline, et confirme une structure très poreuse, probablement engendrée par des fissures à la surface des particules. Elles sont probablement la conséquence du resurfaçage permanent dû aux collisions mutuelles, ou aux forces de tensions liées aux importantes variations de température à chaque orbite.

Aux variations de température azimutales de l'anneau A liées au spin et au refroidissement des particules dans l'ombre de la planète, s'ajoute une modulation de température de brillance, corrélée avec la variation de profondeur optique. Cette variation a pu être mise en évidence par

les observations de CIRS à de multiples angles de phase et s'explique par la présence d'instabilités gravitationnelles connues sous le nom de " wakes ". L'émission thermique de l'anneau A observée avec VISIR, après la prise en compte des observations de CIRS, est similaire à celle provenant de structures planes dans lesquelles les particules forment des agrégats. La haute résolution angulaire accessible au VLT nous a permis, pour la première fois, de mesurer les variations azimutales de température dans cette région et d'en déduire son inertie thermique. La valeur trouvée ($\Gamma = 4 \pm 3 J m^{-2} K^{-1} s^{-1/2}$), sous l'hypothèse d'une structure plane monocouche, est sensiblement identique à celle des anneaux C et B, indiquant un état de surface probablement similaire.

Abstract

This thesis presents a study of the rotational properties of particles in Saturn's A and C rings. The own rotation of particles is a dynamical key parameter which plays a role during mutual collisions. The distribution of the spin rate ω depends indeed on relative speeds but also on the surface quality of regolith (porosity and roughness) and thus on the internal structure of particles. To constrain ω , we need to interpret the thermal emission (function of thermal inertia Γ and ω) of the disc according to the phase angle and the planetocentric longitude, as it is still impossible to observe particles separately. Azimuthal variations of temperature observed with various phases angles are modulated by the cooling of the particles, when they cross the shadow of the planet. The heating and cooling rates make it possible to measure thermal inertia, whereas the differences in temperature with the phase angle inform us on the anisotropy of emission associated with the spin rate.

Azimuthal variations of temperature were observed in the mid-infrared, at weak phase angle with imagers CAMIRAS (CFHT) and VISIR (VLT), and at multiple phases angles with IRIS (Voyager) and CIRS (Cassini) spectrometers, offering respectively a total or partial azimuthal coverage. A thermal model of planetary ring made up of icy spherical particles in rotation and distributed according to a monolayer structure was developed to interpret the observed temperatures. It enables us to determine how the temperature of the disc, submitted to the multiple sources of heating (Sun, Saturn... etc), varies with the phase angle and the longitude according to the thermal properties of particles.

The significant asymmetrical emission to weak or strong phase shows that the largest particles, which contain a significant fraction of the C ring mass, have an average spin rate $\omega/\Omega=0.5\pm 0.4$. This result, obtained with the assumptions of a mono size distribution and a monolayer vertical structure, is compatible with results of dynamical simulations. The thermal inertia of the regolith in the C ring ($\Gamma = 6.0 \pm 4 Jm^{-2}K^{-1}s^{-1/2}$) is 3 orders of magnitude weaker than that of the crystalline water ice, and confirms a very porous structure, probably generated by cracks on the surface of the particles. They are probably the consequence of the permanent patching due to the mutual collisions, or the forces of tensions related to the significant variations in temperature with each orbit.

In addition to azimuthal variations in temperature of the A ring, related to the spin rate and the cooling of particles in the Saturn's shadow, a modulation of brightness temperature, correlated with variations of optical depth, is put. This variation could be highlighted by the observations of CIRS at multiple phases and is explained by the presence of gravitational instabilities known under the name of "wakes". The thermal emission of the A ring observed

with VISIR, after the taking into account of CIRS observations, is similar to that coming from plane structures in which the particles form aggregates. The high angular resolution accessible with the VLT enabled us, for the first time, to measure the azimuthal variations of temperature in this ring and to deduce its thermal inertia from it. The found value ($\Gamma = 4 \pm 3 J m^{-2} K^{-1} s^{-1/2}$), under the assumption of a monolayer plane structure, is virtually identical to that of the rings C and B, indicating a probably similar surface quality.

Remerciements

Je tiens en premier lieu à remercier très sincèrement André Brahic qui m'a accueilli les bras ouverts dans son équipe au début de ma thèse et qui m'a permis de découvrir l'univers étrange des anneaux planétaires. Merci André pour ton enthousiasme légendaire et merci d'avoir été présent, même à des horaires souvent tardifs, quand cela était nécessaire. Les discussions que nous avons eues ont toujours été très instructives pour moi.

Je tiens également à remercier Cécile Ferrari qui a accepté d'encadrer ma thèse pendant ces trois années et qui m'a permis de découvrir l'apport de l'infrarouge sur notre connaissance de la physique des anneaux planétaires.

Un très grand merci également à Sébastien Charnoz pour m'avoir très souvent aidé quand cela était nécessaire et pour toutes les discussions que nous avons eu ensemble au cours de ces 3 ans, qui m'ont permis d'avancer dans mes recherches. Merci de m'avoir permis de découvrir le monde des simulations dynamiques, d'avoir été attentif à mon travail et aux nombreuses questions, scientifiques ou diverses, que je me suis souvent posées.

Je tiens également à remercier les membres de mon jury, et en premier lieu Marcello Fulchignoni que j'ai connu depuis mon stage de DEA. Merci également à Michel Blanc pour s'être intéressé à mon sujet de thèse, à Philippe Thébaud, ainsi qu'à Thérèse Encrenaz.

Je voulais aussi remercier toutes les personnes du service d'astrophysique que j'ai pu côtoyer au cours de ma thèse et en premier lieu Pierre Olivier Lagage pour m'avoir accueilli au sein du SAp. Merci également à tous les thésards : à Renaud, à Sandrine (qui parle toujours autant), à Yann dont les jeux de mots n'ont d'égal que l'originalité de son auteur, à Nicolas pour sa finesse légendaire, à Matthias (alias maître Capello) pour qui google n'a plus aucun secret, à Pascal le toulousain, qui est un maître des emails très succincts, à Delphine, à Coralie pour nos discussions sur certains aspects d'une thèse, et aussi à tous les autres : Savita, Florian, Joël, Vincent qui a été pendant plus d'un an mon voisin de bureau. J'en oublie certainement.

Mes journées au SAp n'auraient probablement pas été aussi sympathiques sans tous ces gens et sans mon cher co-bureau : Judicaël. Merci sincèrement à toi pour ton aide précieuse, notamment en informatique, mais aussi pour ces petits moments de pose que nous faisons quotidiennement à papoter de tout et de rien.

Je souhaite aussi remercier toutes les personnes que j'ai connu au cours de mon DEA à Meudon, avant d'entamer cette thèse, et notamment Antonella Barucci et toutes les personnes

du bâtiment 10.

Enfin, le meilleur pour la fin, je remercie mes parents et mon frère Sébastien pour m'avoir toujours soutenu depuis le début. Cette thèse n'aurait peut être jamais abouti sans leur soutien et leurs encouragements.

Table des matières

Introduction	1
-------------------------------	----------

I. Les anneaux : Présentation générale

1 Les anneaux de Saturne : un laboratoire privilégié	7
1.1 Un peu d'histoire	8
1.2 La révolution des anneaux!	9
1.2.1 Les anneaux d'Uranus	9
1.2.2 Les anneaux de Jupiter	9
1.2.3 Les anneaux de Neptune	11
1.2.4 Les anneaux de Saturne	12
1.3 Similitudes et différences	15
1.4 Origine et évolution des Anneaux	18
1.4.1 Processus physiques	18
1.4.2 Origine des anneaux	19
1.5 Des traceurs de la dynamique locale	21
1.5.1 Etat de surface des particules	21
1.5.2 Epaisseur du disque	23
1.5.3 Rotation des particules : le spin	25
1.6 Dynamique et émission thermique	26
1.6.1 Observations en infrarouge : l'âge d'or avec CIRS et VISIR.	27
1.6.2 Inertie thermique et état de surface	28
1.6.3 Spin des particules	28
1.6.4 Structure et dynamique verticale	29
1.7 Objet de la thèse	30

II. Modélisation de l'émission thermique des anneaux planétaires.

2 Modélisation de l'émission thermique	35
2.1 Albédo de Bond	36
2.2 Température d'une particule isolée	39
2.2.1 Particule fixe	39
2.2.2 Particule en rotation	39
2.3 Cas d'une particule dans les anneaux.	40

2.4	Structure monocouche	41
2.5	Structure multicouche	44
2.6	Les limites des modèles actuels	46
2.6.1	Structure verticale	46
2.6.2	Problèmes actuels	47
2.7	Modèle à Spin	49
2.7.1	Géométrie du système et convention	49
2.7.2	Température de brillance et température physique de la particule	50
2.7.3	Bilan énergétique	52
2.7.4	Transfert conductif ou radiatif ?	54
2.8	Résolution numérique	58
2.8.1	Hypothèses de départ	58
2.8.2	Conditions aux limites et condition initiale	58
2.8.3	Méthode de Crank-Nicholson	59
2.9	Résumé	63
3	Influence des paramètres physiques et dynamiques	65
3.1	Effet de la distance Observateur-Planète	66
3.2	La planète joue un rôle "central"	67
3.3	Influence de la norme du spin	70
3.4	Phénomène transitoire : Passage dans l'ombre	72
3.5	Sens de giration des particules : prograde ou rétrograde	75
3.6	Effet de la conductivité thermique	76
3.7	Influence de l'orientation du spin	78
3.7.1	Effet de l'ascension droite α_P	78
3.7.2	Effet de l'inclinaison δ_P	79
3.7.3	Distribution des inclinaisons	79
3.8	Effet d'élévation du disque : confrontation avec les données	85

III. Observations dans l'infrarouge et résultats

4	Instruments et méthodes d'observation	91
4.1	L'infrarouge et émission thermique	92
4.2	Domaines de longueur d'onde	93
4.3	Les instruments	94
4.3.1	Instruments au Sol : CAMIRAS et VISIR	94
4.3.2	Spectromètres embarqués : IRIS et CAMIRAS	94
4.4	Les observations depuis le sol	96
4.4.1	L'atmosphère	96
4.4.2	La résolution angulaire	97
4.4.3	Fond de ciel thermique	99
4.4.4	Chopping et Nodding	100
4.4.5	Temps d'intégration	102
4.4.6	Prétraitement des données	105
4.5	Observations spatiales	107

4.6	Complémentarité sol-Espace	107
4.7	Méthode d'extraction des profils azimutaux et radiaux	109
4.7.1	Astrométrie	109
4.7.2	Incertitudes sur les mesures	110
4.7.3	Résolution radiale et azimutale	111
5	Rotation des particules dans l'anneau C	115
5.1	L'anneau C	116
5.1.1	Présentation	116
5.1.2	Précédentes observations en infrarouge	116
5.2	Observations au sol avec CAMIRAS	117
5.2.1	Epoque et géométrie d'observation	118
5.2.2	Acquisition et prétraitement des images	119
5.2.3	Problèmes rencontrés	120
5.2.4	Profils radiaux	122
5.2.5	Profils azimutaux de température de l'anneau C	122
5.3	Observations IRIS/Voyager	124
5.3.1	Observation de l'anneau C avec IRIS/Voyager	124
5.3.2	Les différents types d'observation avec IRIS	126
5.3.3	Dérivation de la température équivalente T_{eq}	129
5.4	Modélisation de l'émission thermique de l'anneau C	130
5.4.1	Température des particules	130
5.4.2	Etude dynamique des spins	135
5.5	Vitesse de rotation dans l'anneau C dans l'approximation monotaille	146
5.5.1	Vitesse de rotation avec les données CAMIRAS	149
5.5.2	Vitesse de rotation avec les données IRIS	151
6	L'anneau A et les Wakes	157
6.1	L'anneau A : présentation	157
6.2	Précédentes observations infrarouges de l'anneau A	159
6.3	Profils radiaux et azimutaux de l'anneau A	160
6.3.1	Première lumière de VISIR en 2004	160
6.3.2	Les observations en 2005	168
6.4	Interprétation des profils azimutaux de température	171
6.4.1	Un anneau monocouche avec spins	171
6.4.2	Une structure d'anneau plat ?	173
6.5	Conclusion	176
IV. Discussion à		
7	Discussion	181
7.1	Une vitesse de rotation très lente	181
7.1.1	Particules dans l'anneau C	181
7.1.2	Particules dans l'anneau A	182
7.2	Une inertie thermique très faible	184

7.2.1	Stress thermique	186
7.2.2	Les collisions et l'état de surface	186
7.3	Les limites de ces interprétations	187
7.3.1	Particules de taille identique	187
7.3.2	Conduction et Rayonnement	188
7.3.3	Hypothèse Monocouche	188
7.3.4	contribution des particules voisines	189
7.4	Anneaux d'Uranus	190
	Conclusions et perspectives	190
A	Article du modèle à spin publié dans A&A	195
B	Liste des publications orales et écrites	215
	 Bibliographie	
	Bibliographie	221

Introduction

Les anneaux planétaires, qui orbitent à l'intérieur de la limite de Roche, sont un laboratoire à grande échelle de dynamique et de transfert de rayonnement, qui peut nous servir pour étudier d'autres systèmes plats tels que les disques proto stellaires, ou encore les galaxies. Tous ces disques sont de taille et de nature différentes, mais de nombreuses similitudes existent néanmoins : Ce sont des disques plats en rotation, ils sont constitués de nombreux " corps ", la dispersion des vitesses est faible par rapport aux vitesses orbitales et ils possèdent tous un nombre important de structures.

Dans cette optique, il est important de mieux connaître la dynamique interne des anneaux, qui joue un rôle fondamental dans leur évolution. Les processus physiques entrant en jeu sont nombreux : Confinement radial, répulsion gravitationnelle, effets de marées, résonances gravitationnelles, interaction des fines particules avec le champ magnétique, collisions mutuelles... contraignent en effet l'évolution dynamique du disque. Parmi les quatres systèmes d'anneaux que nous connaissons aujourd'hui, ceux de Saturne intriguent par leur diversité, leur masse, et leur structure qui apparaît toujours plus complexe après chaque survol d'une sonde spatiale. Ils sont représentatifs de ceux de Jupiter, Uranus et Neptune car ils contiennent tous les types d'anneaux déjà découverts.

Les collisions mutuelles entre particules dans les disques jouent un rôle très important dans leur évolution dynamique. La rotation interne des particules est un des paramètres dynamiques clé qui rentre en jeu au cours de ces collisions. Leur vitesse de rotation propre (que l'on appelle aussi le spin) dépend des distributions et vitesses d'impacts, mais aussi de l'état de surface (rugosité, porosité...etc.). La connaissance de la distribution des spins est donc un moyen de mieux comprendre la dynamique collisionnelle et la structure des particules dans les anneaux. Des surfaces lisses par exemple ne vont pas engendrer un spin important. En revanche, si les surfaces sont rugueuses, une partie de l'énergie cinétique peut ainsi être transformée en énergie de rotation car les frottements mutuels lors des collisions vont favoriser la mise en rotation des particules.

Il est légitime de se demander comment l'on peut connaître la vitesse de rotation des particules dans les anneaux, alors qu'aucun instrument n'est à ce jour encore capable de distinguer une particule isolée. Apporter une réponse à cette question peut sembler totalement illusoire, et pourtant, il est possible de connaître le comportement du spin des particules centimétriques depuis une distance de quelques 1.5 milliards de kilomètres !

Les simulations dynamiques permettent de comprendre comment va évoluer un système de particules en rotation autour d'une planète, soumises aux collisions et à l'autogravitation. L'observation dans l'infrarouge, des anneaux, est un moyen unique pour contraindre par l'observation, la distribution de spin des particules. Le domaine spectral étudié (au-delà de $13 \mu\text{m}$) correspond à l'émission thermique du disque dont la température moyenne est de l'ordre de 90 K. Pour contraindre la vitesse de rotation des particules dans les anneaux, nous regardons l'émission thermique du disque en fonction de l'angle de phase et de la longitude planétocentrique car elle est fonction de l'inertie thermique Γ et du spin ω entre autre.

Les variations azimutales de température observées sont principalement dues au spin mais aussi à l'inertie thermique du régolite. Les particules en rotation képlérienne autour de Saturne, passent périodiquement dans l'ombre de la planète et subissent ainsi un refroidissement et un réchauffement périodique. Les vitesses de chute et de remontée en température nous donnent accès à l'inertie thermique. D'autre part les différences de température à faible et fort angle de phase, nous informent sur la vitesse de rotation des particules. Des particules en rotation lente sur elles mêmes auront un contraste thermique important entre l'hémisphère éclairé et celui qui est plongé dans la nuit. Les plus rapides présenteront une carte de température beaucoup plus homogène, la fréquence avec lesquelles elles sont soumises aux différentes sources de chaleur étant plus élevée.

La contrainte des vitesses de rotation passe par la modélisation thermique des anneaux. Cependant, l'émission infrarouge du disque est une fonction complexe de nombreux paramètres physiques comme l'albedo, l'angle de phase, l'inertie thermique, la norme du spin, la distribution de l'inclinaison des axes de rotation, la distance à la planète, la structure verticale des anneaux, l'histoire thermique de chaque particule...etc. Un des enjeux de cette thèse est de séparer ces différents paramètres.

Nous avons développé pour cela un modèle thermique d'anneau planétaire constitué de particules sphériques en rotation, qui permet de déterminer comment la température du disque soumis aux multiples sources de chauffage (Soleil, Saturne...etc), varie avec l'angle de phase, et la longitude. L'originalité de ce modèle réside dans l'approche granulaire du problème. Les précédentes modélisations ne considéraient en effet les anneaux que comme une couche plane ou un empilement de couches planes, dans lesquelles le transfert de chaleur était calculé. L'effet de la rotation des particules sur l'émission thermique ne pouvait donc être prise en compte que de manière paramétrique (alors que nous le calculons précisément désormais). De ce fait, les variations azimutales de température détectées depuis la Terre, ou encore les observations des sondes spatiales à fort angle de phase n'étaient pas capables d'être reproduites et interprétées par les modèles. Nous avons choisi une approche simple avec un modèle monocouche, pour comprendre l'impact des nombreux paramètres associés.

Dans une première partie, je fais une rapide présentation des anneaux planétaires et je montre quels sont les processus clefs qui régissent l'évolution du disque. Je montre ensuite que l'épaisseur des anneaux, la rotation des particules mais aussi leur état de surface sont les traceurs de la dynamique locale. Les observations dans l'infrarouge lointain, sont un moyen complémentaire aux études dans le visible ou l'infrarouge proche, de contraindre ces propriétés. Elles sont en revanche uniques pour contraindre le spin. Après 20 ans de sommeil sur l'étude

thermique des anneaux planétaires, la période actuelle offre de nombreuses perspectives, avec le spectromètre CIRS sur la sonde Cassini, et le spectro-imageur VISIR au VLT.

La seconde partie détaille les différents modèles d'émission thermique du disque. Je présente le modèle que nous avons développé pour comprendre quelle est l'influence du spin et de l'inertie thermique sur les variations azimutales de température observées à différents angles de phase. Nous faisons l'hypothèse d'un anneau à structure verticale monocouche. Cette approche du problème, relativement simple mais non triviale, a pour but de comprendre l'influence de chaque paramètre sur la température des anneaux.

La troisième partie porte sur la contrainte du spin dans les anneaux A et C. Nous avons choisi d'étudier, dans un premier temps, la rotation des particules dans l'anneau C. Sa faible épaisseur, de l'ordre du mètre, suggère une structure monocouche, ce qui le rend adapté à notre approche. Mon travail a consisté à réduire, analyser et interpréter des mesures de température obtenues à faible et fort angle de phase à partir des instruments au sol en 1999 (Camiras) et dans l'espace en 1981 (IRIS). Cela m'a permis de contraindre pour la première fois, par l'observation, le spin des particules.

L'anneau A a également fait l'objet d'une étude détaillée. La forte inclinaison des anneaux par rapport au Soleil au cours de l'année 2004 fut en effet l'occasion d'étudier ses variations de température longitudinales lorsque ses particules ne passaient jamais dans l'ombre de la planète. Ce phénomène qui ne se reproduit que tous les 15 ans, aux solstices, était une occasion unique au cours de cette thèse, de détecter les modulations de température seulement générées par la rotation des particules sur elles mêmes. Le nouveau spectro-imageur VISIR, au VLT (ESO) et sa haute résolution spatiale nous ont permis de mesurer avec précision les variations de température. Cela n'avait pas été possible jusqu'alors avec les autres instruments. La résolution de VISIR est en effet par moment comparable à celle de CIRS, et permet donc de résoudre tous les anneaux.

La dernière partie est consacrée à la discussion des résultats obtenus ainsi qu'aux perspectives futures.

Première partie

Les Anneaux de Saturne

CHAPITRE 1

Les anneaux de Saturne : un laboratoire privilégié

Sommaire

1.1	Un peu d'histoire	8
1.2	La révolution des anneaux !	9
1.2.1	Les anneaux d'Uranus	9
1.2.2	Les anneaux de Jupiter	9
1.2.3	Les anneaux de Neptune	11
1.2.4	Les anneaux de Saturne	12
1.3	Similitudes et différences	15
1.4	Origine et évolution des Anneaux	18
1.4.1	Processus physiques	18
1.4.2	Origine des anneaux	19
1.5	Des traceurs de la dynamique locale	21
1.5.1	Etat de surface des particules	21
1.5.2	Epaisseur du disque	23
1.5.3	Rotation des particules : le spin	25
1.6	Dynamique et émission thermique	26
1.6.1	Observations en infrarouge : l'âge d'or avec CIRS et VISIR.	27
1.6.2	Inertie thermique et état de surface	28
1.6.3	Spin des particules	28
1.6.4	Structure et dynamique verticale	29
1.7	Objet de la thèse	30

Les anneaux planétaires ont depuis longtemps frappé l'imagination des astronomes. Avec les croissants lunaires et les galaxies spirales, ces objets nous donnent accès à la troisième dimension, qui fait souvent défaut à la plupart des objets astrophysiques. Bien que les anneaux ne contiennent qu'une masse infime de la planète autour de laquelle ils tournent, ils sont le siège de nombreux phénomènes physiques étonnants et inattendus et constituent par la même l'un des plus vieux sujets de recherche de l'astrophysique.

1.1 Un peu d'histoire

C'est Galilée qui, au seul moyen d'une petite lunette astronomique, observe pour la première fois les anneaux de Saturne au cours de l'été 1610. De part la très faible résolution de son instrument, il crut dans un premier temps avoir observé deux gros satellites de part et d'autre de la planète mais qui ne présentaient pas de mouvement apparent comme dans le cas des satellites de Jupiter découverts quelques mois avant. Par conséquent, ces deux objets devaient donc être de nature différente. Galilée fut d'autant plus surpris lorsque deux ans plus tard, il découvrit que ces deux compagnons "saturniens", appelés par d'autres 'bras' ou 'anses', avaient disparu pour ensuite réapparaître à nouveau !

FIG. 1.1 – Saturne vue par Galilée

Pendant les quarante années qui suivirent, certains voyaient dans les observations deux satellites, d'autres une planète aplatie, ou encore des structures plus complexes. C'est justement ce phénomène de disparition et de réapparition aux cours du temps, dû à l'orientation de la planète par rapport à la Terre, qui permit à Christian Huygens, en 1654, de comprendre que Saturne est en réalité entourée d'un anneau brillant et large situé dans son plan équatorial. Ces anneaux, vus alternativement par la tranche ou avec un angle plus ouvert, apparaissent donc de façon plus ou moins visible. Ainsi, les multiples formes observées précédemment ne sont en fait que la convolution à travers les systèmes optiques de l'époque de l'image de cet anneau avec le disque de Saturne. Peu de temps après, en 1675, Jean Dominique Cassini (premier directeur de l'Observatoire de Paris) découvre une petite ligne noire qui sépare le disque en deux. Cette division qui porte désormais son nom ne sera d'ailleurs associée à une vraie division qu'en 1852. Il fut le premier à suggérer que les anneaux ne soient pas homogènes, mais constitués d'une multitude de petits satellites. Il fallut par la suite attendre 1785 pour que Pierre Simon de Laplace démontre qu'un anneau solide en rotation autour de Saturne serait instable et devrait se briser sous les forces de marées et la rotation différentielle. Il suggère alors que les anneaux sont en fait constitués de milliers d'annelets concentriques séparés les uns des autres. En 1857, James Clerck Maxwell démontre mathématiquement que les anneaux de Saturne sont stables s'ils sont constitués de particules indépendantes en rotation différentielle autour de la planète. James Edwards Keeler le démontra expérimentalement en obtenant un spectre des anneaux. Il put mesurer, en calculant l'effet Doppler, les vitesses différentielles radiales dans le système d'anneaux, qui varient de 6 heures à 15 heures environ en fonction de la distance à Saturne. En 1911, Henry Poincaré met en évidence l'importance des collisions mutuelles des particules entre elles et montre qualitativement qu'un système tridimensionnel de particules subissant des collisions inélastiques mutuelles tend à s'aplatir en un disque peu épais. Il faut attendre les années 70 et l'avènement des premiers ordinateurs pour étudier quantitativement ce phénomène. André Brahic (Brahic, 1975) confirme ainsi numériquement, qu'un nuage de particules en rotation autour d'un corps central, s'aplatit très rapidement en un disque fin. Cette étude numérique est ensuite reprise analytiquement par Goldreich et Tremaine (1978), ce qui constitue le modèle standard dynamique des anneaux planétaires.

1.2 La révolution des anneaux !

C'est au cours de ces trente dernières années que les avancées techniques nous ont permis de progresser considérablement dans la découverte des anneaux planétaires. Si l'on sait que Saturne possède un système d'anneaux, nous ne connaissions aucun autre système similaire autour des autres planètes jusqu'en 1977.

Depuis le sol, un moyen de détecter la présence d'anneaux autour d'une planète consiste à observer le flux d'une étoile lors d'une occultation par cette même planète. Si la planète est entourée d'un anneau, le flux de l'étoile doit diminuer lorsque celui-ci passe sur la ligne de visée de l'observateur. La mesure de l'atténuation du flux stellaire nous donne ainsi des informations sur la structure physique des anneaux, leur étendue spatiale, mais elle renseigne aussi sur la haute atmosphère de la planète (densité, température, composition chimique). Quatre occultations d'étoiles ont ainsi été observées de 1953 à 1972 : par Jupiter (1953,1972), par Venus (1960) et par Neptune (1968).

L'exploration spatiale du système solaire externe et des planètes géantes commence à peu près à la même époque avec le lancement des sondes Pioneer 10 et 11, respectivement en 1972 et 1973, et celui des sondes Voyager 1 et 2 en 1977.

1.2.1 Les anneaux d'Uranus

C'est seulement le 10 mars 1977, soit 367 ans après la découverte des anneaux de Saturne, que l'on détecte le passage des anneaux d'Uranus devant une étoile (Millis *et al.*, 1977). L'atténuation de la lumière de l'étoile occultée, juste avant et juste après l'occultation par Uranus indique la présence de 9 anneaux autour de la planète. Ces anneaux, très sombres, seront plus tard observés pour la première fois directement en lumière visible à l'observatoire de Las Campanas, au Chili en 1984. C'est grâce aux caméras de la sonde Voyager 2 que nous avons obtenu des images de ces anneaux lors de son survol de la planète en 1986.

Nous connaissons à ce jour 10 anneaux autour d'Uranus, situés entre 42000 km et 52000 km du centre de la planète (Figure 1.2). La plupart d'entre eux sont extrêmement étroits, à bords très nets, et ne font pas plus de 10 km de largeur ! Trois sont circulaires et six sont elliptiques de largeur variable. L'anneau le plus externe et aussi le plus large, appelé ϵ , voit sa distance au centre de la planète varier de plus de 800 km et sa largeur varier de 20 à 100 km, linéairement avec sa distance à Uranus. C'est l'observation systématique d'occultation d'étoiles depuis 1977 qui a permis à Nicholson *et al.* (1978) de découvrir cette relation entre la distance à Uranus et la largeur. La principale caractéristique de ces anneaux est qu'il sont extrêmement sombres : avec un albédo de seulement 0.03 en moyenne, il est très difficile de les observer directement.

FIG. 1.2 – Les anneaux d'Uranus vus par la sonde Voyager 2, à une distance de 2.52 millions de kilomètres, le 22 janvier 1986. On peut distinguer les anneaux Epsilon, delta, gamma, eta, beta, alpha, 4, 5 et 6.

1.2.2 Les anneaux de Jupiter

La sonde Pioneer 10 est la première à survoler de près Jupiter en décembre 1973. Elle démontre ainsi que traverser la ceinture d'astéroïdes n'est pas impossible et ouvre donc la voie à d'autres sondes spatiales. Sa petite soeur, Pioneer 11, survole Jupiter le 2 décembre 1974 à seulement 43000 Km de sa haute atmosphère. Le comptage de particules réalisé lors de ce survol suggère la présence de satellites ou d'anneaux à moins de deux rayons Joviens. Mais c'est la sonde Voyager 1, qui découvre et photographie pour la première fois le système d'anneaux de Jupiter en 1979. Ces anneaux apparaissent alors extrêmement fins et ténus, et ne sont observables que lorsque la sonde passe dans le plan équatorial.

Les anneaux de Jupiter, ont récemment été observés à haute résolution par les caméras de la sonde Galiléo (Ockert-Bell *et al.*, 1999) (figure 1.3). Leur très faible densité (environ 10^9 fois plus faible que pour Saturne) n'a pas permis de les observer plus tôt depuis la Terre. On peut distinguer 4 éléments de très faible profondeur optique (figure 1.4). L'anneau principal, situé entre 122000 km et 129000 km est relativement plat. Il est prolongé vers l'extérieur par un bord brillant et très abrupt de 800 km de largeur. Vers l'intérieur, un tore diffus, constitué de fines particules microniques possède une forte extension verticale (20000 km) et s'étend radialement jusqu'au sommet des nuages de Jupiter. Enfin, à l'extérieur de l'anneau principal se trouve un anneau peu brillant, aussi nommé 'Gossamer ring'.

FIG. 1.3 – Anneaux de Jupiter vus par la sonde Galiléo (d'après Ockert-Bell *et al.* (1999))

FIG. 1.4 – Schéma des anneaux de Jupiter (d'après Ockert-Bell *et al.* (1999))

1.2.3 Les anneaux de Neptune

Au début des années 80, trois systèmes d'anneaux sont donc connus. A la même période, les mesures d'occultation depuis la Terre continuent toujours pour rechercher si des anneaux existent aussi autour de Neptune. Certains pensent alors que des anneaux ne peuvent exister autour de cette planète du fait des perturbations gravitationnelles qui sont engendrées par les satellites Triton (rétrograde) et Néréide (orbite très inclinée). L'occultation du 7 avril 1968, observée depuis l'Australie, n'a pas réellement indiqué la présence d'un tel système, même si certains astronomes pensent avoir vu une très brève extinction du flux stellaire. La première campagne d'observation systématique des parages de Neptune débute le 10 mai 1981. Le 24 mai, deux observateurs proclament avoir détecté une occultation secondaire avec deux télescopes distants de 6 kilomètres en Arizona. On réalisera plus tard que, par un hasard étonnant, ils ont en fait observé l'occultation de l'étoile par le satellite de Neptune Larissa (1989 N2). La plus importante campagne d'observation est organisée le 15 juin 1983 dans tout le Pacifique. Mais personne n'observe la moindre occultation secondaire. Après cet échec, seuls quelques astronomes décident de continuer leur recherche.

Deux équipes observent l'occultation du 22 juillet 1984 : une équipe française animée par André Brahic, à l'Observatoire Européen Austral (ESO), avec deux télescopes, et une équipe américaine animée par William B. Hubbard, 100 kilomètres plus au sud dans la cordillère des Andes, au Cerro Tololo. Elles détectent toutes deux une diminution du signal de l'étoile de 35% environ. Cette occultation correspond à un objet de l'ordre de 10 kilomètres de largeur et d'au moins 100 kilomètres de longueur, situé à moins de trois rayons neptuniens du centre de la planète, dans son plan équatorial ; mais il ne peut s'agir d'un anneau continu, car l'étoile n'a pas été occultée de l'autre côté de Neptune. Le même type d'observation est effectué un an plus tard, le 20 août 1985, par les mêmes astronomes. Au CFHT (Canada-France-Hawaii télescope), André Brahic et Bruno Sicardy observent une occultation secondaire, confirmée par un autre télescope voisin appartenant à la NASA. Mais, dans la cordillère des Andes, William B. Hubbard ne perçoit aucune occultation secondaire. Cette interruption de signal d'un seul côté de la planète conduit les astronomes à conclure que l'anneau de Neptune est fragmenté et qu'un ou des " arcs " de matière gravitent autour de la planète.

Entre 1981 et 1989, près d'une centaine d'occultations stellaires par Neptune a été observées. Sept d'entre elles ont montré la présence de matériaux autour de Neptune. L'alignement particulier des 4 planètes géantes du système solaire dans les années 80 (qui ne se reproduit que tous les 177 ans!), permet à la sonde Voyager 2 de survoler Neptune en Août 1989. Les images prises par la sonde du 11 au 26 août 1989 mettent en évidence les anneaux de Neptune (Figure 1.5) ! Cette découverte constitue une magnifique illustration de ce que peut apporter la complémentarité des recherches spatiales et des observations depuis le sol. Nous savons depuis qu'il existe en fait 4 anneaux complets (Smith *et al.*, 1989) : Galle, Le Verrier, un plateau et Adams. Galle fait 1700 km en largeur, il est large et diffus et peut être s'étend-il jusqu'à l'atmosphère de Neptune. Ensuite, à environ 53200 km se trouve un anneau continu et étroit appelé Le Verrier. Cet anneau coïncide avec le bord intérieur d'un autre anneau relativement homogène faisant environ 4000 km de large et nommé le plateau. Le plus externe (Adams) contient quatre surbrillances spectaculaires (arcs de matière) plus denses et ce sont eux qui sont à l'origine des occultations observées depuis la Terre ; ils ont pour nom : Courage, Liberté, Egalité, Fraternité (C, L, E et F).

FIG. 1.5 – Les anneaux de Neptune vus par la sonde Voyager 2, en Août 1989. On peut distinguer les arcs Liberté, Egalité et Fraternité. L'arc Courage est en dehors du champ.

Les 10% d'occultations positives obtenues de 1984 à 1989 correspondent à peu de choses près à l'étendue azimutale de ces arcs de matière tels que les a vus la sonde Voyager 2. Cependant, la stabilité de ces arcs de matière au cours du temps n'est pas encore connue. Bien qu'il soit probable qu'aucune nouvelle sonde spatiale ne re-survolera Neptune avant des dizaines d'années, les télescopes terrestres ont fait de très nets progrès depuis ces 10 dernières années nous permettant de suivre l'évolution dynamique de ces arcs. Des images prises récemment en infrarouge proche, en bande H et K, au télescope Keck à Hawaii (de Pater *et al.*, 2005) montrent que l'intensité des arcs Courage et Liberté semble diminuer progressivement ce qui soulève de nombreuses questions sur la stabilité à long terme de ces arcs (Figure 1.6).

FIG. 1.6 – Profils azimutaux des anneaux de Neptune obtenus avec Voyager en 1989, Hubble en 1999 et le Keck en 2002 et 2003. Certains arcs comme Courage ou Liberté semblent disparaître progressivement

1.2.4 Les anneaux de Saturne

Le système d'anneaux de Saturne est le plus massif, le plus large et le plus brillant du système solaire. C'est aussi le plus étudié jusqu'à présent. Trois sondes spatiales l'ont observé au cours de survols (Voyager 1, 2 et Pioneer 11). Ce système d'anneaux est particulièrement intéressant car il inclut quasiment tous les phénomènes physiques cités précédemment : confinement radial et azimutal, résonances, arcs, anneaux denses ou diffus, ondes spirales, ondes de densités, divisions...

Les anneaux de Saturne sont arbitrairement séparés en 7 subdivisions, dont les noms vont de A à G suivant leur ordre de découverte.

Le système d'anneaux principal, est celui composé des anneaux A, B et C. L'anneau C est le plus interne et le moins dense des anneaux principaux, sa profondeur optique étant de l'ordre de 0.1 en moyenne. Si sa partie la plus interne est radialement homogène, un système d'annelets plus denses s'étend au delà de 85000 km de distance. La profondeur optique varie alors rapidement par endroits, jusqu'à $\tau=0,5$. Si la présence de quelques unes de ces divisions est expliquée par la résonance avec des satellites extérieurs (3 :1 avec Mimas par exemple), les corps responsables de la plupart de ces annelets restent à découvrir.

De 92000 km à 117500 km s'étend ensuite l'anneau B qui est le plus dense et le plus large de tous. Sa profondeur optique est relativement grande, pouvant atteindre jusqu'à $\tau=2,5$. Il présente de nombreuses sous structures (divisions, ondes de densités, annelets multiples). Son bord externe, très abrupt et excentrique (Porco *et al.*, 1984), est confiné par la résonance 2 :1 avec le petit satellite Mimas.

Ensuite, de 117500 km à 122000 km du centre de Saturne se trouve une zone de faible profondeur optique, comparable à celle de l'anneau C : La division de Cassini. Cette région, qui apparaît vide depuis la Terre, est en fait constituée de particules, comme les autres anneaux. Par ailleurs, deux annelets plus denses et très étroits (Huygens et Fresnel) parcourent cette division.

Au delà de 122000 km s'étend l'anneau A. Sa profondeur optique vaut $\tau=0,5$ en moyenne. Il est parcouru par de nombreuses structures et ondes associées à des résonances de satellites voisins. Il est par ailleurs coupé en deux par la division de Encke, dont les bords sont modélés par les perturbations gravitationnelles du petit satellite Pan, découvert en 1990 par M. Showalter, sur des images de Voyager. Des variations de brillances azimutales observées dans cet anneaux ont été associées à la présence de structures internes : les "wakes". Nous y reviendrons par la suite.

Au delà de l'anneau A se trouve un anneau très étroit et qui n'est pas sans rappeler les anneaux étroits d'Uranus ou de Neptune : c'est l'anneau F. Situé à la limite de Roche, son confinement radial semble être dû aux 2 satellites gardiens Pandore et Prométhée. Les observations en très haute résolution par la sonde Cassini ont confirmé la présence de quatre sous-anneaux associés (les "Strands") (Murray *et al.*, 1997; Porco *et al.*, 2005). Les orbites de Prométhée et de cet anneau étant excentriques, ceux-ci se rencontrent périodiquement à une

TAB. 1.1 – Caractéristiques des anneaux principaux de Saturne

	C	B	Cassini	A
Extension radiale (Rs)	1.24-1.53	1.53-1.95	1.95-2.03	2.03-2.27
Largeur (km)	17500	25400	4500	14610
Bord interne (km)	74500	92000	117500	122200
Masse globale (g)	$1,1 \cdot 10^{21}$	$2,8 \cdot 10^{22}$	$5,7 \cdot 10^{17}$	$6,2 \cdot 10^{21}$
τ Profondeur optique	0.05-0.2	1-2.5	0.1-0.15	0.4-1

TAB. 1.2 – Caractéristiques des autres anneaux de Saturne

	D	F	G	E
Extension radiale (Rs)	1.09-1.24	2.32	2.75-2.87	3-8
Largeur (km)	7500	400	8000	300000
Bord interne (km)	68000	140210	165800	180000
Masse globale (g)	-	-	10^{17}	$7 \cdot 10^8$
τ Profondeur optique	10^{-5} - 10^{-4}	1	10^{-5} - 10^{-4}	10^{-7} - 10^{-6}

distance relativement faible. A chaque passage, Prométhée arrache littéralement une partie des particules de cet anneau, formant de vraies coupures dans sa structure azimutale. De très fortes hétérogénéités ont par ailleurs pu être observées dans cet anneau lors d'observations en Août 1995 alors que la Terre passait dans le plan des anneaux.

Saturne possède aussi des anneaux beaucoup plus ténus. L'anneau D est le plus fin. Il est situé à l'intérieur de l'anneau C. De même, l'anneau G est un anneau relativement fin et étroit situé au delà de l'orbite de l'anneau F. Lors de sa mise en orbite autour de Saturne en Juillet 2004, la sonde CASSINI a traversé le plan des anneaux entre les anneaux F et G. Bien que protégée par son antenne haut gain qui faisait office de bouclier protecteur, elle a subi des milliers d'impacts par les particules des anneaux, même dans cette région choisie pour sa faible concentration. Plus loin encore s'étend un anneau optiquement extrêmement fin : l'anneaux E. Il s'étend de 3 à 7 rayons Saturniens et son épaisseur est nettement plus importante que pour les autres cités précédemment. Il est probable que ces deux anneaux, qui s'étendent jusqu'aux satellites soient constitués de matériaux issus de l'érosion des satellites eux-mêmes.

FIG. 1.7 – Schéma du système d'anneaux de Saturne (Source : JPL)

1.3 Similitudes et différences

Si le concept de disque de matière en rotation autour de la planète dans la plan équatorial a été conservé, notre perception des anneaux s'est transformée à chaque fois qu'une sonde spatiale les survolait. Aucun des systèmes d'anneaux ne se ressemble en terme d'étendue spatiale, de distribution radiale ou encore de composition chimique, même si certaines de leurs caracté-

ristiques leur sont communes (Figure 1.8).

Jupiter est ainsi encerclé d'anneaux diffus entourés d'un halo de matière, Saturne possède un système d'anneaux denses et brillants s'étendant sur 300000 km de diamètre, Uranus est encerclé par 10 annelets étroits et extrêmement sombres, et Neptune possède un système d'arcs de matière. Une telle diversité montre bien toute la complexité des phénomènes physiques qui régissent l'évolution de tels systèmes.

Tous les systèmes d'anneaux s'étendent autour des planètes jusqu'à la limite de Roche (du nom du mathématicien français qui l'a découverte) (Figure 1.8), zone à l'intérieur de laquelle les effets de marée créent des tensions internes qui fragmentent les corps, et limitent ainsi l'accrétion et la formation de satellites. Si ces forces n'existaient pas, les anneaux s'accrèteraient en l'espace de quelques jours pour former un satellite de quelques dizaines de kilomètres de rayon.

De tels systèmes composés de particules isolées, évoluant dans le champ gravitationnel des planètes, doivent s'aplatir très vite, sous l'effet des collisions mutuelles inélastiques qui dissipent l'énergie à moment cinétique constant. La couronne ainsi formée devrait s'étaler radialement et former un anneau homogène radialement et azimutalement, à bords doux. Or tous les systèmes connus sont généralement confinés radialement. Leurs limites sont très nettes, et la densité de particules peut devenir quasiment nulle en quelques dizaines de mètres seulement ! Les anneaux étroits d'Uranus, l'anneau F de Saturne, ou encore le bord de l'anneau A en sont des exemples typiques.

De même, de nombreux systèmes sont azimutalement inhomogènes. Les arcs de Neptune en sont l'exemple le plus typique. Les spokes dans l'anneau B qui viennent d'être à nouveau observés en Septembre 2005 par la sonde Cassini sont aussi très variables en longitude. Les filaments ("strands") dans l'anneau F présentent des densités variables avec la longitude. Plus récemment, les images de la sonde Cassini ont révélé des variations de brillance dans l'anneau G, ou encore dans les annelets présents dans la division de Cassini. Ces variations, associées à une densité de particules qui varie avec la longitude sont donc présentes dans de nombreux anneaux.

La masse des anneaux est aussi très variable d'une planète à une autre : le système d'anneaux de Saturne est de très loin le plus massif. On estime la masse totale des anneaux de Saturne à environ 10^{21} kg, ce qui représente la masse d'un satellite de glace comme Mimas, qui mesure près de 400 km de diamètre ! Pour comparaison, les anneaux de Jupiter, Uranus et Neptune doivent être de mille à un million de fois moins massifs. Cela suggère une origine différente pour les anneaux de Saturne.

La distribution de taille des particules est relativement bien connue pour Saturne (Marouf *et al.*, 1983; French et Nicholson, 2000). Elle suit une loi de puissance d'indice $q=3$ environ qui suggère que les petites particules sont les plus nombreuses. Les observations d'occultation radar (French et Nicholson, 2000) montrent que les tailles varient de quelques millimètres à 30 mètres dans les anneaux principaux. Pour les anneaux plus tenus, les particules sont de la taille du micron, comme dans les anneaux D et E.

La taille effective des particules dans l'anneau ϵ d'Uranus semble être de l'ordre de 70 cm

(Esposito *et al.*, 1991). L'anneau λ serait constitué de particules plus petites (Hui *et al.*, 1991) mais supérieures au micron.

Les observations spectroscopiques dans l'infrarouge par Galiléo ont montré que les petites particules dans les anneaux de Jupiter suivent une loi de puissance aussi, d'indice 2.0 ± 0.3 en dessous de $15 \mu\text{m}$ de rayon, et d'indice 5.0 ± 1.5 pour les plus grosses, qui restent cependant de taille millimétrique (Brooks *et al.*, 2004).

La composition chimique des particules qui constituent les anneaux est aussi variable d'un anneau à un autre. Si les anneaux de Saturne sont principalement constitués de glace d'eau cristalline, avec une faible fraction de poussières et de contaminants encore non connus (Grundy *et al.*, 1999), la quantité de poussière dans les anneaux d'Uranus et de Neptune est bien plus importante (Smith *et al.*, 1989) et leur albédo ne dépasse pas quelques pourcents ce qui les rend très difficilement observables. Les anneaux de Jupiter sont quant à eux essentiellement faits de silicates.

Une telle disparité dans les distributions de taille suggère également que l'origine et les processus physiques soient différents pour chaque système.

FIG. 1.8 – Similitudes et différences des systèmes d'anneaux pour les 4 planètes géantes. (d'après Nick Strobel)

1.4 Origine et évolution des Anneaux

Il existe aujourd'hui plusieurs scénarios de formation des anneaux planétaires. Dans le cas des anneaux de Saturne, aucun d'entre eux n'a pu prendre entièrement l'ascendant sur l'autre si bien que la question de l'origine et de l'âge de ces derniers n'a pas pu être élucidée. La compréhension des phénomènes physiques qui entrent en jeu au cours de l'évolution dynamique est une étape essentielle pour connaître l'origine de ces systèmes.

1.4.1 Processus physiques

L'architecture et l'évolution d'un système d'anneaux résultent du jeu de nombreuses forces. De nombreux facteurs gouvernent l'évolution dynamique des anneaux : les couples exercés par les satellites sur les anneaux, les forces électromagnétiques dues au champ magnétique de la planète en rotation et au rayonnement solaire, les forces de collisions mutuelles, l'autogravitation, la diffusion gravitationnelle (déflexion des particules au cours des approches mutuelles), et les faibles forces exercées par le milieu gazeux.

Les **collisions** au sein des anneaux sont extrêmement fréquentes, et jouent par conséquent un rôle important. Les particules vont ainsi subir des collisions inélastiques, dissipant progressivement l'énergie d'agitation du système. La dissipation dans les collisions entraîne une diminution des vitesses d'agitation des particules et des orbites. L'épaisseur moyenne du disque, qui est proportionnelle aux vitesses de dispersion, diminue donc et le système s'aplatit. Les collisions sont inélastiques mais elles conservent néanmoins le moment cinétique. Ainsi,

la chute des particules vers des orbites plus basses doit être compensée par l'étalement radial du système pour conserver le moment cinétique. Le temps d'étalement varie avec la fréquence de collisions, la fréquence angulaire Képlérienne et la dispersion locale de vitesses des particules. Le système de particules prend donc rapidement la forme d'un disque, situé dans le plan équatorial de la planète. L'**autogravitation** joue aussi un rôle important. Elle tend en effet à réduire encore l'épaisseur du disque. Elle peut provoquer la formation de "mini satellites", notamment à proximité de la limite de Roche, là où les forces de marées deviennent plus faibles. Ainsi, de petites particules peuvent se regrouper pour former des structures. Mais leur taille reste limitée, car plus elles croissent, plus elles deviennent fragiles aux effets de marée et à la force centrifuge due à leur rotation. La **diffusion gravitationnelle** quant à elle, joue le rôle inverse et a tendance à augmenter l'épaisseur du disque en augmentant la dispersion des vitesses. Elle agit préférentiellement sur les petites particules, la trajectoire de ces dernières étant plus sensible que pour les particules massives.

Si les effets gravitationnels sont responsables de la plupart des structures observées dans les anneaux, d'autres effets non gravitationnels vont progressivement éroder les anneaux. Ces processus sont causés par l'interaction entre le rayonnement solaire ou planétaire et les particules. Le rayonnement émis par la planète va engendrer une pression de radiation sur les particules en orbite. Pour les plus petites (dont la taille est de l'ordre du micron), cette force dominera les forces d'origine gravitationnelles : le demi grand axe de leur orbite va ainsi augmenter et elles seront progressivement éliminées. L'effet **Poynting-Robertson**, relativiste, va quant à lui avoir tendance à faire chuter les particules sur la planète. Une particule se déplaçant sur son orbite va en effet recevoir plus de photons dans la direction de son mouvement et va donc rayonner et perdre plus d'énergie vers l'avant que vers l'arrière. Cela va engendrer une force de freinage qui va faire décroître le rayon orbital de la particule exponentiellement. Dans le cas des anneaux de Saturne, une particule de 2 centimètres va ainsi être éliminée en 4.10^9 ans. Ainsi, les plus petites particules vont être éjectées du système planétaire, alors que les centimétriques vont spiraler lentement vers la planète.

Les particules plus grosses vont aussi subir les effets radiatifs, mais pour d'autres raisons. Une particule soumise au rayonnement solaire et en rotation sur elle-même va absorber et ré-émettre son énergie de façon anisotropique, la partie sortant de l'ombre étant plus froide que celle entrant dans l'ombre. La différence de température à la surface, qui dépend directement de ses propriétés thermiques, va générer une force : c'est l'effet **Yarkovsky**. Cette force aura tendance à accélérer la particule et l'éloigner de la source d'énergie, ou au contraire de la ralentir et de la rapprocher, suivant que son mouvement de rotation sera rétrograde ou prograde. Rubincam (2004) a étudié cet effet au sein des anneaux de Saturne et a prévu d'existence d'un "anneau de Feu" à l'équateur de la planète, qui serait la conséquence de la chute de particules des anneaux B et C à sa surface. Cette prédiction n'a pas encore pu être confirmée par l'observation.

Il existe bien évidemment d'autres forces, comme la résonance orbitale des particules avec les anneaux responsables du confinement radial et azimutal, ou encore l'interaction avec le champ électromagnétique des planètes qui créent des "Spokes" dans les anneaux de Saturne, mais nous ne rentrerons pas dans une description complète de tous ces phénomènes, cela ne rentrant pas dans le cadre de cette thèse.

Le **bombardement météoritique** est un facteur important de l'évolution des anneaux. Si la densité de matière à proximité des planètes géantes est bien moindre de nos jours que lors

de la formation du système solaire, les particules constituant les anneaux subissent néanmoins un bombardement météoritique non négligeable sur le long terme. Cela entraîne une érosion rapide des plus petites particules. On évalue ainsi à 10^5 ans la durée de vie d'une particule micrométrique dans les anneaux de Saturne.

1.4.2 Origine des anneaux

L'origine des anneaux de Jupiter, Uranus et Neptune semble aujourd'hui assez bien comprise (Colwell et Esposito, 1992), alors que celle des anneaux de Saturne est toujours sans réponse. Les différents processus physiques d'érosion devraient faire disparaître les anneaux en quelques millions d'années. Comment alors expliquer leur existence ?

Les scénarios de formation

Scénario cosmogonique

Dans ce type de scénario, la naissance des anneaux est contemporaine de celle de la planète. Au début de la formation du système solaire, les protoplanètes sont bien plus volumineuses qu'aujourd'hui. Par conservation de leur moment cinétique, elles se seraient contractées par la suite tout en accélérant leur vitesse de rotation. Les couches les plus externes de leurs atmosphères auraient alors été éjectées par force centrifuge, avant de se refroidir progressivement. Elles se seraient alors condensées en de multiples agrégats pour former les satellites. Quand à l'enveloppe interne, elle aurait donné les planètes géantes telles que nous les connaissons aujourd'hui. Cependant, l'accrétion des satellites à l'intérieur de la limite de Roche n'a pas pu avoir lieu. Par conséquent, les grains issus de la haute atmosphère n'ont pas pu se condenser, dans cette région, la force de cisaillement différentielle étant supérieure aux forces mutuelles gravitationnelles. C'est précisément ces "particules" qui auraient formé les anneaux.

Ce type de scénario souffre néanmoins d'inconsistances. En effet, les différentes forces de frottement auxquelles sont soumis les grains issus du gaz devraient provoquer une diminution très rapide des rayons des orbites, en quelques 10^3 ans ! Par ailleurs, du fait des températures régnant près de la planète en formation, les glaces ne peuvent pas se condenser à la position actuelle des anneaux (dans le cas de Saturne au moins), avant 10^6 ans. Cela correspond approximativement au temps minimum nécessaire pour que la planète se forme et que la nébuleuse de gaz disparaisse (Pollack *et al.*, 1996).

Scénario catastrophique

Les anneaux peuvent aussi être le résultat de la destruction d'un corps initialement localisé au voisinage de la planète (petit satellite) ou passant à l'intérieur de la limite de Roche (météorite, comète). Cependant, les forces de cohésion interne d'un satellite déjà formé peuvent être nettement plus grandes que les forces d'autogravitation. Par conséquent, un satellite déjà formé peut résister aux forces de marées à l'intérieur de la limite de Roche, et ce jusqu'à 0.4 rayons planétaires de la surface. Cette distance place le seuil de rupture à l'intérieur du bord interne des principaux anneaux de Saturne, par exemple. Il est en outre peu probable que l'éclatement d'une météorite égarée ait pu former des anneaux, sa vitesse d'approche étant probablement suffisante pour que les vitesses des débris soient supérieures à la vitesse d'évasion.

Les images obtenues par les sondes Voyager et Cassini ont révélés le haut niveau de cratérisation de certains satellites proches des anneaux de Jupiter et de Saturne. Mimas, satellite de Saturne, possède ainsi un cratère d'impact couvrant le tiers de sa surface ! Il ne semble donc pas extravagant d'imaginer que la collision de deux corps au voisinage des anneaux puisse être possible. (Harris, 1984) suggère ainsi une seconde hypothèse de formation catastrophique des anneaux : Un, voire plusieurs satellites proches des anneaux, auraient été percutés par une ou plusieurs météorites. Les débris issus de cette collision se seraient ensuite rapidement étalés sous l'effet de la rotation différentielle pour former les anneaux. Le satellite cible pourrait avoir été formé au delà de la limite de Roche, puis se serait progressivement rapproché de celle-ci suite au frottement avec le gaz environnant.

Le cas des anneaux de Jupiter, d'Uranus et de Neptune

Les processus d'érosion des satellites proches, suite au bombardement météorique semblent expliquer l'origine des anneaux de Jupiter, Uranus et Neptune (Colwell *et al.*, 2000; Colwell et Esposito, 1992). Si la densité de matière a proximité de ces planètes est bien moindre de nos jours que lors de la formation du système solaire, les satellites subissent néanmoins un bombardement météoritique non négligeable sur le long terme. Les éjectas créés au cours des impacts seraient la source de ces anneaux. Leur quantité serait suffisante pour les entretenir pendant 4.5 milliards d'années. Dans le cas de Jupiter, les petits satellites proches ont leurs orbites comprises à l'intérieur même des anneaux.

L'origine des anneaux de Saturne : toujours un mystère

Si la faible masse des anneaux de Jupiter, Uranus et Neptune permet de suggérer un renouvellement continu par l'érosion, il n'en est pas de même pour Saturne. Les anneaux de Saturne ont en effet une masse totale égale à celle de Mimas. Les processus d'érosions et les conséquences des résonances avec les satellites devraient détruire les anneaux en quelque 100 millions d'années seulement. Il semble peu probable que l'Homme ait aujourd'hui la chance unique d'observer des anneaux éphémères qui se sont créés il y a peu et qui vont disparaître dans peu de temps. Nous ne pouvons pas expliquer le renouvellement permanent des anneaux par la désintégration des comètes ou des astéroïdes passant à proximité. La quantité de masse nécessaire à apporter (l'équivalent d'un satellite de 400 km de diamètre tous les 10^8 ans) est en effet trop importante. Pourtant, la loi de distribution en taille des particules qui est une loi de puissance, correspond aussi aux lois observées suite à des mécanismes de fragmentation

En revanche, pour l'anneau G, la présence de particules centimétriques voire métriques soumises au bombardement météoritique serait la source des plus petites. Pour l'anneau E, une des hypothèses avancées est que ces poussières glacées proviendraient de geysers à la surface du satellite Encelade, ou du bombardement météoritique qu'il subit (Burns *et al.*, 1984). La sonde CASSINI a survolé le 14 juillet 2005 le pôle Sud de ce petit satellite à seulement 270 km. A cette occasion, elle a pu détecter, en s'approchant, des particules de poussière et de glace d'eau, dès 460 km d'altitude, soit environ 1 minute avant son survol le plus proche, ce qui semble confirmer sa relation étroite avec l'anneau E. Si ce type de détection semble être similaire à une comète qui dégazerait en s'approchant du Soleil, il semble que ces particules soient plutôt issues du cryovolcanisme à la surface d'Encelade. La cause physique d'un tel phénomène à la surface d'un si petit corps est encore difficilement explicable, mais certains modèles

semblent émerger pour expliquer l'existence de la sublimation de la glace d'eau à sa surface. Des observations du pôle Sud d'Encelade de la même époque réalisées avec le spectromètre imageur infrarouge proche VIMS montrent une transition de structure cristalline amorphe de la glace d'eau au niveau des failles présentes en surface. Ceci semble confirmer l'existence de l'expulsion de la glace d'eau du sous-sol.

La problématique soulevée ici concernant l'évolution des anneaux de Saturne montre que nous ne comprenons toujours pas totalement quelle est leur évolution dynamique. Il apparaît donc fondamental de mieux connaître l'état dynamique local. Une réponse à ce problème n'est évidemment pas triviale car nous ne sommes toujours pas en mesure d'observer le comportement de chaque particule individuellement. La sonde spatiale Cassini nous donne l'opportunité de pouvoir remonter aux propriétés dynamiques à partir de traceurs de la dynamique locale.

1.5 Des traceurs de la dynamique locale

1.5.1 Etat de surface des particules

Les collisions jouent un rôle fondamental dans l'évolution dynamique des anneaux planétaires. Au cours d'une collision entre deux particules, les vitesses d'impacts sont de quelques millimètres par seconde dans les anneaux de Saturne. Leur état de surface va être un facteur important qui va entrer en jeu. Une surface solide et lisse favorisera des collisions élastiques, alors que si le régolite en surface est poreux et rugueux, il y aura d'une part perte d'énergie cinétique, et le frottement lors du contact va entraîner une rotation des deux particules.

Les observations spectroscopiques dans le proche infrarouge ont montré que les surfaces des particules sont principalement composées de glace d'eau pure (Pilcher *et al.*, 1970; Puetter et Russell, 1977; Clark et McCord, 1980; Epstein *et al.*, 1984). La glace d'eau sous forme cristalline a clairement été identifiée (Grundy *et al.*, 1999), mais la présence de glace amorphe reste encore aujourd'hui incertaine. Les températures froides de la nébuleuse proto-solaire à cette distance du Soleil ont semble-t-il permis la condensation de glaces pures d'eau, d'azote, de méthane ou de chlorures associés (Pollack et Consolmagno, 1984). La profondeur des bandes d'absorption observée dans les spectres indique que le diamètre moyen des grains fait environ quelques dizaines de microns (Pollack *et al.*, 1973; Clark et McCord, 1980; Pilcher *et al.*, 1970). Une étude plus précise des spectres obtenus en 2000 avec le HST montre des variations de taille de régolite dans les 3 anneaux principaux de Saturne (Poulet et Cuzzi, 2002; Poulet *et al.*, 2002). Le rougissement des spectres dans le visible et l'infrarouge proche (Lebofsky *et al.*, 1970; Puetter et Russell, 1977; Clark et McCord, 1980), implique qu'une petite quantité d'impuretés est présente à la surface des particules (Cuzzi et Estrada, 1998). La variation radiale des couleurs spectrales observée révèle une variation de composition de surface avec la distance à la planète. Les candidats les plus probables sont les silicates, les oxydes de fer, ou des particules organiques (Cuzzi et Estrada, 1998). Une récente modélisation de spectres composites visible-infrarouge proche suggèrent une surface composée d'un mélange intime (poivre et sel) de glace d'eau avec quelques % de tholins organiques, avec 5% de carbone amorphe (Poulet et Cuzzi, 2002). Aucune signature de présence de silicates n'a pu être observée encore entre 8 et 13 μm (Lynch *et al.*, 2000) et au delà de 50 μm .

Bridges *et al.* (1984, 1996, 1987) ont mené des expériences pionnières dans l'étude des collisions de particules glacées, dans le but de connaître la dépendance du coefficient de restitution ϵ avec les vitesses de collisions ainsi que la probabilité et la force de collage de deux particules lorsqu'elles se rencontrent. Bridges *et al.* (1984) mesurent ϵ en fonction de la vitesse radiale v de collisions, pour des valeurs $0.01 \leq v \leq 2 \text{ cm.s}^{-1}$. Il apparaît que les collisions à très faible vitesse relative sont fortement élastiques ($\epsilon \approx 1$), puis le sont de moins en moins au fur et à mesure que v augmente. Dans le cas où les particules sont très lisses, les collisions sont quasiment élastiques, même aux plus grandes vitesses. Il est cependant peu probable que les particules soient parfaitement lisses, comme le suggèrent les observations dans le proche infrarouge. Les expériences de laboratoire montrent que pour des particules recouvertes d'un régolite glacé, ou des particules dont la surface est parsemée de fractures dues aux plus fortes collisions ou aux variations brutales de températures, le coefficient de restitution, pour des valeurs de $v \approx 1 \text{ cm.s}^{-1}$, diminue fortement rendant les collisions inélastiques et par conséquent très dissipatives. Cependant, après plusieurs collisions, la surface devient de plus en plus compacte. Compaction et dislocation des surfaces glacées se contrebalancent et s'équilibrent, et ϵ tend vers 0.75.

Au cours des collisions, il n'y a collage entre 2 particules glacées que lorsque la surface n'est pas lisse, et seulement à très faible vitesse relative ($\leq 0.2 \text{ cm.s}^{-1}$) (Bridges *et al.*, 1996), pour des particules sub-métriques. L'étude de la variation de la force de collage F en fonction de l'épaisseur x du régolite montre que F augmente avec x pour $0\mu\text{m} \leq x \leq 50\mu\text{m}$, puis n'augmente plus. Ce sont donc les premiers dizaines de microns du régolite qui jouent un rôle dans le collage. Cette force est plus grande que l'autogravitation pour des particules dont le rayon ne dépasse pas 1 mètre. Il semble donc que des petits agrégats de particules peuvent exister et résister aux forces de marées. Néanmoins, les impacts successifs peuvent aisément rompre ces agglomérats.

1.5.2 Epaisseur du disque

A la suite des simulations dynamiques de Brahic (1975), Goldreich et Tremaine (1978) ont formulé ce qui constitue aujourd'hui le modèle standard de l'évolution dynamique des anneaux, dans le but de reproduire ces résultats. Dans ce modèle, l'anneau est constitué de particules sphériques, identiques, lisses et indestructibles (ne pouvant se fragmenter sous l'effet des collisions). Les interactions mutuelles telles que l'autogravitation sont négligées. Le coefficient de restitution ϵ est supposé indépendant des vitesses d'impact. Au cours d'une collision, l'énergie cinétique est en partie convertie en énergie cinétique de mouvement aléatoire, le reste étant évacué sous forme de chaleur à cause de l'inélasticité des collisions. Le système est localement à l'équilibre au bout de seulement quelques collisions, lorsque le gain en énergie cinétique équivaut à la perte due aux chocs. Le disque va progressivement s'étaler au cours du temps sous l'effet des collisions, perdant de l'énergie tout en conservant son moment cinétique. Le temps d'étalement T_E sur une étendue Δr varie avec la viscosité cinématique ν , elle-même fonction de la dispersion des vitesses \mathbf{c} engendrée par les collisions successives, de la fréquence de collisions ω_c , et de la fréquence orbitale képlérienne Ω .

$$T_E = \frac{\Delta r^2}{\nu} \quad (1.1)$$

La viscosité cinématique s'écrit alors :

$$v = \frac{c^2}{\omega_c} \frac{\tau^2}{1 + \tau^2} \approx \frac{c^2 \tau}{\Omega(1 + \tau^2)} \quad (1.2)$$

En négligeant l'autogravitation, l'épaisseur verticale H du disque vaut

$$H = \sqrt{\langle z^2 \rangle} = \frac{\sqrt{\langle v^2 \rangle}}{\Omega} \approx \frac{c}{\Omega} \quad (1.3)$$

Cette relation permet donc de relier l'épaisseur verticale H à la dispersion locale des vitesses des particules. La mesure de l'épaisseur du disque doit par conséquent permettre de sonder la dynamique locale des anneaux. Dans l'hypothèse où les anneaux de Saturne se seraient formés par étalement radial progressif des particules du bord interne de l'anneau B au bord externe de l'anneau A, soit sur une distance $\Delta r = 45000$ km, en 4.10^9 ans, alors $v = 160 \text{ cm}^2.s^{-1}$. La dispersion des vitesses c vaut donc $0.22 \text{ cm}.s^{-1}$ dans l'anneau B (si $\tau=1$). Ainsi, H est de l'ordre d'une dizaine de mètres seulement ! Ce résultat, bien que très approximatif car issu d'un modèle relativement simple, est en accord avec les premières simulations dynamiques des anneaux réalisées par Brahic (1975), et dans lesquelles l'excursion verticale des particules n'excède pas 2 à 3 fois leur rayon. Ces travaux pionniers montrent à l'aide d'hypothèses simples que l'épaisseur du disque reflète le comportement des particules à l'échelle microscopique.

Les simulations dynamiques locales actuelles montrent que l'épaisseur d'un disque composé de particules de même taille, est égale à seulement quelques fois le rayon de ces particules. En revanche, si l'on prends en compte une distribution de taille en loi de puissance, d'indice $q=3$ (French et Nicholson, 2000), les particules de plus grosses taille se répartissent dans le plan équatorial, alors que la distribution verticale des plus petites est beaucoup plus large. Les vitesses de dispersion verticales de ces dernières sont en effet beaucoup plus élevées (Salo, 1995).

Les observations des anneaux à incidence rasante permettent de mesurer cette épaisseur, lors du passage de la Terre dans le plan des anneaux, tous les 15 ans environ. Au cours du passage en 1980, Brahic et Sicardy (1981) mesurent l'épaisseur photométrique effective et l'estiment à 1.4 ± 0.3 km. Sicardy *et al.* (1984) la ré-estime à $H = 1.1_{-0.5}^{+0.9}$ km tout en précisant que ce résultat doit sur-estimer la valeur de H pour plusieurs raisons :

1. La valeur de H prend probablement en compte la présence de particules kilométriques dans les anneaux. Par exemple, 10^5 particules de cette taille occuperont moins de 10^{-4} fois la surface totale des anneaux, mais recouvriront tous les anneaux lorsqu'ils sont vu par la tranche.
2. L'épaisseur des anneaux à proximité de divisions dues au couplage gravitationnel avec certains satellites augmente jusqu'à plusieurs centaines de mètres. Cela semble être le cas notamment aux bords de l'anneau B, surtout à la frontière avec la division de Cassini.
3. L'anneau F, lorsque le système est vu sous un angle d'élévation nul, doit fortement influencer les mesures photométriques. (Poulet *et al.*, 2000) estiment en effet son épaisseur physique à $H=21 \pm 4$ km. Ils associent cette forte valeur à l'interaction des plus grosses particules avec Pandore et Prométhée.

Anneaux	Distance (km)	q	R_{min} (cm)	R_{max} (m)	R_{eff} (m)
C	74490-91983	3.1	1	10	2.3
B	91983-117516	2.75	30	20	8.3
Cassini	117516-122053	2.75	0.1	20	7.0
A intérieur	122053-133423	2.75	30	20	8.3
A extérieur	133745-136774	2.9	1	20	6.0

TAB. 1.3 – Distribution de taille des particules dans les principaux anneaux de Saturne, d’après (French et Nicholson, 2000). q est l’indice de la loi de puissance, R_{min} et R_{max} sont les bornes inférieures et supérieures des rayons, $R_{eff} = R_{max} / (\ln(R_{max}/R_{min}))$ représente la taille efficace de diffusion ou d’émission dans le cas où $q=3$.

4. Les ondes spirales (" Bending waves ") présentes dans les anneaux modifient localement l’épaisseur du disque. La valeur de H observée n’est donc pas l’épaisseur locale, mais elle prend en compte les ondulations de surface.

Récemment, l’épaisseur verticale locale des anneaux a été dérivée à partir d’observations des ondes de densité dans les anneaux de Saturne. La valeur de H , localement, dans l’anneau A est ainsi estimée à 30 mètres (Shu *et al.*, 1983; Esposito, 1983). Quant à l’anneau C, elle est estimée à seulement 1 mètre (Rosen, 1989)!

Cette épaisseur peut être comparée au rayon R des particules. La distribution de taille peut être sondée en regardant à différentes longueurs d’onde la diffusivité, qui est gouvernée par le rapport R/λ . Les contraintes observationnelles indiquent que cette distribution peut être modélisée par une loi de puissance de la forme :

$$n(r)dr = Ar^{-q}dr \quad (1.4)$$

Où r est le rayon d’une particule, A et q sont des constantes, $n(r)dr$ est le nombre de particules dont le rayon est compris entre r et $r+dr$. La valeur de l’indice q détermine l’origine de la masse des anneaux. Dans le cas où $q > 4$, la masse du système réside essentiellement dans les petites particules. Dans le cas où $q < 4$, la masse des anneaux va être concentrée dans les plus grosses particules. La masse des anneaux n’étant pas infinie, il doit par ailleurs exister des limites aux rayons des particules r_{min} et r_{max} . French et Nicholson (2000), à partir d’un modèle de diffusion à 2 dimensions, ont pu dériver les valeurs de l’indice q ainsi que les bornes supérieures et inférieures des tailles de particules dans les anneaux principaux de Saturne. L’indice q vaut environ 3.1 dans l’anneau C, 2.8 dans la division de Cassini, et croît ensuite systématiquement avec la distance radiale à Saturne dans l’anneau A, de 2.7 à 2.10 rayons saturniens (r_s), à 3.0 à 2.24 r_s . Le tableau 1.5.2 synthétise les distributions de taille actuellement connues.

Les plus grosses particules de l’anneau C ont donc probablement une structure monocouche (la taille du disque équivalent à la taille des particules).

1.5.3 Rotation des particules : le spin

Au cours des collisions mutuelles dans les anneaux, l’énergie cinétique orbitale est transformée en énergie de rotation propre des particules, lorsque leur surface n’est pas lisse. La friction

de contact dépend de la distribution de taille et de l'état de surface. La quantité d'énergie convertie ainsi est encore difficilement mesurable, tout comme le spin des particules et leur vitesse de dispersion. Seules les très grosses particules formant un sillage derrière elles par effet de confinement gravitationnel (tel que le petit satellite Pan), pourront avoir un spin synchrone avec leur vitesse de rotation képlérienne autour de la planète, à l'instar de la plupart des satellites réguliers. Les autres particules vont voir leur axe de rotation changer continuellement sous l'effet des collisions. La norme du spin ω dépend principalement des vitesses de collision, des irrégularités de surface des particules (Salo, 1987), de leur taille, de la distribution de masse des particules voisines, et de l'élasticité des collisions. Des collisions parfaitement élastiques engendreront une équipartition entre l'énergie de rotation et l'énergie de translation, avec $\omega \propto r^{-1/2}$ (Colombo *et al.*, 1976). Mais cela ne peut pas être le cas dans les anneaux, les collisions étant inélastiques.

Harris (1979) a proposé une formule analytique pour calculer ω , pour une population de particules sphériques dont la distribution de taille suit une loi en puissance et dans laquelle l'accrétion est possible (Harris, 1979) :

$$\omega = \frac{5(4-q)}{6} \left[\frac{3(1 + \frac{v^2}{v_e^2})}{7-q} \right]^{1/2} \omega_c \quad (1.5)$$

où q est l'indice de la loi de distribution (≈ 3), v la vitesse relative de collision, v_e la vitesse d'évasion, et ω_c la fréquence de collisions. Cette équation n'est toutefois pas correcte pour des particules à l'intérieur de la limite de Roche, car elle ne tient pas compte de l'attraction gravitationnelle de la planète.

De nombreuses simulations numériques abordent la problématique des collisions et du spin des particules. Il apparaît qu'une partie de l'énergie d'agitation est stockée dans le spin des particules. La dispersion de leurs vitesses diminue et engendre ainsi un anneau moins épais (Araki, 1991; Salo, 1987). Toutes les simulations indiquent actuellement que le rapport entre la norme du spin ω et la vitesse de rotation képlérienne Ω vaut environ $\omega/\Omega = 0.3$ (Araki, 1991; Salo, 1987, 1995; Richardson, 1994)

Elle varie peu avec l'élasticité des collisions, la friction de la surface ou la profondeur optique. La dispersion autour de cette vitesse moyenne varie avec la distribution de taille des particules, lorsqu'on en tient compte. Ainsi, les plus petites vont avoir tendance à tourner beaucoup plus vite que les plus grosses, augmentant par la même la largeur de leur distribution de spin. Lorsque l'autogravitation est prise en compte ou bien dans des régions proches de la limite de Roche, plusieurs particules peuvent s'agglomérer, et le rapport ω/Ω augmente jusqu'à 0.6. Une autre approche, analytique, (Ohtsuki, 2005), basée sur l'étude énergétique des particules dans l'anneau C, confirme que le spin des petites particules de la taille d'un centimètre peut être jusqu'à deux ordres de grandeurs plus élevé que Ω .

1.6 Dynamique et émission thermique

Etat de surface des particules, orientation et norme du spin, fréquence des collisions, épaisseur du disque, distribution de taille sont donc des paramètres fondamentaux qui gouvernent

l'évolution dynamique, à petite échelle, des anneaux.

Les longueurs d'onde allant de l'ultraviolet à l'infrarouge proche (environ $5 \mu\text{m}$) correspondent à l'émission solaire réfléchi par les anneaux. L'interprétation des bandes d'absorption dans les spectres nous informe sur la nature du régolite (taille des grains) mais aussi sur sa composition chimique (bandes d'absorption de la glace d'eau à 1.6 et $2.0 \mu\text{m}$ par exemple). Les observations photométriques dans le visible permettent aussi, comme nous l'avons vu, de contraindre la structure verticale du disque, ou encore les propriétés de surface des particules (effet d'opposition...etc.).

Le flux émis par les anneaux dans le domaine de l'infrarouge moyen ou lointain (de $7\mu\text{m}$ à $1000\mu\text{m}$) est quant à lui associé à l'émission propre des particules. Le pic d'émission thermique des anneaux se situe en effet dans l'infrarouge moyen. La température T des anneaux de Saturne varie entre 80 et 110 kelvins suivant les saisons. Si l'on suppose que leur émission est proche de celle d'un corps noir, la longueur d'onde λ à laquelle ils émettent un maximum de flux est donnée par la loi de Wien :

$$\lambda(\mu\text{m}) = \frac{2.9 \cdot 10^3}{T} \quad (1.6)$$

Leur émission propre est donc maximale vers $30 \mu\text{m}$ de longueur d'onde. Elle correspond au rayonnement sous forme de chaleur, de l'énergie absorbée, en provenance du Soleil et de Saturne essentiellement.

L'émission infrarouge des anneaux de Saturne est une fonction complexe des propriétés physiques des particules elles-mêmes (composition chimique, état de surface, norme et direction du spin...) et des propriétés du disque (structure verticale, épaisseur, profondeur optique, écrantage mutuel des particules...). C'est cette complexité qui rend difficile la contrainte des paramètres physiques.

La source du rayonnement thermique étant différente de celle du rayonnement solaire réfléchi, contraindre les paramètres cités précédemment implique de passer par une modélisation différente. L'interprétation de l'émission thermique des anneaux permet aussi de contraindre la structure verticale (excursion moyenne verticale des particules de part et d'autre du plan moyen équatorial) du disque et les propriétés de surface du régolite (porosité, structure interne). Elle est donc complémentaire des modèles d'émission réfléchi, et permet de valider les modèles photométriques déjà existants dans les domaines visibles, radio et infrarouges proches. L'observation de l'émission thermique des anneaux est en revanche l'unique moyen aujourd'hui de pouvoir contraindre le spin des particules.

1.6.1 Observations en infrarouge : l'âge d'or avec CIRS et VISIR.

Les premières observations infrarouges des anneaux de Saturne ont débuté dans les années 70, avec l'élaboration des premiers bolomètres. Ces observations ont été obtenues en bande N et en bande Q, là où l'atmosphère laisse passer le rayonnement. Les premières observations

spatiales ont été obtenues à $45 \mu\text{m}$ grâce au radiomètre installé sur la sonde Pionner 11 en 1979 (Froidevaux et Ingersoll, 1980). Un an plus tard, le spectromètre IRIS (Infrared Interferometer Spectrometer and Radiometer) sur Voyager a pu détecter les anneaux entre 5 et $55 \mu\text{m}$ (Hanel *et al.*, 1981, 1982).

Au cours des 20 années suivantes, l'observation thermique des anneaux ne progressa pas et très peu de travaux furent publiés. A la fin des années 90, la conception de nouveaux capteurs sensibles au rayonnement infrarouge a permis de nouvelles observations, en particulier avec la caméra CAMIRAS au CFHT.

Depuis 2004, le spectromètre CIRS embarqué sur la sonde Cassini, ainsi que le spectro-imageur VISIR au VLT(ESO) ont apporté ce qu'il manquait jusqu'alors : une très bonne sensibilité et une haute résolution spatiale. CIRS est en effet sensible au rayonnement entre 7 et $1000 \mu\text{m}$, qui est un domaine spectral nettement plus large que celui d'IRIS (entre 5 et $55 \mu\text{m}$). Sa sensibilité est 10 fois meilleure. D'autre part, la présence de Cassini autour de Saturne pendant au moins 4 ans, permet de voir comment l'émission thermique varie au fur et à mesure que l'élévation solaire par rapport au plan des anneaux diminue. Les observations de CIRS à différents angles de phase vont aussi permettre de contraindre entre autres le spin.

Au sol, VISIR est limité à des angles de phase faibles, mais son principal atout réside dans sa sensibilité et surtout sa résolution spatiale qui, comme nous le verrons dans le chapitre 5, peut être équivalente à celle de CIRS. De plus, VISIR observe dans les bandes atmosphériques N et Q, là où justement la sensibilité de CIRS devient faible.

La période actuelle est donc une période en or pour l'exploration thermique des anneaux, après 20 ans de sommeil !

1.6.2 Inertie thermique et état de surface

Les particules en rotation képlérienne autour de Saturne passent périodiquement dans l'ombre de la planète et subissent ainsi un refroidissement et un réchauffement périodiques. Les vitesses de chute et de remontée en température nous donnent accès à l'inertie thermique. Cette inertie thermique dépend bien évidemment de la conduction thermique du milieu et par conséquent de l'état de surface des particules. Une structure très poreuse, dont la majeure partie du volume est occupée par du vide, ne permet pas de transmettre aisément la chaleur d'un endroit à un autre. A l'inverse, une structure très compacte favorisera la conduction de chaleur, augmentant par la même l'inertie thermique. Les variations longitudinales de température observées permettent donc d'avoir accès à la structure surfacique des particules.

Aumann et Kieffer (1973) sont les premiers à avoir mesuré la vitesse de réchauffement des particules en sortie d'ombre de Saturne pour estimer leur taille effective. Ils notent que seule une très faible conductivité peut restituer les vitesses de réchauffement observées. Froidevaux *et al.* (1981) dédie des observations à l'étude de ce phénomène et concluent qualitativement pour l'anneau B à une très faible inertie thermique, et une valeur limite inférieure à la taille des particules, de l'ordre de quelques millimètres, ce qui est conforme aux mesures effectuées précédemment. Tous ces résultats concernant l'inertie thermique des particules ne sont que quantitatifs, et il faut attendre les travaux de Ferrari *et al.* (1999, 2005a) pour quantifier pour

la première fois l'inertie thermique des anneaux B et C. A partir d'observations effectuées au CFHT en 1999, Ferrari *et al.* (2005a) estiment cette inertie égale à $3.5 \pm 1.2 \text{ J.m}^2\text{K}^{-1}\text{s}^{-1/2}$ (anneau B) et $6.3 \pm 3.0 \text{ J.m}^2\text{K}^{-1}\text{s}^{-1/2}$ (anneau C). Ces valeurs, de trois ordres de grandeurs inférieures à celle de la glace d'eau solide, sont compatibles avec celles mesurées sur certains Centaures comme Asbolus et Chiron (Fernández *et al.*, 2002). Cette faible inertie thermique implique une structure très poreuse ou parcourue de fractures à sa surface, ne permettant pas une bonne conduction de la chaleur.

L'inertie thermique de l'anneau A, n'a quant à elle jamais pu être mesurée car la résolution instrumentale ne le permettait pas. Il est intéressant de savoir si elle est aussi faible que celle des anneaux C et B. Dans le chapitre 7, je présente les premiers profils azimutaux de température de cet anneau obtenus au VLT, et je quantifie son inertie. D'autre part, les valeurs données par Ferrari *et al.* (2005a) ont été obtenues en supposant les anneaux structurés comme une couche plane, dans laquelle le transfert de chaleur était calculé. L'effet de la rotation des particules sur l'émission thermique ne pouvait donc être pris en compte que de manière paramétrique. Le chapitre 5 présente les valeurs que j'ai obtenues pour l'anneau C, par une modélisation granulaire, en considérant l'anneau constitué de particules sphériques en rotation.

1.6.3 Spin des particules

Ces premières estimations sont faites en supposant soit une très faible soit une très forte anisotropie d'émission des particules. Cela revient à supposer quelles tournent soient très lentement sur elles mêmes, soit très vite. On suppose encore qu'en tout point de l'orbite, les particules voient toutes les sources de chauffage simultanément. Enfin, les particules sont supposées distribuées suivant une structure verticale monocouche, ce qui n'est pas le cas de certains anneaux denses comme l'anneau B par exemple. L'effet de la rotation des particules sur l'émission thermique ne peut donc être pris en compte que de manière paramétrique.

Ces premières études de l'inertie thermique Γ suggèrent que les particules sont des rotateurs lents. La question qui se pose est de savoir à quelle vitesse elles tournent ? En effet, la distribution de spin $n(\omega)d\omega$ en norme et direction n'est actuellement pas connue.

Les simulations dynamiques locales les plus récentes tiennent compte d'une distribution de taille et d'un spin finis. La direction de l'axe de rotation de chaque particule ainsi que sa vitesse de rotation propre est calculée après chaque collision. Ces simulations apportent donc des informations sur le spin, mais les résultats dépendent des hypothèses choisies concernant les distributions de taille, les densités volumiques et surfaciques, ainsi que les coefficients de restitution qui vont intervenir dans les collisions.

Pour contraindre, par l'observation, la vitesse de rotation des particules dans les anneaux, nous devons observer l'émission thermique du disque en fonction de l'angle de phase et de la longitude planétocentrique car elle est fonction de l'inertie thermique Γ et du spin ω entre autres. La présence de CIRS depuis 2004 dans le système saturnien nous donne l'opportunité de mesurer l'anisotropie d'émission et de contraindre l'inertie et le spin. Les données d'IRIS que j'ai utilisées pour contraindre les spins dans l'anneau C donnent déjà de précieuses informations.

La difficulté réside dans la capacité à dériver les propriétés de rotation des particules à partir de ces données. Nous avons développé un modèle thermique d'anneau planétaire constitué de particules sphériques en rotation, qui permet de déterminer comment la température du disque soumis aux sources de chauffage multiples (Soleil, Saturne...etc), varie avec l'angle de phase et la longitude. L'originalité de ce modèle réside dans l'approche granulaire du problème. C'est actuellement le seul modèle thermique prenant en compte les spins.

En fonction de son orientation par rapport aux sources de chauffage (Soleil, Saturne,...etc) à l'instant t au cours de sa rotation, la température d'une particule va varier. Sa vitesse de réchauffement ou de refroidissement suite à une variation de son orientation (après une collision par exemple) n'étant pas infinie, son émission thermique va nous renseigner sur sa dynamique propre. Ainsi, une particule qui tourne très vite sur elle-même aura tendance à uniformiser sa température de surface. A l'inverse, une particule en rotation lente aura tendance à toujours avoir une face chaude et une autre froide, créant ainsi une forte anisotropie d'émission.

1.6.4 Structure et dynamique verticale

La structure thermique verticale des anneaux permet d'avoir accès à la répartition verticale des particules. En effet, la température en fonction de la profondeur dans l'anneau va dépendre de l'écrantage mutuel que se font les particules. Plus l'épaisseur augmente, moins les rayons lumineux pénétreront le milieu facilement. Le gradient thermique entre les faces éclairées et non éclairées dépendra alors de l'épaisseur du disque. Un anneau optiquement fin comme l'anneau C devrait ainsi théoriquement présenter une plus faible asymétrie entre ses deux faces que l'anneau B par exemple. Ce gradient va aussi dépendre de l'excursion verticale des particules de part et d'autres du plan équatorial au cours de leurs orbites. L'épaisseur effective du disque donne un ordre de grandeur de cette dispersion autour du plan équatorial de la planète. Ainsi, l'histoire thermique d'une particule tout au long de son orbite, est un marqueur de sa dynamique verticale.

Les observations infrarouges des anneaux de Saturne ont montré que la température de brillance dépendait de l'élévation du Soleil au-dessus du plan moyen des anneaux. Différents modèles radiométriques ont été développés pour tenter d'expliquer ces variations et de déterminer la structure verticale du disque à partir de ce phénomène. Kawata et Irvine (1975) tentent pour la première fois de modéliser en parallèle l'effet d'opposition observé dans le visible et l'infrarouge thermique, en supposant l'anneau homogène et multicouche. Le modèle est moins performant que le modèle monocouche de Froidevaux *et al.* (1981) pour reproduire les variations observées. Un modèle plus fin (Kawata, 1983) suppose un anneau multicouche et inhomogène verticalement. Des couches de particules plus sombres et plus chaudes baigneraient dans une brume de particules plus brillantes et plus froides. Ainsi, lorsque le soleil est bas par rapport au plan des anneaux, les particules plus froides sont observées depuis la Terre. A l'inverse, une élévation plus importante de la Terre et du Soleil permettent d'observer la couche centrale plus chaude. Cette couche centrale serait composée de grosses particules perdant du régolite au cours des collisions successives, formant ainsi des couches brillantes de brume. Cela suppose cependant que l'arrachage du gel de glace d'eau de la surface dégage des sous couches faites d'un matériau plus sombre. La forte probabilité de ré-accrétion des éjectas ainsi que l'absence de poussières observée dans les anneaux remet en cause cette théorie.

Froidevaux *et al.* (1981) développent un modèle monocouche qui reproduit bien ce phénomène saisonnier. Lorsque le Soleil est bas, les particules se font plus d'ombres entre elles et la température diminue. A l'inverse, pour une élévation plus importante du Soleil, les ombres se raccourcissent et les particules sont plus chaudes. La température des anneaux les plus denses augmente donc. Le cas de l'anneau C est légèrement différent, car étant optiquement fin, l'effet d'ombres mutuelles joue seulement pour les élévations assez faibles du Soleil par rapport au plan des anneaux. Quoi qu'il en soit, la structure verticale des anneaux reste encore incertaine. Des observations à différentes élévations sont nécessaires pour valider l'une ou l'autre des deux structures.

1.7 Objet de la thèse

Les collisions mutuelles entre les particules au sein des anneaux jouent donc un rôle fondamental dans les processus d'évolution du disque. La rotation des particules est un des nombreux paramètres qui entrent en jeu. Elle dépend des distributions et vitesses d'impacts, mais aussi de l'état de surface (rugosité, porosité...etc.). Les observations de l'émission thermique des anneaux sont un moyen de sonder l'état de surface, mais aussi de contraindre le spin des particules.

Cette thèse présente une étude des propriétés rotationnelles des particules dans les anneaux principaux de Saturne, à partir d'observations à différents angles de phase. Pour interpréter les variations d'émission thermique avec la longitude, nous avons développé un modèle thermique d'anneau planétaire constitué de particules sphériques en rotation, qui permet de déterminer comment la température du disque soumis aux multiples sources de chauffage varie avec l'angle de phase et la longitude. L'originalité de ce modèle réside dans l'approche particulière du problème. Nous décrivons ce modèle dans les **chapitres 2 et 3** et montrons comment les différents paramètres tels que l'albédo, l'inertie thermique et le spin des particules influencent la température du disque. Dans le **chapitre 4**, nous expliquons quels sont les différents instruments que nous avons utilisés pour mener à bien notre étude, que ce soit depuis le sol avec CAMIRAS/CFHT ou VISIR/VLT, ou encore depuis l'espace avec IRIS/Voyager ou CIRS/Cassini. La technique de réduction des données, spécifique à l'infrarouge, est également détaillée. Le **chapitre 5** est consacré à la première contrainte observationnelle de la vitesse de rotation des particules dans l'anneau C, dont la très faible épaisseur en fait un terrain idéal pour l'application du modèle monocouche. Dans le **chapitre 6**, nous nous intéressons aux variations azimutales de températures dans l'anneau A, à une période particulièrement propice, où ces dernières ne dépendent a priori quasiment que des vitesses de rotation des particules. Les images à très haute résolution nous ont en effet permis de mesurer pour la première fois ces fluctuations. Enfin, le **chapitre 7** correspond à la discussion des résultats et à leur mise en perspective.

Deuxième partie

Modélisation de l'émission thermique des anneaux planétaires

CHAPITRE 2

Modélisation de l'émission thermique

Sommaire

2.1	Albédo de Bond	36
2.2	Température d'une particule isolée	39
2.2.1	Particule fixe	39
2.2.2	Particule en rotation	39
2.3	Cas d'une particule dans les anneaux	40
2.4	Structure monocouche	41
2.5	Structure multicouche	44
2.6	Les limites des modèles actuels	46
2.6.1	Structure verticale	46
2.6.2	Problèmes actuels	47
2.7	Modèle à Spin	49
2.7.1	Géométrie du système et convention	49
2.7.2	Température de brillance et température physique de la particule	50
2.7.3	Bilan énergétique	52
2.7.4	Transfert conductif ou radiatif?	54
2.8	Résolution numérique	58
2.8.1	Hypothèses de départ	58
2.8.2	Conditions aux limites et condition initiale	58
2.8.3	Méthode de Crank-Nicholson	59
2.9	Résumé	63

Nous avons vu dans le chapitre précédent que l'étude des variations azimutales de l'émission thermique des anneaux, observées sous différents angles de phase, est un moyen unique pour contraindre la vitesse de rotation des particules, leur excursion verticale autour du plan du disque, mais aussi pour sonder leur état de surface révélateur des propriétés du régolite et de l'effet des collisions.

La modélisation de l'émission thermique d'une particule dans les anneaux, prise individuellement, et soumise à différentes sources de chaleur ne pose en soit pas de grandes difficultés.

Une importante littérature existe à ce sujet. Le problème est plus ou moins complexe suivant que l'on veuille modéliser l'ensemble des phénomènes radiatifs et conductifs ou seulement une partie. La simulation complète en 3 dimensions de ces phénomènes est faisable, tout en tenant compte de la composition de surface et de la rugosité. De tels travaux assez poussés ont déjà aboutis au développement de codes numériques calculant la température de surface d'astéroïdes et tenant compte de la forme non sphérique de l'objet. Lagerros (1998) a amélioré le modèle standard thermique en tenant compte de nombreux phénomènes tels que la structure irrégulière non sphérique, de la polarisation, de la rotation propre (spin), de l'effet de *beaming* dû à la rugosité de la surface, la diffusion multiple...etc, dans le but de modéliser l'émission de tels corps de l'infrarouge moyen ($7 \mu\text{m}$) au domaine radio (2 mm).

La tâche se complique rapidement lorsqu'il s'agit de modéliser un ensemble de particules représentant les anneaux, soumises à différentes sources de rayonnement, qui ne sont par ailleurs pas fixes et constantes dans le temps. La complexité vient essentiellement de la dynamique de chaque particule que l'on ne connaît pas, en dehors des résultats de simulations numériques ; mais aussi de l'écrantage mutuel que se font les particules les unes par rapport aux autres. Ainsi, il est très difficile de connaître à chaque instant les positions respectives des particules entre elles, car elles ont tendance à osciller autour du plan moyen du disque. De plus, des phénomènes transitoires et périodiques viennent s'ajouter au problème : les particules rentrent dans l'ombre de la planète environ toutes les 7 à 15 heures, et leur axe de rotation change en permanence. L'émission thermique d'un disque planétaire est donc la convolution du transfert de rayonnement au coeur même des particules, mais aussi du transfert de rayonnement collectif des particules. L'objectif des modèles thermiques est de pouvoir découpler les 2 afin d'avoir accès aux propriétés des particules, à partir de l'émission globale de l'anneau.

Il existe essentiellement deux modèles distincts d'émission thermique de disques planétaires supposant soit une structure monocouche dans laquelle les particules sont réparties dans le même plan, soit une structure à multicouches faite d'un empilement de couches planes. L'effet de la rotation des particules sur l'émission thermique ne peut donc être pris en compte que de manière paramétrique. De ce fait, les variations azimutales de température détectées depuis la Terre, ou encore les observations des sondes spatiales à fort angle de phase ne sont pas capables d'être reproduites et interprétées par ces modèles.

Nous avons développé un modèle thermique d'anneau planétaire constitué de particules sphériques en rotation, qui permet de déterminer comment la température du disque soumis aux sources de chauffages multiples, varie avec l'angle de phase, et la longitude. L'originalité de ce modèle réside dans l'approche granulaire du problème, qui permet d'inclure la rotation des particules. Nous avons choisi une approche simple avec une structure monocouche, pour comprendre l'impact des différents paramètres associés (Γ , ω , angle de phase, passage dans l'ombre...).

2.1 Albédo de Bond

Les modèles thermique qui vont être présentés dans la suite font appel à l'albédo de Bond. Nous allons préalablement et rapidement rappeler sa définition.

L'albédo définit de manière générale le rapport entre la puissance du champ électromagné-

tique réfléchi ou diffusé dans l'espace par une surface et la puissance incidente à cette surface. Sa valeur varie de 0 pour une surface qui absorbera entièrement les radiations, à 1 pour une surface parfaitement réfléchissante. Il existe différentes définitions de l'albédo que l'on peut répartir en deux catégories : **albédo normal** et **albédo de Bond**.

Pour un élément de surface, on peut définir l'**albédo normal** qui est le rapport entre la puissance lumineuse d'une surface diffusée ou réfléchie observée à angle de phase nul, et la puissance d'une surface de Lambert¹ illuminée et observée perpendiculairement. On parle alors d'albédo normal visible pour des longueurs d'onde correspondant au domaine visible du spectre électromagnétique. L'**albédo géométrique** (ou encore **albédo physique**) est une extension de cette définition appliquée à un objet sphérique : c'est le rapport de la puissance lumineuse d'une planète observée à angle de phase nul et de la puissance d'un disque lambertien illuminé et observé perpendiculairement. L'albédo géométrique d'un corps comme un astéroïde par exemple, peut être calculé si la distance de l'objet, sa taille et sa magnitude apparente sont connues et peut donner des informations sur la composition de surface.

L'**albédo de Bond** est aussi connu sous le nom d'**albédo sphérique**. Il représente le rapport entre la puissance totale réfléchie et/ou diffusée par un astre dans toutes les directions et la puissance reçue à sa surface. L'albédo de Bond est généralement défini sur une large partie du spectre électromagnétique. C'est une quantité importante qui rentre en jeu dans le bilan énergétique d'un corps.

L'albédo de bond et l'albédo géométrique ne sont pas indépendants l'un de l'autre. Si l'on considère un objet sphérique illuminé par le Soleil sur son hémisphère supérieur, on peut définir un élément de sa surface da qui va diffuser une partie des radiations solaires dans la direction de l'observateur. L'angle entre la direction de l'observateur et la normale à l'élément de surface da est l'**angle d'émission** ϵ . L'angle entre la direction solaire et celle de l'observateur est l'**angle de phase** θ . L'angle entre la direction solaire et la normale à la surface da est l'**angle d'illumination** α . On définit $\mu = \cos\epsilon$ et $\mu_o = \cos\alpha$. La réflectivité bidirectionnelle ρ de l'élément de surface da s'écrit alors :

$$\rho(\alpha, \theta, \epsilon) = \frac{\pi I(\alpha, \theta, \epsilon)}{\mu_o \pi \frac{F}{D^2}} \quad (2.1)$$

ou $I(\alpha, \theta, \epsilon)$ est l'intensité émise par l'élément de surface da dans la direction de l'observateur, $\pi F/D^2$ représente le flux solaire reçu à la distance D (en UA). En utilisant les relations trigonométriques en coordonnées sphériques entre les angles, l'intensité diffusée par l'élément de surface da , dans la direction de l'observateur s'écrit alors :

$$I(\alpha, \theta, \phi) = \frac{F}{D^2} \rho(\alpha, \theta, \phi) \cos\alpha \quad (2.2)$$

L'intégration de cette équation sur toute la surface apparente de la sphère donne l'intensité moyenne observable sous un angle de phase α et un azimuth ϕ_o .

¹Une surface Lambertienne réfléchit la lumière de façon isotrope et n'absorbe aucun rayonnement.

$$\langle I(\alpha, \theta, \phi) \rangle = \frac{F}{\pi R^2 D^2} \int \rho(\alpha, \theta, \phi) \cos(\alpha) \cos(\epsilon) da \quad (2.3)$$

R est le rayon de l'objet et

$$da = R^2 \sin\alpha d\alpha d\phi \quad (2.4)$$

L'intégration se réduit à la surface visible par l'observateur ($\epsilon \leq \pi/2$) et à la surface éclairée par le soleil ($\alpha \leq \pi/2$)

Cette équation est loin d'être facile à intégrer car $\rho(\alpha, \theta, \phi)$ n'est pas forcément connu. La puissance totale réfléchie par la particule sphérique s'obtient en intégrant l'intensité sur l'angle de phase et l'angle azimutal dans tout l'espace :

$$P_{reflechie} = \pi R^2 \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \langle I(\theta, \phi_o) \rangle \sin\theta d\theta d\phi_o \quad (2.5)$$

Dans le cas d'un objet relativement uniforme et qui ne présente pas d'anisotropie en surface, $\langle I(\theta, \phi_o) \rangle$ ne dépend pas de ϕ_o et :

$$P_{reflechie} = 2\pi^2 R^2 \int_0^{\pi} \int_0^{\pi} \langle I(\theta) \rangle \sin\theta d\theta \quad (2.6)$$

L'albédo de Bond A_V s'exprime alors comme le rapport entre la puissance réfléchie et la puissance incidente du flux solaire $P_{incident}$

$$P_{incident} = \pi R^2 \frac{\pi F}{D^2} \quad (2.7)$$

$$A_V = \frac{P_{reflechie}}{P_{incident}} = \frac{2}{F/D^2} \int_0^{\pi} \langle I(\theta) \rangle \sin\theta d\theta \quad (2.8)$$

$$A_V = \frac{\langle I(\theta=0) \rangle}{F/D^2} 2 \int_0^{\pi} \frac{\langle I(\theta) \rangle}{\langle I(\theta=0) \rangle} \sin\theta d\theta = pq \quad (2.9)$$

$p = \frac{\langle I(\theta=0) \rangle}{F/D^2}$ est l'albédo géométrique et équivaut à $\frac{3}{2}$ pour un disque lambertien.
 $q = 2 \int_0^{\pi} \frac{\langle I(\theta) \rangle}{\langle I(\theta=0) \rangle} \sin\theta d\theta$ est l'intégrale de phase.

Ainsi, l'albédo de Bond dépend de l'albédo géométrique, aisément mesurable depuis la Terre, à angle de phase quasiment nul, et de l'intégrale de phase, qui ne peut être obtenue qu'à partir des sondes spatiales car elle nécessite théoriquement une mesure de l'intensité diffusée à tous les angles de phase. Il faut par ailleurs pouvoir mesurer l'intensité diffusée pour une large gamme de longueurs d'onde. Les sondes Pionner et Voyager ont permis de mesurer l'albédo géométrique et l'albédo de Bond de Saturne : $A_V = 0.342 \pm 0.030$ et $p = 0.242 \pm 0.012$.

2.2 Température d'une particule isolée

2.2.1 Particule fixe

Une particule seule, isolée de toute autre source de chaleur en dehors du Soleil, va absorber une certaine quantité d'énergie provenant de ce dernier. La valeur du flux solaire en $W.m^{-2}$ qui va arriver à la surface de cette dernière, située à la distance D du Soleil, vaut :

$$F_{\odot} = \sigma T_{\odot}^4 \frac{R_{\odot}^2}{D^2} \quad (2.10)$$

Où D est la distance au soleil en km, R_{\odot} le rayon solaire en km, T_{\odot} est la température du Soleil σ est la constante de Stephan. Dans l'hypothèse où l'équilibre en surface est instantané (dans le cas d'une inertie thermique nulle par exemple), alors sa température au point subsolaire vaut :

$$T_{ss} = \frac{(1 - A_V)F_{\odot}}{\epsilon\sigma} = \frac{S(1 - A_V)}{\epsilon\sigma D_{AU}^2} \quad (2.11)$$

où S est la constante solaire ($S=1370 W.m^{-2}$), D et D_{UA} la distance au Soleil en kilomètres et en unités astronomiques, ϵ l'émissivité, et A_V l'albédo de Bond. La température en chaque point de la surface peut alors s'exprimer comme le produit de la température au point subsolaire par le cosinus de l'angle i d'illumination en ce point. La température équivalente de son hémisphère éclairé observé est alors égale à l'intégrale des températures en tout point sur toute la surface (Pollack, 1975).

$$T_{eq} = \int T_{ss} [\cos(i)]^{1/4} di \approx 0.84T_{ss} \quad (2.12)$$

Pour une distance au Soleil de 9.5 AU typique de celle de Saturne, si l'émissivité ϵ vaut 1 et l'albédo est nul (la particule absorbe comme un corps noir), alors on a $T_{ss}=127.9 K$ et $T_{eq} = 107.5K$.

2.2.2 Particule en rotation

Une particule sphérique en rotation ne va pas réémettre sa chaleur forcément sur la même face que celle qui est éclairée par le Soleil. Sa température d'équilibre dépend ainsi de sa composition chimique, de son inertie thermique, de sa taille et de sa vitesse de rotation.

L'efficacité d'absorption Q_{abs} est le rapport entre la section efficace d'absorption de la particule et sa surface totale. Q_{abs} peut être calculée par la théorie de Mie dans le cas de particules sphériques. Sa valeur moyenne intégrée sur tout le spectre solaire, pour une particule de rayon a , soumise au rayonnement solaire B_{ν} , s'écrit :

$$\bar{Q}_{abs}(a, T) = \frac{\int Q_{abs}(a, \nu) B_{\nu}(T) d\nu}{\int B_{\nu}(T) d\nu} \quad (2.13)$$

Les puissances absorbées et ré-émises par la particule s'écrivent alors :

$$P_{abs} = \pi a^2 \bar{Q}_{abs}(a, T_{\odot}) F_{\odot} \quad (2.14)$$

$$P_{emis} = f \pi a^2 \bar{Q}_{abs}(a, T_{eq}) \sigma T_{eq}^4 \quad (2.15)$$

Le paramètre f est en fait une quantité qui dépend de la vitesse de rotation de la particule et de son inertie thermique. Elle n'a pas vraiment de signification physique, mais elle est couramment employée. Des particules en rotation très rapide sur elles mêmes (ou bien avec une forte inertie thermique) vont avoir tendance à homogénéiser leur température de surface car la fréquence avec laquelle celle-ci sera soumise au rayonnement solaire sera élevée. Leur émission thermique se fait donc sur toute leur surface, soit sur $4 \pi a^2$ et $f=4$. A l'inverse, des particules lentes (ou avec une faible inertie thermique) auront un contraste thermique important entre l'hémisphère éclairé et celui qui est plongé dans la nuit. Dans ce cas, elles émettent uniquement sur un seul hémisphère et $f=2$.

La conservation de l'énergie impose que la particule émette autant d'énergie qu'elle n'en absorbe, donc d'après l'équation (2.10), la température d'équilibre est donnée par ² :

$$T_{eq} = T_{\odot} \left(\frac{\bar{Q}_{abs}(a, T_{\odot}) R^2}{\bar{Q}_{abs}(a, T_{eq}) f D^2} \right)^{1/4} = \frac{T_{ss}}{f^{1/4}} \quad (2.16)$$

Ceci est valable dans l'hypothèse où $(1 - A_V) = \bar{Q}_{abs}(a, T_{\odot})$ et $\epsilon = \bar{Q}_{abs}(a, T_{eq})$. Pour la même valeur de T_{ss} que celle trouvée précédemment, $T_{eq} = 107$ K pour $f=2$ et $T_{eq} = 90$ K pour $f=4$. La température de la face éclairée de la particule sera donc plus chaude pour un rotateur lent que pour un rotateur rapide, ce qui est logique, car une particule en rotation rapide uniformisera son flux incident sur une plus grande surface.

2.3 Cas d'une particule dans les anneaux.

Ce qui précède n'est valable que pour des particules isolées, soumises au rayonnement d'une seule source de chaleur. L'équilibre thermique d'une particule située dans les anneaux est considérablement plus complexe à calculer. Cette complexité provient de la difficulté de décrire la fonction source d'énergie incidente. En effet, une particule située dans les anneaux de Saturne est soumise au flux solaire, mais aussi au flux solaire visible réfléchi par la planète, au flux infrarouge provenant de Saturne, et au flux thermique et réfléchi des autres particules. La quantité de chacun de ces flux et leur direction variant en permanence avec le temps, il est bien plus difficile d'en tenir compte de façon réaliste.

Les particules étant assez proches les unes des autres, du moins dans les anneaux A, B et C, il est nécessaire de tenir compte d'un facteur d'écrantage représentatif de l'ombre qu'elles se font les unes par rapport aux autres par rapport aux sources principales de rayonnement. Par ailleurs, les particules peuvent passer d'un coté ou de l'autre de l'anneau, modifiant ainsi

²Cette dernière équation est équivalente à la suivante : $(1 - A_V) F_{\odot} = f \epsilon \sigma T^4$

la quantité d'énergie qu'elles vont recevoir.

En première approximation, une particule située à la distance a du centre de Saturne va absorber le flux suivant sur toute sa surface :

$$\underbrace{(1 - A_V)F_\odot}_{\text{Soleil}} + \underbrace{A_s(1 - A_V)F_\odot \frac{\Omega_P(\Phi_R)}{\pi}}_{\text{Réfléchi par Saturne}} + \underbrace{\frac{\sigma T_P^4 \Omega'_P}{\pi}}_{\text{IR Saturne}} + \underbrace{A_V(1 - A_V)F_\odot \frac{\Omega_R}{4\pi}}_{\text{Réfléchi voisines}} \quad (2.17)$$

où A_V est l'albédo de Bond de la particule, A_s celui de Saturne, $\Omega_P(\Phi_R)$ est l'angle solide sous lequel est vue l'hémisphère éclairé de la planète depuis la particule, à une longitude Φ_R dans les anneaux, Ω_P est l'angle solide sous lequel est vue Saturne depuis la particule (constant pour une orbite circulaire), et Ω_R est l'angle solide sous tendu par les particules les plus proches.

La quantité de flux réémis pas les particules dépend de la température de surface T_S et de l'écrantage mutuel des particules voisines et vaut :

$$F_T = \left(1 - \frac{\Omega_R}{4\pi}\right) f \epsilon \sigma T_S^4 \quad (2.18)$$

Ce schéma très simple cache en fait la difficulté à quantifier les différentes variables. L'équilibre thermique d'une particule comprise dans les anneaux de Saturne est bien plus complexe à décrire, car il dépend de nombreux facteurs comme l'écrantage mutuel que se font les particules entre elles, la diffusion de la lumière solaire, la multiplicité des sources de chauffage, ...etc. Les résultats dépendent grandement de l'hypothèse faite au préalable sur la structure des anneaux, qu'elle soit monocouche ou multicouche.

2.4 Structure monocouche

Dans un anneau à structure monocouche, on suppose que les particules sont réparties sur un plan. Par conséquent, la taille des particules, si elle est la même pour toutes, est en fait l'épaisseur du disque. Froidevaux et Ingersoll (1980) ont proposé un modèle thermique qui repose sur une telle structure. Les particules ont toutes le même rayon r et sont réparties régulièrement selon un maillage à pas constant. Le bilan énergétique décrit précédemment est quasiment le même, mais il tient compte de l'écrantage mutuel des particules entre elles. L'importance de cet écrantage avait déjà été mentionné pour l'anneau B par Aumann et Kieffer (1973).

Dans un tel système (voir la figure 2.1), où les particules ont toutes le même rayon r , et sont espacées régulièrement de la distance $2a$, la profondeur optique normale τ , qui est en fait la fraction de surface qu'occupent les particules pour un anneau observé perpendiculairement, est définie par :

$$1 - e^{-\tau} = n\pi r^2 \quad (2.19)$$

n représente le nombre de particules par unité de surface : $n=1/(4a^2)$.

On introduit alors le rapport $\alpha=a/r$. Cette quantité vaut approximativement 1.5 pour les anneaux A et B ($\tau \approx 1$), et 4 pour l'anneau C.

Froidevaux et Ingersoll (1980) ont introduit un terme d'écrantage $C(J, \alpha_s)$. Dans le cas où $J=B'$ est l'élévation solaire par rapport au plan des anneaux, C représente alors la fraction de particules éclairées car non situées dans l'ombre de leurs voisines en amont. Si $J=B$ et B représente l'élévation de l'observateur par rapport au plan des anneaux, C est la fraction de surface non écrantée observable. Froidevaux et Ingersoll (1980) n'ont pas réellement fait de différence entre les deux car ils utilisaient à l'époque leur modèle avec des observations terrestres, donc à faible angle de phase, et à une élévation solaire quasiment identique à l'élévation terrestre. Ce terme d'écrantage est défini comme :

$$C(B, \alpha_s) = 1 - \frac{2}{\pi} \left(\arccos[\beta(B, \alpha_s)] - \beta(B, \alpha_s)[1 - \beta^2(B, \alpha_s)]^{1/2} \right) \quad (2.20)$$

avec :

$$\beta(B, \alpha_s) = \alpha_s \sin B = \frac{a_s}{R} \sin B \quad (2.21)$$

FIG. 2.1 – Vue d'un anneau monocouche par dessus, pour deux azimuts différents. L'ellipse représente la projection d'un champ de vue circulaire vu depuis le Soleil (cas 1) ou depuis la position d'un observateur (cas 2). Dans le premier cas, les 2 ombres schématisées représentent l'ombre projetée de la première particule sur ses voisines pour deux élévations solaires B' , dans le second cas, elles représentent la partie non visible depuis un observateur à deux élévations B différentes. Ce type de maillage entraîne donc une variation du coefficient d'écrantage $C(B', \tau)$ ou $C(B, \tau)$ avec l'azimut, mais surtout avec B et B' .

La quantité $2a_s$ est la distance qui sépare deux particules sur la ligne de visée. Si les particules sont alignées dans la même direction que la ligne de visée, alors $a=a_s$. Dans le cas où l'angle azimutal varie légèrement, $a \leq a_s$ (voir figure 2.1). En fait, ce facteur d'écrantage dépend de B et de τ par l'intermédiaire de l'équation précédente. Ainsi, en fonction de l'angle azimutal sous lequel les particules sont observées, le facteur d'écrantage varie quelque peu. Il y a donc généralement une valeur minimale et maximale possible, suivant la valeur de a_s . Dans le but d'établir des fonctions d'écrantage plus réalistes, Froidevaux *et al.* (1981) a mesuré la fraction de flux traversant un ensemble de billes de rayon 1.8 cm, représentant les particules dans les anneaux, réparties aléatoirement. La profondeur optique du système est simplement obtenue en modifiant la distance moyenne entre les particules. Les résultats issus d'une centaine de mesures sont reproduits sur la figure (2.2).

Ainsi, dans l'écriture du bilan énergétique, le flux solaire doit être pondéré par ce facteur pour tenir compte de l'écrantage mutuel des particules entre elles. Si les anneaux sont observés depuis la Terre, alors l'angle d'élévation du Soleil B' est sensiblement le même que l'angle d'élévation de l'observateur B . Pour une valeur de B et B' proche de 0° , l'ombre projetée des particules sur les voisines derrière elle sera très longue. Le coefficient de non écrantage $C(B', \tau)$ va donc diminuer. A l'inverse, si les particules sont éclairées par un Soleil suffisamment haut

FIG. 2.2 – Valeurs minimales et maximales du coefficient d'écrantage pour différentes élévations au dessus du plan des anneaux. Les profondeurs optiques sont de 0.08, 1.5 et 0.5 respectivement pour les anneaux C, B et A. Les points correspondent aux mesures faites en laboratoire pour des profondeurs optiques similaires aux anneaux A et C.

par rapport au plan des anneaux pour qu'elles ne se fasse que très peu d'ombre mutuellement, elles vont recevoir un maximum de flux solaire et $C(B', \tau) \rightarrow 1$. Plus la profondeur optique augmente, plus l'écrantage devient important. Le bilan énergétique devient donc :

$$(1 - A_V)F_{\odot}C(B', \tau_0) \left(1 + A_V \frac{\Omega_R}{4\pi} \right) + A_s(1 - A_v)F_{\odot} \frac{\Omega_P(\Phi_R)}{\pi} + \frac{\sigma T_P^4 \Omega'_P}{\pi} = (1 - \frac{\Omega_R}{4\pi})f\epsilon\sigma T_P^4 \quad (2.22)$$

Où $C(B', \tau)$ est la fraction de surface du disque exposée au Soleil, et B' l'élévation du Soleil. Les particules sont alors chauffées à la température T_P et ré-émettent un rayonnement dans l'infrarouge.

Un observateur dont l'angle entre le plan des anneaux et sa ligne de visée vaut B , observera alors le flux I_{ν} , à la fréquence ν , tel que :

$$I_{\nu}(T_B) = \epsilon_{\nu} B_{\nu}(T_P)(1 - e^{-\tau}) \frac{C(B, \tau)}{\mu} \quad (2.23)$$

La température T_B est la température de brillance. Par définition, elle représente la température qu'aurait un corps noir s'il émettait la même quantité de flux I_{ν} , à la fréquence ν . Cette formule permet donc de calculer, dans l'hypothèse d'une structure monocouche, le spectre émis par les anneaux, en fonction de la température des particules.

Il est important ici de constater que ce formalisme ne considère pas les anneaux comme un ensemble de particules, mais plutôt comme une couche plane. Le coefficient d'écrantage permet de calculer la fraction de flux solaire que va recevoir le disque, et le paramètre f détermine si l'anisotropie thermique sera faible ($f=4$), ou forte ($f=2$).

2.5 Structure multicouche

Les mesures de l'épaisseur du disque, notamment dans les anneaux A et B montrent qu'elle est supérieure à la taille des plus grosses particules. Cela suppose donc une structure verticale du disque à plusieurs couches.

La modélisation de l'émission thermique des anneaux, dans l'hypothèse d'une structure multicouche, a été introduite par Kawata et Irvine (1975) pour un anneau verticalement homogène. Kawata (1983) a par la suite amélioré le modèle pour tenir compte d'une éventuelle hétérogénéité verticale. Ces modèles reposent sur le formalisme de Chandrasekhar (1960) qui

présuppose une géométrie plans parallèles axisymétrique. On considère donc les anneaux comme une succession de couches planes. Dans le cas ou l'on néglige la diffusion infrarouge dans les anneaux, le bilan énergétique se fait ici au niveau d'une couche interne à la profondeur τ .

$$(1 - A_V)e^{-\frac{\tau}{\mu_0}} F_\odot + f\pi \int J_\nu^n(\tau, B) d\nu = f\epsilon_{IR}\sigma T_{n+1}^4(\tau, B) \quad (2.24)$$

J_ν^n est l'intensité reçue par la couche considérée, dans la direction B, à l'intégration n ; T_{n+1} est la température qui résulte de cet équilibre, et $\mu_0 = \sin(B')$ avec B' qui est l'élévation solaire. Dans le cas où l'on suppose des rotateurs rapides, alors f=4 et :

$$J_\nu^n(\tau', B) = \frac{1}{2} \int_0^\tau B_\nu(T_n(\tau', B)) E_1(\tau - \tau') d\tau' + \frac{1}{2} \int_\tau^{\tau_0} B_\nu(T_n(\tau', B)) E_1(\tau' - \tau) d\tau' \quad (2.25)$$

où E_1 est l'intégrale exponentielle d'ordre 1, dont la valeur a été tabulée par Kourganoff (1952).

Dans le cas de rotateurs lents, ou à très faible inertie thermique, alors f=2 et les particules ne sont plus isothermes. L'équation (2.24) d'équilibre radiatif devient relative à celle du haut de la couche ³ soumise aux rayonnement avec $J_\nu^n = J_{\nu,U}^n$. Elle doit être complétée par son équivalent de l'autre coté de la couche ⁴ :

$$f\pi \int J_{\nu,L}^n(\tau, B) d\nu = f\epsilon\sigma T_{n+1,L}^4(\tau, B) \quad (2.26)$$

avec :

$$J_{\nu,U}^n(\tau, B') = \int_0^\tau B_\nu(T_{n,L}(\tau', B')) E_1(\tau - \tau') d\tau' \quad (2.27)$$

$$J_{\nu,L}^n(\tau, B') = \int_0^\tau B_\nu(T_{n,U}(\tau', B')) E_1(\tau' - \tau) d\tau' \quad (2.28)$$

$J_{\nu,U}^n$ et $J_{\nu,L}^n$ sont respectivement les demi intensités moyennes des couches supérieures et inférieures, T_U et T_L sont les températures respectives des deux couches.

Le profil de température final peut alors être déduit par convergence en partant des conditions initiales suivantes pour un anneau avec f=4 :

³Le haut de la couche est indicé par U (comme upper)

⁴Le bas de la couche est indicé par L (comme lower)

$$T_1^A(\tau, B) = \frac{F_{\odot}(1 - A)e^{-\tau/\mu}}{f\epsilon\sigma} \quad (2.29)$$

ou si $f=2$:

$$T_{1,L}(\tau, B) = 0 \quad (2.30)$$

$$T_{1,U}^A(\tau, B) = \frac{F_{\odot}(1 - A)e^{-\tau/\mu}}{f\epsilon\sigma} \quad (2.31)$$

Une fois la température calculée, on peut obtenir le spectre émis par l'anneau en intégrant les flux des différentes couches pondérées par leur profondeur optiques respectives.

$$I_{\nu}(T_B) = \epsilon_{\nu} \int_0^{\tau} B_{\nu}(T(\tau, B))e^{-\tau/\mu} \frac{d\tau}{\mu} \quad (2.32)$$

Dans l'hypothèse d'un anneau isotherme, la température ne varie pas avec la profondeur optique et cette équation se simplifie ainsi :

$$\boxed{I_{\nu}(T_B) = \epsilon_{\nu} B_{\nu}(T(B))(1 - e^{-\tau/\mu})} \quad (2.33)$$

La formulation se complique encore si l'on tient compte de la diffusion multiple au sein des anneaux ou si l'on rajoute le flux de Saturne. Ce type de modèle permet cependant de tenir compte d'un certain gradient thermique vertical. Il est intéressant de constater une certaine ressemblance dans la formulation entre monocouche et multicouche.

2.6 Les limites des modèles actuels

2.6.1 Structure verticale

Les modèles monocouche et multicouches sont deux approches différentes pour étudier l'émission thermique des anneaux. Les deux formules associées permettant de calculer la température de brillance montrent une dépendance avec l'élévation de l'observateur par rapport au plan des anneaux. Les précédentes observations infrarouges autour de $20 \mu\text{m}$ ont clairement montré une variation de température de brillance avec B , lorsque les anneaux sont observés depuis la Terre à faible angle de phase (résumé par Froidevaux *et al.* (1981)). La forme de ces variations doit permettre d'une part de mieux contraindre la structure verticale des anneaux, mais aussi d'estimer de façon qualitative la vitesse de rotation des particules (lente si $f=2$, rapide si $f=4$).

Les variations de T_B avec l'angle B sont différentes entre l'anneau C et les anneaux A et B, nettement plus denses (Figure 2.3). La température de brillance des anneaux A et B augmente avec l'angle B . Dans l'hypothèse du modèle monocouche, ces variations peuvent s'expliquer par le fait que lorsque le Soleil est bas, les ombres mutuelles projetées sur les particules augmentent ce qui a pour effet de diminuer la quantité de flux reçu par les particules T_B . La distinction

FIG. 2.3 – Température de brillance des anneaux B et C observées en bande Q vers $20 \mu\text{m}$ pour plusieurs élévations solaires (d'après Esposito *et al.* (1984)). Les courbes correspondent aux résultats des différents modèles pour $f=2$ et $f=4$. La ligne pleine correspond au modèle de Froidevaux *et al.* (1981), la ligne en pointillés au modèle multicouche verticalement hétérogène de Kawata (1983), la ligne en tirés au modèle multicouche hétérogène de Kawata et Irvine (1975). Le facteur f correspond à des rotateurs lents ($f=2$) ou rapides ($f=4$).

entre monocouche et multicouches est assez difficile à établir pour ces anneaux. Cependant, dans les 2 cas, une valeur de $f=4$ ne permet pas de reproduire les observations, ce qui signifie que la rotation des particules dans les anneaux doit être lente. Par ailleurs, le modèle multicouche homogène décrit ci-dessus semble en difficulté pour des élévations B supérieures à 10° . Le modèle multicouches avec une hétérogénéité verticale introduite par Kawata (1983) semble plus à même de reproduire l'augmentation de température lorsque l'inclinaison des anneaux croît.

Le température de brillance dans l'anneau C semble diminuer lorsque l'élévation des anneaux augmente (du moins, vu depuis la Terre). Ceci s'explique car la profondeur optique étant plus faible ($\tau=0.1$ en moyenne), l'effet d'ombres mutuelles ne joue que pour les faibles élévations. Au delà de quelques degrés, c'est le facteur de remplissage $C(B, \tau)$ qui intervient. Plus les particules sont vues sous un angle important, plus la fraction de fond de ciel vu à travers les anneaux augmente, ce qui a pour effet de diminuer la température de brillance. La nature monocouche de l'anneau C a un moment été mise en doute (Esposito, 1984), mais de plus récentes observations infrarouge (Ferrari *et al.*, 1999) confirment que les courbes azimutales de températures observées à $20 \mu\text{m}$ sont compatibles avec cette structure, pour des rotateurs lents ($f=2$).

2.6.2 Problèmes actuels

Les modèles actuels ont un défaut majeur : ils ne considèrent en effet les anneaux que comme une couche plane ou un empilement de couches planes. L'effet de la rotation des particules sur l'émission thermique ne peut donc être pris en compte que de manière paramétrique. La quantité f permet en effet de modéliser l'anisotropie d'émission engendrée par la contraste jour/nuit des surfaces, mais il est impossible de dériver la vitesse de rotation des particules à partir de ces formalismes.

De plus, ces deux approches supposent que les flux F_T provenant des différentes sources de rayonnement, que va recevoir un élément plan dans anneaux, est constant tout au long de l'orbite. Une telle approche du problème a pour conséquence que pour un angle B d'élévation de l'observateur donné, la température de brillance observée à une longitude ϕ_R autour de la planète sera la même quel que soit l'angle de phase sous lequel un observateur reçoit l'émission thermique. Autrement dit l'observable T_B va être indépendante de l'azimut de l'observateur.

Ferrari *et al.* (1999) ont amélioré le modèle monocouche en tenant compte du passage dans

l'ombre des anneaux de Saturne et en tenant compte de la modulation du flux solaire réfléchi par Saturne avec la longitude autour de la planète (voir modèle monocouche ci-dessus), mais le spin n'est toujours pas quantifié dans le bilan énergétique.

Les courbes azimutales de températures observées par Ferrari *et al.* (1999) montrent un gradient à grande échelle qui n'est pas compatible avec ces hypothèses. Une légère augmentation de T_B lorsque les particules s'apprêtent à rentrer dans l'ombre de la planète a été associée à la présence de rotateurs lents, et elle ne peut pas être reproduite par les modèles actuels. Cette forme est tout à fait révélatrice de la forte anisotropie d'émission générée par des particules sphériques.

Il est clair que les données obtenues à fort angle de phase nécessitent de tenir compte de cet effet. Les premiers spectres thermiques obtenus par la sonde Voyager et son spectromètre IRIS ont clairement montré une différence de 5 à 10 kelvins dans l'anneau C par exemple entre faible et fort angle de phase.

Le modèle thermique d'anneau planétaire constitué de particules sphériques en rotation, que nous avons développé, permet de déterminer comment la température du disque soumis aux sources de chauffages multiples (Soleil, Saturne...etc), varie avec l'angle de phase, et la longitude. L'originalité de ce modèle réside dans l'approche granulaire du problème et dans le fait que nous calculons précisément la vitesse de rotation des particules. Nous avons choisi une approche simple avec un modèle monocouche, pour comprendre l'impact des nombreux paramètres associés.

Le développement d'un modèle multicouche avec prise en compte du spin est en effet extrêmement complexe car il intègre plus de paramètres.

2.7 Modèle à Spin

Le modèle à spin utilise le même formalisme que celui du modèle monocouche de Froidevaux *et al.* (1981). La principale évolution de cette approche est que l'on considère maintenant les anneaux comme un ensemble de particules sphériques, identiques, avec une inertie thermique finie, et un spin similaire pour toutes les particules, en direction et en norme. Les particules sont réparties selon une structure monocouche, ce qui semble être le cas, au moins pour les plus grosses, dans les anneaux A et C de Saturne. Les phénomènes transitoires auxquels sont soumises les particules, comme le passage dans l'ombre de la planète à chaque orbite, ou encore le cycle diurne dû au spin sont pris en compte.

Le calcul du flux ne se fait plus sur une surface plane, avec un facteur d'anisotropie f pour tenir compte d'une rotation très lente ou très rapide, mais le bilan radiatif et le calcul de la température est réalisé à l'échelle des éléments de surface des particules. Chaque facette n'est alors plus soumise à toutes les sources de chaleur simultanément et sa température peut être différente de celle de ses voisines. Cela entraîne des différences de températures à sa surface, à chaque instant. L'anisotropie d'émission thermique peut ainsi être calculée pour différentes valeurs du spin, différents albédos et différentes inerties thermiques. Alors que la température moyenne de l'élément d'anneau était utilisée dans le modèle de Froidevaux *et al.* (1981) pour calculer la brillance de l'anneau, elle est ici remplacée par la température effective de l'hémi-

FIG. 2.4 – Durée de passage dans l'ombre des particules en fonction de l'élévation solaire B' . Les différentes courbes correspondent à des particules en rotation képlérienne, à la distance a du centre de Saturne. Lorsque B' devient supérieure à 22° environ, certaines particules de l'anneau A ne sont jamais éclipsées.

FIG. 2.5 – Référentiels définis dans le modèle à spin (voir le texte).

sphère visible de la particule.

L'idée est donc de calculer les flux reçus par chaque élément de surface d'une particule, d'en déduire la température à sa surface, puis finalement de calculer la température de brillance de tout l'anneau constitué de particules identiques. Cette température va dépendre d'une part des propriétés physiques et thermiques de surface, mais aussi des propriétés dynamiques comme le spin.

2.7.1 Géométrie du système et convention

Les particules sphériques, en rotation képlérienne autour de Saturne, absorbent une certaine quantité de flux en chaque point de leur surface. Elles passent périodiquement dans l'ombre. La durée de l'éclipse varie avec l'élévation des anneaux par rapport au Soleil. Elle est quasiment constante près de la planète comme dans l'anneau C par exemple, et elle varie dans l'anneau A de 7500 secondes environ à 0 secondes. (voir figure 2.4).

Toutes les particules étant supposées identiques, de même rayon et même spin, l'étude du comportement thermique d'une seule d'entre elles permet de modéliser intégralement l'émission thermique des anneaux. La position d'une particule le long de son orbite, supposée circulaire, est donnée dans un repère polaire par sa distance a par rapport au centre de Saturne et sa longitude ϕ_R dans le référentiel de la planète $P(X_P, Y_P, Z_P)$. $\phi_R=0$ lorsque la particule est dans la direction antisolaire par rapport à Saturne. Les coordonnées sphériques du Soleil et d'un observateur dans le repère P sont données respectivement par $(D_{UA}, B', \phi_0=180^\circ)$ et (r_{sc}, B, ϕ_{sc}) . Un autre repère $R(X_R, Y_R, Z_R)$ centré sur la particule, tourne à la vitesse képlérienne Ω autour de Saturne, son axe Y_R étant fixé dans la direction azimutale solaire, et Z_R étant perpendiculaire au plan des anneaux (Figure 2.5). Un troisième repère $L(X_L, Y_L, Z_L)$, aussi centré sur la particule, mais en rotation avec son spin permet de localiser les éléments de surface sur la particule, dont on calcule par la suite la température, par leurs coordonnées sphériques $(r, \delta, \phi)_L$ (Figure 2.5). Ce repère L tourne sur lui-même à la même vitesse que le spin de la particule, suivant son axe Z_L . L'orientation du spin, supposée constante le long de l'orbite, est définie par l'inclinaison et l'azimut de l'axe Z_L dans le repère R par (α_P, δ_P) .

2.7.2 Température de brillance et température physique de la particule

Le flux provenant de l'émission thermique d'une particule sphérique dans les anneaux, dont chaque élément de surface est à une certaine température, correspond à la somme pondérée de

tous les flux provenant des éléments de surface visibles.

$$I_\nu(T_B) = \frac{\int \int \epsilon B_\nu(T_s) \cos(\theta) dS}{\pi r^2} \quad (2.34)$$

L'émissivité ϵ est supposée constante et égale à 1. Ceci est relativement correct pour les longueurs d'ondes auxquelles nous étudions l'émission thermique depuis la Terre, aux alentours de 20 μm . Pour des longueurs d'ondes plus grandes, la glace d'eau qui compose les anneaux devient de plus en plus transparente et son émissivité décroît sensiblement.

La température effective de l'hémisphère visible de la particule est ensuite déduite avec la loi de Stephan :

$$\int I_\nu(T_p) = \epsilon \sigma T_{EFF}^4(\phi_R) \quad (2.35)$$

La température de brillance de l'anneau va ensuite dépendre de la température effective T_{EFF} , du facteur de remplissage (lui même dépendant de la profondeur optique), et de la façon dont les particules sont disposées les unes par rapport aux autres. Puisque nous supposons un anneau monocouche, c'est à dire dont les particules sont espacées régulièrement et réparties sur un même plan, seule la fraction $C(B, \tau)$ de leur surface apparente est visible depuis l'observateur. Plus l'anneau est vu sous un angle fermé, plus l'écrantage mutuel augmentera. Par ailleurs, une forte profondeur optique aura le même effet : les particules sont plus proches les unes des autres, se faisant écran mutuellement. La température de brillance de l'anneau considéré est alors définie comme dans l'équation (2.23) :

$$I_\nu(T_B) = \epsilon_\nu B_\nu(T_{eff})(1 - e^{-\tau}) \frac{C(B, \tau)}{\mu} \quad (2.36)$$

2.7.3 Bilan énergétique

Le modèle à spin utilise le même formalisme que celui du modèle monocouche de Froidevaux *et al.* (1981). L'élément de surface utilisé dans ce dernier est ici remplacé par une particule sphérique. La particule est subdivisée en de multiples éléments de surface. La quantité d'énergie que va recevoir une facette d'une particule à un instant donné dépend de son orientation par rapport aux différentes sources de chauffage, qui est liée au spin de la particule. Les principales sources de rayonnements sont :

- Le flux du Soleil : C'est la source principale
- Le flux du Soleil réfléchi sur l'atmosphère de saturne
- Le flux infrarouge provenant de l'émission thermique de Saturne
- Le flux solaire réfléchi sur les particules voisines
- Le flux infrarouge en provenance des particules voisines

Ainsi, si l'on se réfère à la formule 2.22, le flux total F_T reçu par la surface d'une facette d'une particule à l'instant t devient :

$$F_T(t) = (1 - A_V) F_\odot C(B, \tau_0) (\cos(\theta_{0w}) + A_V \frac{\Omega_R}{4\pi}) + A_s (1 - A_V) F_\odot \frac{\Omega_P(\Phi_R)}{\pi} \cos(\theta_{Sat}) + \frac{\sigma T_P^4 \Omega'_P}{\pi} \cos(\theta_{Sat}) \quad (2.37)$$

où θ_{0w} et θ_{Sat} sont les inclinaisons instantanées du Soleil et de Saturne à la surface.

En fait, cette formule n'est vraie que pour des particules suffisamment loin de la planète. Elle suppose en effet que les différentes sources d'éclairement sont ponctuelles. Si cela est plus ou moins correct pour le Soleil, ça ne l'est plus dans le cas de Saturne. Une particule située au milieu de l'anneau C à 84000 km du centre de Saturne par exemple verra cette dernière sous un angle solide très important. Il est donc essentiel de tenir compte de cette proximité en calculant précisément la contribution de chaque élément de surface de Saturne, aussi bien en émission infrarouge qu'en lumière solaire réfléchi. Le flux absorbé F_T en chaque point de la surface de la particule considérée, située à la longitude ϕ_R dans les anneaux s'écrit donc :

$$\begin{aligned}
& (1 - A_V)F_{\odot}C(B', \tau_0)\cos(\theta_{0L}) + \\
& (1 - A_V)A_V \frac{\Omega_R}{4\pi} C(B', \tau_0) + \\
& \int \frac{\sigma T_P^4}{\pi} \cos(\theta_S) \frac{dS_{Sat}}{l_S^2} + \\
& A_S(1 - A_V) \frac{F_{\odot}}{\pi} \int \cos(\theta_S)\cos(\theta_{0S}) \frac{dS_{Sat}}{l_S^2} + \\
& F_T \frac{\Omega_R}{4\pi} = F_T = \epsilon\sigma^4 S
\end{aligned} \tag{2.38}$$

- Le premier terme est le flux solaire absorbé lorsque l'angle d'incidence solaire local vaut θ_{0L}
- Le second est le flux solaire réfléchi et diffusé par les particules voisines sous-tendues par un angle solide Ω_R . Cette contribution est supposée isotrope. Dans le cas d'un anneau monocouche où les particules sont réparties régulièrement, les 4 particules les plus proches sont distantes de $2a$ du centre de la particule test, et les 4 autres sont distantes de $2\sqrt{2}a$. L'ensemble est alors vu sous un angle solide $\Omega_R = 6(1 - e^{-\tau})$, d'après l'équation (2.19). Cependant, elles ne sont pas toutes vues en même temps par un élément de surface, et il est fort probable que 2 seulement soient observables en un point de la particule, à un temps donné, par conséquent, nous choisissons $\Omega_R = 1.5(1 - e^{-\tau})$.
- Le troisième terme représente la somme de tous les flux thermiques incidents de tous les points de Saturne visibles depuis l'élément de surface de la particule, qu'il va absorber. Le flux thermique provenant de chaque élément de surface de Saturne dS_{SAT} , vu sous l'angle d'incidence local θ_S , et à la distance l_{SAT} de la particule, est ainsi intégré sur tous les points visibles de Saturne, à la distance a . Afin de tenir compte d'un éventuel écrantage dans le plan équatorial par les autres particules, ce flux est divisé par 2 lorsque la profondeur optique géométrique est supérieure à 0.7. Au delà, la densité surfacique du disque est trop forte pour pouvoir former une structure monocouche.
- Le quatrième terme est le flux solaire réfléchi par Saturne, que va absorber la particule. Le principe est le même que précédemment : on intègre le flux provenant de chaque élément de surface de Saturne éclairé sous un angle d'incidence θ_{0S} .
- Enfin, le dernier terme, à gauche représente le flux thermique émis par les particules voisines. Son calcul exact est très difficile, car il suppose de tenir compte de la diffusion interne dans les anneaux. Sa contribution reste faible par rapport aux autres sources (Ferrari *et al.*, 1999). Nous faisons ici simplement l'hypothèse qu'il est isotrope, et qu'il

dépend de F_T . Ce rayonnement thermique, tout comme celui de Saturne sont ici totalement absorbés par la particule. Cette hypothèse reste vraie pour des longueurs d'onde proches de $20 \mu\text{m}$ car l'émissivité vaut alors 1.

Le facteur de non écrantage est ici supposé identique pour tous les éléments de surface de la particule. Ceci n'est bien évidemment rigoureusement pas vrai, car les facettes de la particule situées dans le plan équatorial du disque, à un instant donné, seront nettement plus écrantées par les particules proches que les secteurs de la particule situés au dessus et en dessous du plan des anneaux.

2.7.4 Transfert conductif ou radiatif ?

La quantité de chaleur absorbée par la surface d'une particule va pénétrer dans le milieu progressivement. Ce transfert de chaleur peut se faire sous 3 formes distinctes :

1. Par convection : Ce type de transport nécessite une mise en mouvement de la matière et est donc inapproprié au régolite.
2. Par radiation : Chaque élément de volume communique son énergie à l'extérieur en rayonnant. Ce type de transport peut aussi bien se faire par contact entre 2 éléments du régolite qu'au travers du vide. Ainsi, deux éléments de volume n'ont pas besoin d'être reliés physiquement pour échanger leur flux thermique.
3. Par conduction. Cela correspond à une agitation moléculaire communiquée de proche en proche. La conduction a donc besoin de la matière. Dans le cas d'une surface cristalline, les vibrations moléculaires engendrées par une agitation thermique se transmettent par agitation des électrons libres, ce qui rend le transfert de chaleur assez efficace. Par contre, si la surface est composée de solide amorphe, la conduction se fait par collisions entre les molécules.

Le transfert de chaleur dans le régolite ne peut donc se faire a priori que par conduction ou par radiation.

Equation de la chaleur

Nous considérons à priori que la conduction est le principal mode de transfert de chaleur. C'est le mécanisme le plus efficace pour transporter un flux thermique au sein des surfaces planétaires. Nous vérifierons cette hypothèse par la suite. C'est par ailleurs aussi un mode très efficace dans les hautes atmosphères planétaires très ténues (thermosphère), là où le libre parcours moyen est excessivement grand (les atomes changent rapidement de position, ce qui augmente la conductivité).

De façon générale, un gradient de température ∇T entre 2 milieux va entraîner un transfert de chaleur Q (ou densité de courant thermique) à la frontière de ces deux milieux. La loi de Fourier exprime Q en fonction de T :

$$Q = -K\nabla T \quad (2.39)$$

Q s'exprime en $W.m^{-2}$ et correspond à un flux thermique. K est la conductivité thermique du matériau. Elle représente la capacité d'un élément à transmettre la chaleur, et s'exprime

en $W.m^{-1}.K^{-1}$. C'est une fonction de la composition du milieu, de la température et de la pression dans une moindre mesure. La chaleur spécifique C , ou capacité thermique, est la quantité d'énergie Q nécessaire pour augmenter la température d'un gramme de matière de 1 Kelvin, à pression ou volume constant : on parle alors de capacité calorifique à volume constant ou à pression constante (notés respectivement C_p et C_v). Elles s'exprime en $J. K^{-1}.kg^{-1}$ et représente la capacité du régolite à conserver la chaleur. Nous avons $C_p=C_v$ lorsque la pression et le volume sont constants. Les variations de température T en fonction du temps t , à la frontière d'un milieu, sont données par l'équation suivante :

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial Q_{int}}{\partial t} - \nabla \cdot Q \quad (2.40)$$

La variable $\frac{\partial Q_{int}}{\partial t}$ est en fait la puissance volumique de chaleur par unité de temps et est nulle dans le cas où il n'y a pas de source de chaleur interne (telle que radioactivité par exemple), ce qui est le cas dans les particules des anneaux planétaires. Cela n'est plus vrai pour des corps suffisamment gros qui peuvent générer eux-mêmes une partie de leur énergie. ρ est la densité volumique de la matière en question.

Les équations (2.39) et (2.40) donnent donc dans le cas d'un milieu homogène et isotrope :

$$\Delta T = \frac{\rho c}{K} \frac{\partial T}{\partial t} - \frac{\partial Q_{int}}{K \partial t} = \frac{1}{\alpha_D} \frac{\partial T}{\partial t} - \frac{\partial Q_{int}}{K \partial t} \quad (2.41)$$

La variable α_D est la diffusivité thermique (en $m^2.s^{-1}$). Un grande diffusivité équivaut donc à une forte conductivité thermique K , c'est à dire une grande vitesse de transfert de chaleur pour un gradient de température donné, ou une faible capacité calorifique, c'est à dire une moindre capacité à absorber l'énergie transférée pour augmenter la température. Si l'on est dans des conditions d'équilibre (T est constante), avec des sources de chaleur interne, alors on a l'équation de Poisson :

$$\Delta T + \frac{\partial Q_{int}}{K \partial t} = 0 \quad (2.42)$$

Dans le cas où il n'y a pas de source de chaleur, on retrouve l'équation de Laplace :

$$\Delta T = 0 \quad (2.43)$$

Dans la suite, nous supposons qu'il n'y a bien sûr pas de source propre de chaleur au sein des particules dans les anneaux de Saturne. L'équation 2.41 nous donne donc l'équation de la chaleur pour un milieu isotrope homogène :

$$\Delta T = \frac{\rho c}{K} \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{\alpha_D} \frac{\partial T}{\partial t} \quad (2.44)$$

C'est cette équation que nous utiliserons par la suite pour calculer la température de surface des particules. L'amplitude et la phase des variations périodiques de températures dues aux

variations de flux liées au spin de la particule ou à sa rotation autour de la planète, ainsi que le gradient de température avec la profondeur sous la surface sont ensuite déterminées par l'inertie thermique définie par :

$$\Gamma = (1 - p)\sqrt{K\rho C} \quad (2.45)$$

Elle mesure la capacité d'une surface de porosité p à stocker de l'énergie et s'exprime en $Jm^{-2}K^{-1}s^{-1/2}$.

Conductivité thermique et capacité calorifique

Les travaux de Klinger (1981) ont montré une relation de dépendance entre la température et la conductivité thermique de la glace d'eau :

$$C(T) = 7.49T + 90 \quad (2.46)$$

où T est la température exprimée en Kelvin. Dans le cas de la glace d'eau pure, située au sein des anneaux de Saturne, $T \approx 90$ Kelvins, donc $C \approx 800 J.kg^{-1}.K^{-1}$.

La conductivité thermique qui apparaît dans la loi de Fourier donne une indication sur la quantité de chaleur nécessaire à apporter pour augmenter la température de 1 kelvin. En général, la conductivité thermique va de pair avec la conductivité électrique : généralement, de bons conducteurs électriques sont aussi de bons conducteurs thermiques. D'un point de vue atomique, la conductivité thermique est liée à deux types de comportement :

- le mouvement des porteurs de charges, électrons ou trous.
- l'oscillation des atomes autour de leurs positions d'équilibre.

Dans les métaux, le mouvement des électrons libres sera prépondérant alors que pour les non-métaux, c'est la vibration des ions qui sera prépondérante. La conductivité thermique est donc liée d'une part à la conductivité électrique (mouvement des porteurs de charge) et à la structure même du matériau (vibrations des atomes). En effet dans un solide, les vibrations des atomes ne sont pas aléatoires et indépendantes les unes des autres, mais correspondent à des modes propres de vibration, aussi appelés phonons. Ces modes propres de vibration correspondent à des ondes qui peuvent se propager dans le matériau, si sa structure est cristalline et périodique. Cette contribution sera donc plus importante dans de la glace d'eau cristalline que sous une forme amorphe. La conductivité thermique évolue avec la température. Ainsi, pour des faibles gradients de température, et dans le cas des solides, elle répond à la loi suivante :

$$K(T) = K_0(1 + \gamma(T - T_0)) \quad (2.47)$$

K_0 est une constante et γ est le coefficient thermique de $K(T)$. Dans le cas particulier de la glace d'eau cristalline, la conductivité thermique est donnée par :

$$K_{cristalline}(T) = \frac{567}{T} \quad (2.48)$$

Pour la glace amorphe, nous avons :

$$K_{amorphe}(T) = \frac{C(T)\rho V_C \lambda}{4} \quad (2.49)$$

ou T est en kelvin, V est la vitesse du son dans la glace, (2500 m.s^{-1}), λ le libre parcours moyen des phonons dans le réseau (environ 5 Angstrom) et $\rho = 918 \text{ kg.m}^{-3}$ est la densité de la glace d'eau.

Si la glace d'eau est poreuse et donc moins dense que la glace d'eau pure, alors la conductivité varie et diminue. La très faible valeur de conductivité thermique trouvée par Ferrari *et al.* (1999) indique que la glace d'eau à la surface des particules dans les anneaux B et C doit probablement être extrêmement poreuse.

Epaisseurs de peau

Nous avons fait l'hypothèse que le transfert de chaleur dans le régolite présent en surface des particules se fait essentiellement par conduction, en négligeant le transport par radiations. Le calcul de la profondeur de peau de chacun des deux modes de transfert de chaleur nous permet d'estimer lequel sera le plus efficace. La profondeur de peau définit la profondeur que doit traverser l'onde électromagnétique (dans le cas de la radiation) ou la variation de température due au flux de chaleur (pour la conduction) pour être atténuée de $e=2.71$ fois sa valeur initiale.

– RADIATION

La description à l'échelle macroscopique du transfert radiatif (i.e. de la réémission de l'onde par les électrons qui l'auront initialement absorbée) utilise la constante diélectrique ϵ_{elec} qui dépend de la longueur d'onde. Cette constante possède une partie réelle et une partie imaginaire, que l'on peut aussi associer à l'indice de réfractivité complexe $n=n_1+in_2$.

$$\epsilon(\lambda) = \epsilon_1 + i\epsilon_2 = (n_1 + in_2)^2 \quad (2.50)$$

La profondeur de peau électrique de l'onde électromagnétique, dans le milieu d'indice de réfractivité complexe n , est alors définie par :

$$\delta_E = \frac{\lambda}{4\pi n_2} \quad (2.51)$$

La profondeur de pénétration dans un milieu a donc tendance à augmenter avec la longueur d'onde. Elle est de l'ordre de $10^{-5} \mu\text{m}$ à $10 \mu\text{m}$ (Warren 1984) pour de la glace d'eau cristalline. Elle peut être dix fois plus faible pour un régolite de glace poreuse. Des mesures de laboratoire de δ_E donnent le même ordre de grandeur, mais des variations non linéaires avec λ apparaissent aussi bien pour la glace amorphe que pour la glace cristalline. Au delà d'environ $200 \mu\text{m}$, δ_E devient supérieure à 1 cm. Autrement dit, aux longueurs d'onde comprises entre 10 et $100 \mu\text{m}$ environ, une onde électromagnétique sera absorbée dès les premiers microns en dessous de la surface et ne se propagera donc pas plus profondément.

– CONDUCTION

La profondeur de peau thermique, liée au phénomène de conduction, dépend de la période T d'apparition de la source de chaleur, autrement dit de la vitesse de rotation de la particule. Elle est définie par :

$$\delta_T = \sqrt{\frac{k}{\rho C \omega}} = \sqrt{\frac{\alpha_D}{\omega}} \quad (2.52)$$

α_D est la diffusivité ($m^2.s^{-1}$), C la capacité calorifique ($\approx 800 J.Kg^{-1}.K^{-1}$), et ρ la densité volumique ($\approx 918 kg.m^{-3}$). $\omega = \frac{2\pi}{T}$ est la vitesse angulaire de rotation correspondant à la période T . Si l'on considère une particule en rotation constante dans les anneaux (c'est à dire que son spin ne varie pas dans le temps), il y a alors deux épaisseurs de peau thermiques : La première est liée au spin ω de la particule et $\delta = \sqrt{\frac{\alpha_D}{\omega}}$, la seconde correspond à la période de rotation orbitale autour de la planète. Dans l'anneau C par exemple, l'épaisseur de peau varie de $40 \mu m$ à $400 \mu m$ environ, pour des vitesses de rotation respectivement égales à 10Ω et 0.1ω , et une conductivité de $5.10^{-5} W/m/K$.

Il est intéressant de remarquer que l'inertie thermique dépend du produit $K C_v$, alors que l'épaisseur de peau thermique dépend du rapport K/C_v . Ainsi, lorsque la conductivité thermique K est faible, l'amplitude de température est forte, mais ne l'"onde" pénètre pas très profondément sous la surface. Si K est élevée, les variations de T sont faibles, mais l'onde peut pénétrer plus profondément sous la surface.

Ces calculs simples qui donnent un ordre de grandeur des 2 profondeurs de peau nous montrent donc que $\delta_T \geq \delta_E$, dans un domaine de longueurs d'onde restreint jusqu'à $\lambda \leq 200$ microns. Cela signifie que la transmission de chaleur par conduction est nettement plus favorable et que le transfert radiatif peut être négligé, car les ondes ne peuvent pas pénétrer le milieu. Dans la suite, nous considérerons par conséquent que le transfert de chaleur au sein de la particule se fait uniquement par conduction. Ce modèle reste donc valide pour les longueurs d'onde typiques de l'infrarouge moyen. Par contre, pour des observations sub-millimétriques et millimétriques, les phénomènes radiatifs doivent être pris en compte. Dans ce cas, si $\lambda = 1mm$, $\delta_E=1m$ ce qui signifie que les couches les plus profondes des particules peuvent être observées !! Il est aussi intéressant de noter que seuls les premiers millimètres peuvent être sondés ici. Par conséquent, des particules ayant des tailles différentes (mais supérieures à quelques δ_T , avec la même période de rotation, présenteront le même profil thermique.

2.8 Résolution numérique

2.8.1 Hypothèses de départ

Pour calculer la température de la particule, on subdivise sa surface sphérique en éléments de surface. Un échantillonnage en latitude et longitude de 10 à 15 degrés est suffisant. Nous avons vu que la distribution de taille des particules est une loi de puissance en -3 environ. Les tailles minimales et maximales déduites des occultations radio sont respectivement de quelques centimètres et jusqu'à quelques dizaines de mètres, pour les anneaux principaux, avec des variations radiales. Ces valeurs montrent que les rayons des particules sont d'un à deux ordres de grandeur plus élevés que la profondeur de peau thermique. Dans le modèle à spin, cela signifie que la surface des facettes des particules sphériques est aussi à priori plus importante que δ_T . Nous considérons donc que le transfert de chaleur se fait uniquement dans le sens radial (de la profondeur) et non vers les surfaces voisines d'une même particule. La très faible inertie précédemment trouvée dans les anneaux B et C joue en faveur de cette approximation, car les fluctuations de température en surface sont très rapides, signifiant une surface probablement poreuse. L'équation de diffusion de la chaleur (2.44) peut donc se restreindre au cas 1D en

sphérique et s'écrit en coordonnées sphériques :

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial T}{\partial r} \right) = \frac{\rho C}{K} \frac{\partial T}{\partial t} \quad (2.53)$$

2.8.2 Conditions aux limites et condition initiale

Pour résoudre l'équation de diffusion de la chaleur (2.53), nous avons besoin de connaître deux conditions aux limites, et une condition initiale. Le problème étant axisymétrique et la particule étant considérée comme homogène et isotrope, la variation de température en fonction de r , au centre, est nulle :

$$\left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)_{r=0} = 0 \quad (2.54)$$

En surface, à chaque instant, le flux de chaleur absorbé va être égale à la différence entre le flux incident F_T et le flux ré-émis en infrarouge :

$$F_T - \epsilon \sigma T_S^4 \left(1 - \frac{\Omega_R}{4\pi} \right) = K \frac{\partial T}{\partial r} \quad (2.55)$$

2.8.3 Méthode de Crank-Nicholson

La résolution numérique de l'équation de diffusion de la chaleur dans un milieu continu est une équation aux dérivées partielles, dite parabolique. Pour la résoudre numériquement, il faut discrétiser l'espace et le temps en éléments Δr et Δt . La méthode la plus simple consiste à utiliser un schéma Eulerien. Classiquement, trois types d'algorithmes existent :

- Le schéma d'Euler explicite
- Le schéma d'Euler implicite
- Le schéma d'Euler semi implicite, dit encore méthode de Crank-Nicholson.

Schéma explicite

Afin de mieux comprendre le principe de ces schémas, nous allons revenir au cas 1D en coordonnées cartésiennes. L'équation de la chaleur devient alors :

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \frac{1}{\alpha_D} \frac{\partial T}{\partial t} \quad (2.56)$$

L'espace \mathbf{x} et le temps \mathbf{t} sont ici discrétisées de sorte que :

$$x_i = x_0 + \Delta x \quad (2.57)$$

$$t_l = t_0 + \Delta t \quad (2.58)$$

La méthode explicite consiste à exprimer la solution T^{l+1} (température à l'instant $l+1$, uniquement en fonction de l'instant l). La dérivée spatiale devient donc :

$$\frac{\partial T}{\partial t} \approx \frac{T_i^{l+1} - T_i^l}{\Delta t} \quad (2.59)$$

Pur l'intégration spatiale, on utilise un algorithme du second ordre :

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \approx \frac{T_{i+1}^l - 2T_i^l + T_{i-1}^l}{\Delta x^2} \quad (2.60)$$

En remplaçant dans l'équation (2.56), on a :

$$\frac{T_i^{l+1} - T_i^l}{\Delta t} = \alpha_D \frac{T_{i+1}^l - 2T_i^l + T_{i-1}^l}{\Delta x^2} \quad (2.61)$$

Dans ce schéma, la détermination de T_i^{l+1} se fait en fonction des trois points : T_i^l , T_{i-1}^l et T_{i+1}^l .

Stabilité de Von Neumann

Dans le but d'analyser la stabilité de ce schéma, on suppose que les coefficients de l'équation aux différences varient très peu dans l'espace et le temps. Les modes propres, solutions de cette équation, peuvent alors s'écrire sous la forme :

$$T_i^l = \xi(k)^l e^{jki\Delta x} \quad (2.62)$$

où j représente les complexes tel que $j^2 = -1$, k est un vecteur d'onde réel et $\xi(k)$ une fonction complexe de k aussi appelée facteur d'amplification. On voit facilement que l'intégration temporelle conduit à la progression géométrique pour les valeurs de T_i^l . Afin que la solution soit stable, il est nécessaire que les modes exponentiels divergents n'existent pas. Cela revient à dire que l'algorithme est stable dès qu'il existe un vecteur d'onde k_0 tel que :

$$|\xi(k_0)| > 1 \quad (2.63)$$

En insérant l'équation (2.62) dans l'équation (2.61), on a :

$$\xi = 1 - \frac{4\alpha_D \Delta t}{(\Delta x)^2} \sin^2 \left(\frac{k\Delta x}{2} \right) = 1 - 4\lambda \sin^2 \left(\frac{k\Delta x}{2} \right) \quad (2.64)$$

où $\lambda = \frac{\alpha_D \Delta t}{(\Delta x)^2}$ est le nombre de Fourier Le module de $\xi(k)$ est donc strictement inférieur à 1 si :

$$\lambda \leq \frac{1}{2} \quad (2.65)$$

Il faut donc que cette relation soit toujours vérifiée entre l'échantillonnage entre l'espace et le temps. Si elle ne l'est pas, l'algorithme diverge. L'interprétation physique de cette relation est que le pas de temps maximum autorisé est, à un facteur numérique près, le temps de diffusion de la chaleur pour une cellule d'épaisseur Δx . Ce type de schéma est donc souvent instable.

FIG. 2.6 – Principe d'intégration des schémas implicites et explicites de l'équation de la chaleur, en fonction de l'espace x et du temps t . Dans le schéma explicite, les dérivées spatiales sont calculées au temps t considéré : le calcul est direct, mais pour assurer la stabilité, on doit utiliser un pas de temps faible. Dans le schéma implicite, les dérivées spatiales sont estimées au temps $t+dt$: le système obtenu est non linéaire, donc plus compliqué à résoudre, mais la stabilité augmente, on peut donc prendre un pas de temps bien plus important. Le schéma semi-implicite utilise les dérivées spatiales aux temps t et $t+dt$. Il est plus coûteux en temps de calcul, mais inconditionnellement stable.

Schémas implicite et de Crank-Nicholson

Dans le schéma implicite, la dérivée spatiale est calculée au temps $l+1$:

$$\frac{T_i^{l+1} - T_i^l}{\Delta t} = \alpha_D \frac{T_{i+1}^{l+1} - 2T_i^{l+1} + T_{i-1}^{l+1}}{\Delta x^2} \quad (2.66)$$

Un calcul similaire au cas explicite montre que ξ est indépendant de δt . La méthode est donc inconditionnellement stable, quel que soit l'échantillonnage en pas de temps choisi. Néanmoins, le schéma implicite reste peu précis pour de grands pas de temps et de petites variations sur les conditions initiales engendreront une solution sur la température T peu précise.

Le schéma de Crank-Nicholson (dit aussi semi implicite) permet de pallier à ce défaut. La dérivée spatiale au point milieu est obtenue en faisant la moyenne entre les différences spatiales aux instants l et $l+1$ (C'est une sorte de moyenne entre les méthodes explicites et implicites) :

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \approx \frac{1}{2} \left(\frac{T_{i+1}^l - 2T_i^l + T_{i-1}^l}{\Delta x^2} + \frac{T_{i+1}^{l+1} - 2T_i^{l+1} + T_{i-1}^{l+1}}{\Delta x^2} \right) \quad (2.67)$$

Dérivées spatiales et temporelles sont donc calculées au temps $1l + \frac{1}{2}$. Le facteur ξ est alors défini par :

$$\xi(k) = \frac{1 - 2\alpha \sin^2\left(\frac{k\Delta x}{2}\right)}{1 + 2\alpha \sin^2\left(\frac{k\Delta x}{2}\right)} \quad (2.68)$$

ce qui montre que le schéma de Crank-Nicholson est inconditionnellement stable quel que soit le pas de temps choisit. De plus, il est d'ordre 2, donc plus précis que le schéma implicite. Il est intéressant de remarquer que les trois méthodes peuvent en fait s'exprimer de la même façon, par un paramètre d'implicité souvent noté θ .

Nous avons donc utilisé cette méthode, en coordonnées sphériques, pour résoudre l'équation de la chaleur dans une particule sphérique. En coordonnées sphériques, la discrétisation temporelle ne change pas, mais la dérivée seconde en fonction de la distance r au centre de la particule est alors calculée avec l'équation (2.53). L'équation de diffusion de la chaleur est alors :

$$\frac{T_i^{l+1} - T_i^l}{\Delta t} = \frac{\alpha_D}{2} \left[\frac{T_{i+1}^{l+1} - 2T_i^{l+1} + T_{i-1}^{l+1}}{\Delta r} + \frac{T_{i+1}^l - 2T_i^l + T_{i-1}^l}{\Delta r} \right] + \quad (2.69)$$

$$\frac{\alpha_D}{i\Delta r} \left[\frac{T_{i+1}^{l+1} - T_{i-1}^{l+1}}{2\Delta r} + \frac{T_{i+1}^l - T_{i-1}^l}{2\Delta r} \right] \quad (2.70)$$

Après simplification, et en utilisant la définition du nombre de Fourier λ , on obtient

$$\begin{aligned} \lambda \left(\frac{1}{i} - 1 \right) T_{i-1}^{l+1} + 2(1 + \lambda) T_i^{l+1} - \lambda \left(\frac{1}{i} + 1 \right) T_{i+1}^{l+1} = \\ \lambda \left(1 - \frac{1}{i} \right) T_{i-1}^l + 2(1 - \lambda) T_i^l + \lambda \left(\frac{1}{i} + 1 \right) T_{i+1}^l \end{aligned} \quad (2.71)$$

Cette équation est équivalente à la forme matricielle suivante :

$$AT^{l+1} = f(T^l) \quad (2.72)$$

La résolution du problème revient donc à inverser la matrice tri diagonale.

Convergence

Le calcul de la température de la surface est itératif jusqu'à ce que le flux total émis par les facettes de la particule sur une orbite, soit égal à la moyenne du flux absorbé sur cette orbite. Pour une surface de très faible conductivité thermique, c'est à dire de faible diffusivité α_D et de petite profondeur de peau, la température de surface doit être proche de la température instantanée $T_I = \left(\frac{F_T}{\epsilon\sigma} \right)^{1/4}$. A l'inverse, pour une forte conductivité thermique, le milieu réagit lentement aux variations brutales de flux incident. Dans ce cas, la température de surface ne varie presque pas et est en moyenne égale à $T_M = \left(\frac{F_M}{\epsilon\sigma} \right)^{1/4}$ où F_M est le flux moyen incident.

Pas d'échantillonnage

Le pas de temps Δt est ici choisi tel que le calcul de la température est réalisé tous les 2 degrés sur l'orbite circulaire. Donc si P est la période orbitale, $\Delta t = \frac{P}{180}$. L'échantillonnage spatial, lui dépend de la profondeur de peau. Il existe 2 profondeurs de peau : L'une associée aux variations diurnes directement liées au spin ω de la particule, et l'autre reliée à la période orbitale Ω . δ_{min} et δ_{max} sont les profondeurs de peau associées respectivement à la rotation (ω ou Ω) la plus rapide et la plus lente. Le calcul de la température en fonction de la profondeur n'est réalisé qu'en surface, sur un échelle de 8 à 10 δ_{max} . Au delà, elle est supposée constante. Pour les particules les plus grosses, cela revient donc à calculer la température sur les premiers centimètres. L'échantillonnage Δr est alors choisi tel que $\Delta r = 4\delta_{min}$. Typiquement, pour une particule synchrone dans l'anneau B, à une distance moyenne de 100000 km de Saturne, $\Delta r = 0.01$ cm. Le nombre de fourrier associé est alors de l'ordre de 0.5, signifiant une grande stabilité pour un schéma implicite.

Condition à la surface

La condition en surface est définie par l'équation (2.55) qui fait intervenir une puissance d'ordre 4. La résolution numérique nécessite une linéarisation de cette puissance. En raisonnant sur les flux émis aux instants $l+1$ et l , nous avons $F^{l+1} = F^l + dF$. Or $F^{l+1} = \epsilon\sigma T_m^{l+1}$ où m est l'indice de l'élément de surface qui correspond à la surface. Donc :

$$dF = 4\epsilon\sigma T_m^3 dT = 4\epsilon\sigma T_m^3 (T_m^l - T_m^{l+1}) \quad (2.73)$$

D'où la linéarisation :

$$T_m^{l+1} = \frac{2\Delta r}{K}\lambda - \frac{8\Delta r\sigma\epsilon}{K}T_m^3 T_m^{l+1} + 6\frac{\Delta r\sigma\epsilon}{K}T_m^4 + T_{m-1}^{l+1} \quad (2.74)$$

2.9 Résumé

Il existe donc deux approches actuellement pour modéliser l'émission thermique d'un disque planétaire. La structure monocouche, développée par Froidevaux *et al.* (1981) est relativement simple à comprendre et son formalisme ne présente pas de grosse difficulté. Les particules sont alors supposées réparties régulièrement, leur distance et leur taille fixant alors la profondeur optique géométrique. La seconde approche est plus lourde à mettre en oeuvre. Elle suppose une structure multicouche, où les anneaux sont considérés comme une succession de couches parallèles verticalement homogènes (Kawata et Irvine, 1975), ou avec une variation verticale de densité et de température (Kawata, 1983). Elle fait appel aux équations de Chandrasekhar. Les variations de température de brillance des anneaux en fonction de l'élévation des anneaux doivent théoriquement permettre de favoriser l'un de ces modèles au détriment de l'autre. L'anneau B étant très dense, il est peu probable qu'il soit monocouche. Les plus grosses particules doivent être dans le plan équatorial de la planète, alors que les petites sont probablement soumises à la diffusion gravitationnelle. L'anneau C est probablement monocouche, alors que l'anneau A est certainement plus délicat à traiter.

Ces modèles ne considèrent les anneaux que comme une couche plane ou un empilement de couches planes, dans lesquelles le transfert de chaleur est calculé. L'effet de la rotation des particules sur l'émission thermique ne peut donc être pris en compte que de manière paramétrique. De ce fait, les variations azimutales de température détectées depuis la Terre, ou encore les observations des sondes spatiales à fort angle de phase ne sont pas capables d'être reproduites et interprétées par les modèles.

Nous avons donc développé un modèle d'anneaux monocouche, basé sur le formalisme de Froidevaux *et al.* (1981), qui doit être capable de reproduire les températures des anneaux fins, quel que soit l'angle de phase. Les anneaux sont réellement considérés comme un ensemble de particules sphériques, identiques, avec un spin fini. Le calcul du flux incident provenant des différentes sources de chauffage en chaque point de la surface permet de calculer la température d'une particule test, grâce à un modèle conducteur 1D, et ce tout au long d'une orbite. Les variations de flux avec la longitude, ainsi que le spin fini engendrent des variations azimutales de la température de brillance de l'anneau. Ces variations sont ensuite directement comparables aux observations pour dériver les propriétés thermiques et dynamiques (spin) des particules.

Nous allons voir dans le chapitre suivant l'impact des approximations précédemment effectuées dans les anciens modèles sur les températures de brillance, ainsi que les variations de températures issues d'un changement de spin ou d'inertie thermique.

CHAPITRE 3

Influence des paramètres physiques et dynamiques

Sommaire

3.1	Effet de la distance Observateur-Planète	66
3.2	La planète joue un rôle "central"	67
3.3	Influence de la norme du spin	70
3.4	Phénomène transitoire : Passage dans l'ombre	72
3.5	Sens de giration des particules : prograde ou rétrograde	75
3.6	Effet de la conductivité thermique	76
3.7	Influence de l'orientation du spin	78
3.7.1	Effet de l'ascension droite α_P	78
3.7.2	Effet de l'inclinaison δ_P	79
3.7.3	Distribution des inclinaisons	79
3.8	Effet d'élévation du disque : confrontation avec les données	85

Dans ce chapitre, nous montrons que la position spécifique de Saturne au centre de l'orbite des particules, associée à leur structure non plane (sphériques), est la source d'importantes variations azimutales de température effective des anneaux. L'amplitude et la forme de ces modulations dépend de la vitesse de rotation des particules dans le disque, de l'orientation de leur axe, de l'inertie thermique du régolite et de l'angle de phase. Nous examinons successivement tous ces paramètres, dans l'hypothèse d'un disque à structure monocouche, constitué de particules identiques. La multiplicité du nombre de facteurs intervenant (conductivité thermique, densité volumique, position de l'observateur, distance à Saturne, profondeur optique, norme du spin, orientation de l'axe de rotation des particules, élévation solaire B' ,...etc) ne permet pas d'explorer l'espace des paramètres de manière exhaustive (Decriem, 2005). Les résultats suivants ne sont donc pas exhaustifs, mais permettent de comprendre physiquement le comportement thermique d'un disque planétaire.

Nous montrons, dans des cas simples, comment la température effective en fonction de la longitude va dépendre des paramètres suivants :

- L'angle de phase

- Le flux thermique de Saturne et le flux réfléchi du Soleil à sa surface
- La vitesse de rotation des particules
- La durée de l'éclipse lorsque les particules passent dans l'ombre de Saturne
- Le sens de rotation des particules
- La conductivité thermique du régolite
- L'orientation de l'axe de rotation des particules

3.1 Effet de la distance Observateur-Planète

La température effective des anneaux dépend de la distance entre l'observateur et la planète, car l'émission thermique des particules n'est en général pas isotrope. Cet effet ne joue pratiquement aucun rôle pour des observations à longue distance (depuis la Terre par exemple), mais il devient non négligeable dans le cas d'observations à partir de sondes spatiales, comme Cassini.

A grande distance r_{sc} de Saturne, l'angle de phase α ne dépend pratiquement pas de la longitude ϕ_R dans les anneaux, car leur diamètre apparent est faible. En revanche, à proximité de la planète, α varie avec la longitude ϕ_R , car le rayon de l'orbite des particules n'est plus négligeable devant r_{sc} . Ce phénomène est illustré par la figure 3.1, pour une élévation $B=0$ degrés. Lorsque la distance Planète-Observateur diminue, la différence d'angle de phase entre les anses Est et Ouest augmente. Par exemple, les variations de l'angle de phase dans l'anneau A, pour $B=B'=0^\circ$ et $\phi_{SC}=180^\circ$, deviennent importantes et dépassent 20° d'amplitude à partir de $r_{sc}=8$ rayons saturniens (rs). Lorsque $r_{sc} \leq a$, l'observateur est alors à l'intérieur de l'orbite de l'anneau et l'amplitude des variations sur l'angle de phase atteint alors 180° .

Ainsi, pour un observateur dont la longitude ϕ_{sc} et l'élévation B sont constantes, et dont sa distance à Saturne diminue, l'angle local d'émission θ_V va changer lorsque la particule évolue sur son orbite. La température effective des particules n'est donc pas constante au cours d'une orbite, leur émission thermique n'étant pas isotrope. De larges variations azimutales de température effective sont ainsi créées dans les anneaux. Prenons l'exemple d'une particule dans les anneaux, uniquement chauffée par le Soleil, dont la norme du spin vaut $\omega = 0.3\Omega$. Nous supposons également que $C(B,\tau)=1$. La figure 3.2 montre l'évolution $T_{EFF}(\phi_R)$ lorsque la distance r_{sc} varie de $10000 r_s$ (rayons saturniens) à $2.5 r_s$, avec $B=0$, $B'=0$ et $\phi_{sc}=180$. L'observateur s'approche de Saturne à angle de phase moyen nul. A grande distance, l'angle de phase vaut sensiblement 0° pour toutes les parties de l'anneau. En s'approchant, on note une diminution de T_{EFF} , notamment sur l'anse Ouest ($-180 \leq \phi_R \leq -90$). A courte distance, ce n'est plus le point subsolaire des particules qui est observé sur cette anse, mais les éléments de surface qui commencent tout juste à recevoir le flux solaire (c'est le matin local sur les particules), et qui ont passé une longue période privés de ce dernier. La température effective diminue donc pour ces longitudes, c'est une surface froide qui est visible. Après l'anse Ouest, le point chaud subsolaire réapparaît progressivement et la température effective augmente pour atteindre son maximum à $\phi_R=0^\circ$. Plus la distance r_{sc} diminue, plus la température effective sur l'anse Ouest diminue car l'observateur voit de plus en plus le coté de la particule qui rentre dans la nuit. Le maximum de ces variations atteint 5 Kelvins avec les paramètres choisis. Elles diminuent par ailleurs lorsque la distance r_{sc} augmente, jusqu'à devenir négligeable pour $r_{sc}=30r_s$. Plus les particules évoluent sur des orbites lointaines, plus les variations d'angle de phase vont être importantes. Ainsi, au milieu de l'anneau A ($a=128000$ km), le gradient de température atteint

alors 11 K à l'anse Ouest, et 6 K juste avant $\phi_R=180$ sur l'anse Est (figure 3.2). Si les particules tournent plus vite sur elles mêmes, leur température de surface va devenir plus homogène, ce qui va avoir pour effet de diminuer ces fluctuations.

Dans le cas où les particules sont rétrogrades avec la même vitesse de rotation, alors les variations azimutales de température sont inversées par rapport au point antisolaire ($\phi_R = 0$). En effet, dans ce cas, le flux émis depuis l'anse Est provient alors de la partie froide de la particule qui progressivement se réchauffe (le matin local), et les variations azimutales sont alors les plus grandes. En revanche, l'émission thermique de l'anse Ouest, correspond à celle du côté "soir" des particules, plus froid que le point subsolaire à cause de la faible conductivité thermique, mais néanmoins plus chaud que celle observée sur l'anse Est.

Cet effet de variation de température effective avec la longitude, en fonction de la distance de l'observateur est important à prendre en compte dans le cas d'observations spatiales (Voyager, CASSINI). Pour des observations terrestres, les variations d'angle de phase sont négligeables car le diamètre apparent des anneaux principaux ne dépasse pas 43 arcsec.

FIG. 3.1 – Variation de l'angle de phase α en fonction de la longitude ϕ_R dans les anneaux, pour différentes distances r_{sc} observateur-centre de Saturne. L'élévation solaire B' et celle de l'observateur sont nulles ici, et $\phi_{SC}=180^\circ$. Les variations α sont de plus en plus importantes au fur et à mesure que D diminue. En haut : l'anneau C ($a = 1.39rs$); en bas : l'anneau A ($a = 2.14$) rs

3.2 La planète joue un rôle "central"

Dans les précédents modèles de Froidevaux *et al.* (1981); Kawata (1983); Kawata et Irvine (1975), les anneaux sont considérés comme une surface plane. Avec cette hypothèse, en supposant que l'émission thermique de la planète est isotrope, la contribution infrarouge de Saturne au chauffage de l'anneau est constante avec la longitude ϕ_R , et elle ne générera donc pas d'asymétrie azimutale.

Dans le modèle à spin que j'ai développé, la surface plane est remplacée par un élément de

FIG. 3.2 – Variations azimutales de température effective dues à la distance r_{sc} entre l'observateur et Saturne. La conductivité thermique est fixée à $K = 10^{-4}W/m/K$, $\omega = 0.3\Omega$ et $Av=0.5$. L'observateur est à élévation nulle ($B=0^\circ$) et $\phi_{sc}=180^\circ$. La seule source de chauffage est le Soleil avec $B'=0^\circ$ et $C(B,\tau)=1$. (a) Axe de rotation des particules perpendiculaire au plan équatorial, $a=84000$ km. (b) Axe de rotation des particules perpendiculaire au plan équatorial, $a=128000$ km. (c) $a=128000$ km. Ligne continue =prograde et spin perpendiculaire au plan du disque; (- - -)=retrograde; (. . .)parallèle au plan du disque, le pôle Sud orienté vers le Soleil.

surface d'une particule sphérique. La particule étant en rotation sur elle même, la quantité de flux infrarouge reçue par chaque facette varie au cours de son orbite, sauf dans le cas où son axe est perpendiculaire au plan des anneaux et son mouvement est synchrone. C'est la position très spécifique de Saturne, au centre de l'orbite, associée à la sphéricité de la particule qui sont à priori responsables des variations de température de brillance T_B à grande échelle avec la longitude ϕ_R observées en 1999 par Ferrari *et al.* (2005a).

Prenons l'exemple d'un anneau constitué de particules de spin $\omega = 0.3\Omega$, perpendiculaire au plan équatorial (Figure 3.3), et dont la rotation est prograde. Depuis une distance suffisante de la planète pour ne pas être soumis aux variations d'angle de phase, et à angle de phase nul ou quasi nul comme dans le cas d'une observation terrestre, c'est le côté "jour" (orienté face au Soleil) des particules qui est visible. Dans ce cas, l'hémisphère visible d'une particule située devant la planète, à la longitude $\phi_R=180^\circ$ est uniquement chauffée par le flux solaire et par la diffusion des voisines proches. Son autre côté, non visible, est soumis aux rayons réfléchis et diffusés par Saturne ainsi qu'à son flux infrarouge. Au fur et à mesure que la particule évolue sur l'anse Ouest ($\phi_R=-90^\circ$), son hémisphère entrant dans le matin local (c'est à dire celui qui commence à recevoir les rayons solaires), est aussi chauffé par le rayonnement de Saturne : sa température augmente. Cette face devenant visible progressivement par l'observateur, la température effective T_{EFF} de l'anneau augmente. Lorsque la particule est derrière la planète, à $\phi_R=0$, et dans l'hypothèse où il n'y pas d'ombre de Saturne projeté sur les anneaux (le flux solaire n'est pas intercepté), alors l'hémisphère visible reçoit le flux thermique de Saturne, mais aussi le flux solaire simultanément : la température effective du disque est alors maximale. Bien évidemment, la plupart du temps, les anneaux ne sont pas suffisamment inclinés par rapport au Soleil pour ne pas rentrer dans l'ombre. T_{EFF} est donc maximale juste avant l'entrée dans l'ombre des particules.

Sur l'anse Est ($\phi_R=-90^\circ$), seule la moitié de la surface visible, à angle de phase nul, est soumise au rayonnement en provenance de Saturne. Les angles locaux d'incidence du Soleil et de Saturne à la surface des particules, ne sont plus égaux et les flux ne s'ajoutent plus de manière optimale. La température T_{EFF} va progressivement diminuer.

Le maximum de température équivalente n'a en fait pas lieu à $\phi_R=0$ (toujours si l'on ne tient pas compte de l'ombre), car l'inertie thermique non nulle provoque un décalage entre le point le plus chaud de la particule et le point subsolaire (typiquement de 20° à 30°). Le pic de T_{EFF} est donc légèrement décalé vers les longitudes positives. Le flux solaire réfléchi par Saturne intervient bien évidemment aussi, mais il est plus difficilement détectable depuis la Terre. En effet, entre environ $\phi_R=-90$ et $\phi_R=90$, les particules ne reçoivent pas ce flux. Sur le reste de l'orbite, ce n'est pas le cas, mais l'hémisphère de la particule chauffée par cette composante n'est alors pas visible par l'observateur.

Lorsque l'élévation B de l'observateur par rapport au plan des anneaux augmente, tout en restant à faible angle de phase ($\phi_R \approx 0$), la température effective diminue car c'est l'hémisphère Nord des particules qui devient observable (Figure 3.4). Bien évidemment, c'est l'inverse pour un observateur situé à fort angle de phase : A faible élévation, l'hémisphère des particules soumis au flux solaire n'est jamais visible, alors qu'en augmentant B, les éléments de surface plus chauds apparaissent dans le champ de vu, augmentant ainsi la température effective.

FIG. 3.3 – Variations azimutales de température effective dues au flux thermique et réfléchi par Saturne, lorsque les différentes sources de chauffage sont prises en compte. $K = 10^{-4}W/m/K$, $\omega = 0.3\Omega$ et $Av=0.5$. L'observateur est à élévation B nulle et $r_{sc}=10000r_s$. Le spin des particules est prograde. Les paramètres $a=84000$ km et $\tau = 0.1$ sont ceux de l'anneau C. L'écrantage mutuel et l'ombre de la planète ne sont pas pris en compte ($C(B,\tau)=1$). **En haut** : l'angle de phase est nul ($\phi_{sc}=180^\circ$). **En bas** : ($\phi_{sc}=0^\circ$)

FIG. 3.4 – Variation azimutale de T_{EFF} en fonction de l'élévation B de l'observateur, pour deux azimuts ϕ_{sc} de l'observateur. Les paramètres sont les mêmes que ceux de la figure (3.3). **En haut** : $\phi_{sc}=180^\circ$. **En bas** : $\phi_{sc}=0^\circ$

3.3 Influence de la norme du spin

Les variations azimutales de température effective que l'on vient de décrire, engendrées par la présence de Saturne au centre de l'orbite des particules du disque, varient en fait avec la vitesse de rotation des particules. Nous faisons toujours l'hypothèse que les anneaux sont constitués de particules identiques physiquement (même rayon, mêmes propriétés thermiques de la surface) et dynamiquement (même spin). Plus les particules tournent rapidement, plus leur température de surface devient homogène, ce qui diminue l'amplitude des variations de température effective. Une observation à faible angle de phase d'un disque de rotateurs rapides donnera donc une plus faible température effective que dans le cas où les particules tournent lentement sur leur axe (Figure 3.5). C'est bien sûr l'effet inverse pour une observation à fort angle de phase.

A faible angle de phase, T_{eff} est maximale quelques degrés après $\phi_R=0^\circ$, car la contribution thermique de Saturne et du Soleil sont simultanées sur la face visible. Si les particules ont un spin très lent, le flux infrarouge de Saturne va être absorbé par la face chaude qui aura été longtemps exposée au Soleil, d'où une forte température T_{eff} . Si par contre le spin est plus rapide que la rotation synchrone ($\omega \succ \Omega$), alors le point le plus chaud sur la particule aura vu quasi-simultanément ces deux sources de chauffage mais le temps d'exposition aura été moindre : sa température T_{eff} diminue donc. Dans le cas d'un disque composé de particules dont le spin est tel que $\omega \succ 2\Omega$, les particules ont alors fait un tour sur elles-mêmes sur une demi orbite : le point le plus chaud à leur surface va donc réapparaître plus tôt. Ceci explique pourquoi les températures effectives calculées pour des spins de plus en plus rapides se décalent

FIG. 3.5 – Variations azimutales de T_{EFF} en fonction de la vitesse de rotation ω des particules, à faible (en haut) et fort (en bas) angle de phase. Les paramètres du modèle sont les mêmes que dans la figure (3.3). Toutes les sources de rayonnement sont incluses. Nous négligeons l'écrantage mutuel ($C(B,\tau)=1$), et le passage dans l'ombre.

progressivement vers l'Ouest.

A fort angle de phase, la température est minimale entre la longitude anti-solaire ($\phi_R=0^\circ$) et l'anse Est, car c'est l'hémisphère de la particule qui n'a pas été exposé au Soleil ou à Saturne qui est observable. En revanche, la température effective atteint son maximum à $\phi_R=180^\circ$ car c'est alors la face chauffée par Saturne en infrarouge et en visible (réflexion solaire) qui est détectable. Si maintenant les particules tournent rapidement sur leur axe, alors le contraste de température jour/nuit diminue, ce qui augmente la température effective à fort angle de phase. Pour des vitesses de rotation telles que $\omega = 9.6\Omega$ (Figure 3.5), l'anisotropie d'émission n'est pas complètement gommée, mais le contraste jour/nuit entre les deux hémisphères n'est que de 5 K (soit 6%).

3.4 Phénomène transitoire : Passage dans l'ombre

L'inclinaison de l'axe de rotation de Saturne par rapport à son plan orbital est d'environ 27.1° . Aux équinoxes, son ombre se projette à l'infini dans la direction anti-solaire : les anneaux sont donc périodiquement plongés dans l'ombre, à chaque orbite. Autour des solstices, l'inclinaison de 27.1° est telle que seule une partie de l'anneau A n'est jamais plongée dans la nuit au cours de son orbite. Le passage dans l'ombre des particules est donc un phénomène très courant. La traversée du disque dans l'ombre de Saturne prive les particules de leur principale source de chauffage : le Soleil. Cela provoque donc un fort refroidissement des anneaux et génère de fortes asymétries longitudinales de la température effective. Pour mieux se rendre compte de l'importance de ce phénomène sur les courbes de température, nous avons comparé l'histoire thermique d'une particule dont l'orbite croise l'ombre de Saturne, et d'une autre qui ne la traverse pas, pour différents spins et différents angles de phase (Figure 3.6). Nous constatons que :

1. Pour une conductivité thermique donnée, dont la valeur est sensiblement celle trouvée par les précédentes études ($\approx 10^{-4} \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$) (Ferrari *et al.*, 2005a), la température effective moyenne sur une orbite diminue de quelques kelvins lorsqu'il y a passage dans l'ombre, et ce quelle que soit la valeur du spin ou de l'angle de phase.
2. La température effective au point anti solaire ($\phi_R=0^\circ$) est considérablement modifiée par le transit. Le maximum de T_{EFF} attendu pour des observations à faible angle de phase n'est plus présent. La faible inertie thermique des particules permet cependant d'observer une montée en température entre les longitudes $\phi_R=-180^\circ$ et $\phi_R=-50^\circ$ (c'est à dire à l'entrée dans l'ombre), caractéristique du comportement thermique de particules dont le spin n'est pas trop élevé. Nous allons voir par la suite que cette montée en température est réellement observable.

Nous constatons par ailleurs que pour une observation du disque à angle de phase élevé, le passage dans l'ombre n'affecte T_{EFF} que pour des rotateurs rapides. En effet, des particules avec un spin lent ne vont présenter à l'observateur que les facettes qui sont restées longtemps dans la nuit et qui sont par conséquent déjà froides, quelle que soit la dimension projetée de l'ombre de la planète. Cette constatation montre combien les observations à différents angles de phase peuvent contraindre la vitesse de rotation propre des particules. Il doit également être possible de mettre en évidence au sein d'un anneau la fraction de particules en rotation rapides ou lentes.

FIG. 3.6 – Variation azimutale de T_{EFF} pour différentes vitesses de rotation des particules, avec le passage dans l'ombre pris en compte ou non. Les paramètres choisis sont les mêmes que dans la figure (3.3). L'écrantage mutuel est négligé ($C(B,\tau)=1$). Les courbes de $T_{EFF}(\phi_R)$ sont tracées pour chaque ω , avec et sans le transit dans l'ombre de la planète. Les 4 graphiques correspondent à 4 angles de phases différents.

FIG. 3.7 – Effet du sens de giration des particules dans le disque sur T_{EFF} , pour quatre angle de phases différents. Les paramètres choisis sont les mêmes que dans la figure (3.3). L'écrantage mutuel est négligé ($C(B,\tau)=1$), et le passage dans l'ombre est pris en compte. Les axes de rotation sont perpendiculaires au plan des anneaux et $\omega = \Omega$. R=rétrograde, P=prograde.

3.5 Sens de giration des particules : prograde ou rétrograde

Les simulations numériques locales des anneaux (Salo, 1987, 1995; Richardson, 1994) montrent que la majorité des particules sont progrades dans le repère inertiel. Ce résultat que nous allons détailler par la suite n'est cependant qu'un résultat de simulation dynamique, avec toutes les hypothèses sous jacentes que cela comporte. Par ailleurs une quantité non négligeable de particules semble avoir un mouvement rétrograde. L'étude des variations de température effective doit nous permettre de distinguer les deux cas.

Les changements de direction du sens de rotation sont à même de modifier l'histoire thermique des particules, et par conséquent la forme des courbes azimutales de température effective, et ce quel que soit l'angle de phase. Nous avons donc calculé $T_{EFF}(\phi_R)$ pour un anneau constitué de particules synchrones (c'est à dire dont la norme du spin est égale à la vitesse de rotation képlérienne $\omega = \Omega$), l'axe étant perpendiculaire au plan équatorial, avec un sens prograde ou rétrograde. Nous constatons sur la figure 3.7 que les variations de T_{EFF} avec la longitude dans les anneaux dépendent du sens de giration (prograde ou rétrograde), pour différents angles de phase ($\phi_{sc} = -180^\circ, \phi_{sc} = -90^\circ, \phi_{sc} = 0^\circ, \phi_{sc} = 90^\circ$).

Lorsque $\phi_{sc}=90^\circ$, l'anse Est du disque est vue devant la planète. L'observateur voit alors soit l'hémisphère du soir (celui qui a été exposé au Soleil juste avant) des particules dans le cas où elle sont rétrogrades, soit celui du matin dans le cas prograde. Les faces visibles des premières apparaissent alors plus chaudes que les secondes. C'est l'effet inverse pour des observations depuis l'anse Ouest. L'hémisphère visible chaud des particules progrades provoque une augmentation de la température effective par rapport au cas rétrograde.

D'importantes différences de températures sont également observables pour de faibles ou de forts angles de phase, en fonction du sens de giration des particules. A faible angle de phase ($\phi_{sc}=180^\circ$) le pic de température qui apparaît juste avant l'entrée dans l'ombre pour un système de particules progrades, disparaît si le sens de giration s'inverse. Ceci peut s'expliquer par le fait que pour une particule rétrograde, la face visible par l'observateur, qui est donc chauffée par le Soleil, n'a fait face depuis l'anse Ouest à aucune source de chaleur si ce n'est le flux

FIG. 3.8 – Influence de la conductivité thermique K (W/m/K) de la glace d'eau, sur les variations azimutales de T_{EFF} , pour quatre positions d'observation. Les paramètres choisis sont les mêmes que dans la figure (3.3). L'écrantage mutuel est négligé ($C(B,\tau)=1$), et le passage dans l'ombre est pris en compte. L'axe des particules est perpendiculaire à l'équateur et $\omega = 0.3\Omega$.

solaire réfléchi par les particules voisines. Elle est donc plus froide qu'une particule prograde à cette longitude là.

A fort angle de phase ($\phi_{sc}=0^\circ$), l'hémisphère visible d'une particule synchrone et prograde à la longitude ($\phi_R=180^\circ$) a fait face à Saturne sur toute son orbite. Elle apparaît donc plus chaude que si elle avait été observée devant la planète, à la longitude ($\phi_R=0^\circ$), la où elle aurait été chauffée par le rayonnement solaire sur la moitié de son orbite avant d'avoir eu le temps de se refroidir. Bien évidemment, ce raisonnement reste théorique car dans la réalité, la particule est écrantée par la planète et reste donc invisible. Une particule rétrograde, présente quant à elle peu de variations de température effective avec la longitude $\phi_R=180^\circ$, l'hémisphère visible n'aura au préalable, sur un quart de son orbite, été soumis à aucune source de chauffage. A $\phi_R=0^\circ$, c'est à dire devant la planète, la face visible aura elle aussi subi le même sort.

3.6 Effet de la conductivité thermique

La conductivité thermique de la surface des particules est représentative de leur capacité à transmettre de l'énergie dans le régolite. C'est une quantité importante dans le modèle à spin car elle est représentative des propriétés physiques de la glace d'eau à la surface. Une faible conductivité thermique va permettre au matériau de se réchauffer ou de se refroidir très rapidement, sans inertie, ce qui est révélateur d'une très grande difficulté à transmettre la chaleur au sein du régolite. A l'inverse, une forte conductivité implique une importante inertie thermique (la relation entre les deux étant donnée par l'équation 2.45), car la densité de la glace d'eau et sa capacité calorifique sont des quantités assez constantes. Les résultats présentés jusqu'ici sont obtenus avec une conductivité de l'ordre de grandeur de celle récemment mesurée par Ferrari *et al.* (2005a), en utilisant le formalisme de Froidevaux *et al.* (1981) couplé avec le phénomène transitoire du passage dans l'ombre de Saturne, soit environ $K = 10^{-4} W.m^{-1}.K^{-1}$.

Avec le formalisme du modèle à spin, en supposant les anneaux comme un ensemble de particules sphériques, quelles que soient les géométries d'observation ou la vitesse de rotation des particules dans le disque, une augmentation de la conductivité thermique K aura tendance à gommer les variations azimutales décrites précédemment. En effet, une forte valeur de K est synonyme de forte inertie thermique et par conséquent, les particules ont tendance à uniformiser leur température de surface. Dans le cas simple de particules dont l'axe de rotation est perpendiculaire au plan moyen équatorial ($\delta_p=90^\circ$), une très forte conductivité thermique est synonyme d'homogénéisation de la température pour chaque parallèle à sa surface.

Dans le cas où les particules sont synchrones (Figure 3.8), l'amplitude du gradient de tem-

température effective du disque, est d'environ 15 K sur une orbite complète, pour une conductivité thermique $K = 10^{-4} W.m^{-1}K^{-1}$. Lorsque $K = 10^{-2} W.m^{-1}K^{-1}$ la différence de température effective le long de l'orbite n'est plus que de quelques kelvins, quel que soit l'angle de phase. Une valeur de K cent fois plus grande engendre une température quasiment constante avec la longitude ϕ_R : il n'y a alors plus aucun gradient de température dans les courbes longitudinales. Il faut par ailleurs remarquer que la température effective obtenue pour de grandes valeurs de K (à partir de $K=10^{-2} W/m/K$) est la même quelle que soit la longitude ϕ_{sc} de l'observateur car l'anisotropie d'émission liée au contraste jour/nuit des particules a alors quasiment disparu.

Depuis la Terre, la détermination de la conductivité thermique est optimale lorsque l'on observe la vitesse de réchauffement des particules, c'est à dire, la variation de température entre la sortie de l'ombre et l'anse Est ($\phi_R=90^\circ$). Pour des observations spatiales, à moyen ou fort angle de phase, il est aussi possible d'observer le refroidissement du disque lorsqu'il passe dans l'ombre de la planète. C'est donc autour de la zone d'ombre projetée qu'il faut étudier les vitesses de refroidissement et de réchauffement pour en déduire la conductivité thermique K .

3.7 Influence de l'orientation du spin

Les quelques illustrations du modèle à spin que nous venons de présenter supposent que toutes les particules sont orientées suivant la même direction et tournent à la même vitesse. Il est clair que la réalité est bien différente. Les simulations numériques (Richardson, 1994; Salo, 1995; Araki, 1991; Charnoz *et al.*, 2003) nous montrent en effet que la distribution des angles δ_P et α_P (inclinaison et azimuth de l'axe de rotation des particules) n'est pas une fonction de Dirac, mais est généralement beaucoup plus large. Elle dépend par ailleurs de la distribution de taille des particules : les plus petites étant majoritairement soumises à la diffusion gravitationnelle, elles ont tendance à avoir un spin beaucoup plus aléatoire. Nous y reviendrons par la suite.

La population de particules dans le disque doit donc être caractérisée par une large distribution d'orientations. Dans le but d'étudier l'impact des orientations sur les variations azimutales de température effective, nous supposons une élévation solaire $B'=0^\circ$ pour conserver une symétrie Nord/Sud dans l'éclairement solaire. L'observateur est aussi dans le plan du disque ($B=0^\circ$) et suffisamment loin ($r_{sc}=10000 r_s$) pour que l'angle de phase reste indépendant de ϕ_R .

3.7.1 Effet de l'ascension droite α_P

La question à laquelle nous tentons de répondre est la suivante : Quelle est l'effet d'un changement de α_P des particules sur la température T_{EFF} du disque ?

Nous fixons donc $\delta_P=45^\circ$ et étudions les variations de $T_{EFF}(\phi_R)$ pour 3 valeurs de la norme du spin : $\omega = 0.3\Omega, \omega = \Omega, \omega = 5\Omega$ (figure 3.9).

Il apparaît que les variations azimutales de T_{EFF} sont peu sensibles à un changement de l'inclinaison des particules α_P , même si la valeur moyenne de cette température varie légèrement, comme pourrait le faire une variation d'albédo. Les températures effectives d'un disque dont l'axe des particules est défini par (α_P, δ_P) , sont quasiment équivalentes à celles calculées pour $(\alpha_P+180^\circ, \delta_P)$ dans ce cas précis où $B=B'$. En effet, l'histoire thermique des hémisphères

FIG. 3.9 – Influence de l'azimut α_P de l'axe de rotation des particules, sur les variations azimutales de T_{EFF} , pour différentes vitesses de rotation des différents angles de phase. Les paramètres sont les mêmes que sur la figure 3.6. $a=84000$ km, $\tau = 0.5$, $K=10^{-4}$ W/m/K, et $A_v=0.5$. L'inclinaison δ_P est fixée à 45° .

FIG. 3.10 – Influence de l'inclinaison δ_P de l'axe de rotation des particules, sur les variations azimutales de T_{EFF} , pour différentes vitesses de rotation des différents angles de phase. Les paramètres sont les mêmes que sur la figure 3.9. L'azimut α_P est fixée à 0° .

Nord dans un cas et Sud dans l'autre des particules est équivalente.

La contrainte observationnelle sur α_P est possible en comparant les valeurs moyennes de T_{EFF} mesurées à différents angles de phase. Cela permet de découpler l'albédo de α_P . Par exemple, une particule synchrone dans les anneaux dont le pôle Nord est orienté vers le Soleil tel que $(\alpha_P, \delta_P) = (90^\circ, 45^\circ)$ présentera un fort gradient entre sa face la plus chaude visible à faible angle de phase $\approx 100K$, et sa face la plus froide vue à fort angle de phase $\approx 57K$. Si l'axe est cette fois orienté parallèlement à l'axe Saturne-Soleil tel que $(\alpha_P, \delta_P) = (0^\circ, 45^\circ)$, alors le gradient de T_{EFF} est réduit à "seulement" 30K. Un simple changement d'albédo impliquerait une variation identique quelque soit la géométrie d'observation.

3.7.2 Effet de l'inclinaison δ_P

Prenons le cas simple où l'axe de rotation des particules est dans le plan perpendiculaire à la ligne Saturne-Soleil ($\alpha_P=0^\circ$). La figure 3.10 montre que les plus grandes variations de température effective, pour une inclinaison δ_P variant de 0 à 90° , sont observables depuis $\phi_{sc} = \pm 90^\circ$. Lorsque l'observateur est dans la direction de l'anse Est ($\phi_{sc} = 90^\circ$), la face visible d'une particule dont l'axe de rotation est couché sur le plan de son orbite $(\alpha_P, \delta_P) = (0^\circ, 0^\circ)$, est le pôle nord, alors que c'est l'hémisphère du matin pour une particule dont l'axe de rotation est perpendiculaire au plan de l'écliptique. Les plus grandes différences de températures apparaissent alors à $\phi_R=90^\circ$ sur l'anse Ouest (qui dans la réalité est en fait occultée par Saturne elle même). En effet, à cet endroit, le pôle Nord des particules dont l'axe est "couché" accumule de l'énergie sur une surface plus chaude que dans la cas de particules avec un axe perpendiculaire à l'équateur. La température effective est donc plus importante. Le raisonnement est bien évidemment inverse pour une observation depuis l'autre anse.

La comparaison de la forme des courbes de température observées depuis les deux anses doit donc théoriquement permettre de trancher sur l'inclinaison des axes de rotation des particules sous les hypothèses précédentes. Il est à noter que dans la réalité, ces observations sont quasiment impossible car la planète fait écran.

Les courbes azimutales de température observées à différents angles de phase sont égale-

FIG. 3.11 – Influence de l'orientation du spin des particules, sur les variations azimutales de T_{EFF} , pour différentes vitesses de rotation des différents angles de phase. Les paramètres sont les mêmes que sur la figure 3.6

FIG. 3.12 – Influence de l'orientation du spin (α_P, δ_P) sur T_{EFF} (courbes en pointillés). La température effective est calculée pour 49 valeurs de (α_P, δ_P) uniformément distribués dans l'intervalle 0° - 180° , pour un échantillonnage de 30° . La courbe en trait continu représente la température effective moyenne d'un tel ensemble de particules. Les conditions de simulations sont les mêmes que sur la figure 3.9, et $\omega = \Omega$.

ment sensibles aux variations de δ_P parallèlement à la direction solaire (Figure 3.11). De fortes variations sont observées à faible et fort angle de phase entre des particules qui présente toujours leur pôle Sud au Soleil $(\alpha_P, \delta_P) = (270^\circ, 0^\circ)$, et des particules dont l'axe est perpendiculaire au plan du disque $(\alpha_P, \delta_P) = (0^\circ, 90^\circ)$. A faible angle de phase, le pôle Sud qui est en permanence soumis au flux solaire (sauf dans l'ombre de Saturne) provoque une augmentation de température par rapport au cas où $\delta_P = 90^\circ$. A fort angle de phase, c'est l'inverse : le pôle Nord, en perpétuelle nuit, est plus froid.

3.7.3 Distribution des inclinaisons

Les cas très simples que nous venons de décrire ne sont évidemment pas représentatifs de la réalité. Nous les avons cités car ils permettent cependant de mieux se rendre compte de la complexité d'un problème qui paraît simple au départ, et ils mettent en évidence l'effet de chacun des paramètres sur les variations à grande échelle de T_{EFF} .

Chaque particule possède en fait un spin différent et continuellement modifié par les collisions mutuelles. La température effective résultante de l'anneau est alors représentative d'un comportement moyen.

La figure 3.12 montre comment la température effective des anneaux varie avec δ_P et α_P , pour des observations à angle de phase 0° , 90° et 180° . Chaque angle est ici donné de 0° à 180° , avec un pas de 30° . Les particules sont ici synchrones pour simplifier le problème. La dispersion globale de T_{EFF} introduite par ces distributions d'angles est d'environ 10K en moyenne, pour des observations aux 4 points cardinaux.

Si les angles d'inclinaison δ_P et d'ascension droite α_P sont équiprobables (la distribution est alors uniforme), d'après la loi de Stephan, la température moyenne équivalente $T_{EFF,P}$ d'un anneau constitué de cette population de particules est donnée par :

$$T_{EFF,P} = \left(\frac{1}{N} \sum_{\alpha_P, \delta_P} T_{EFF}^4 \right)^{1/4} \quad (3.1)$$

FIG. 3.13 – Effet de la dispersion des vitesses de rotation des particules sur la température effective moyenne des anneaux, à faible angle de phase. Nous utilisons les mêmes paramètres et distribution de spin que sur la figure 3.9. **A gauche** : Température effective moyenne d’une population de particules avec une distribution d’orientations uniformes, pour des vitesses de rotation telles que $\omega \leq \Omega$ (lignes continues), dans l’intervalle $0.1\Omega - 1\Omega$, par pas de 0.1Ω ; et $\omega \geq \Omega$ (lignes discontinues), dans l’intervalle $\Omega-10\Omega$, par pas de 1Ω . **A droite** : Température effective moyenne pour différentes distributions de norme de spin.

où N est le nombre de particules (le flux réémis par chaque particule s’additionnant aux autres). Il est intéressant de remarquer que la forme de l’asymétrie à grande échelle provoquée par Saturne sur le disque est conservée malgré la distribution très large des orientations des axes de rotation (figure 3.12).

Par ailleurs, la température effective $T_{EFF,P}$ d’une population de particules aléatoirement orientées, varie aussi avec la vitesse de rotation propre des particules (figure 3.13). Nous avons supposé des distributions d’angles α_P et δ_P toutes deux uniformes, et des vitesses de rotation variant de $\omega = 0.1\Omega$ à $\omega = \Omega$, avec un pas de 0.1Ω , et de $\omega = 2\Omega$ à $\omega = 10\Omega$, avec un pas de 1Ω .

Lorsqu’elles sont observées à faible angle de phase, les particules les plus lentes ($\omega \leq \Omega$) présentent un hémisphère chaud à l’observateur car longuement soumis au flux solaire. Pour des valeurs de ω plus grandes, $T_{EFF,P}$ diminue car la température de surface des particules s’homogénéise, et l’amplitude des asymétries de brillance diminue. En sortie de l’ombre ($\phi_R \approx 50^\circ$ pour l’anneau C), la température d’un disque de particules à spin élevé augmente plus lentement que dans la cas de rotateurs lents, le flux incident étant plus largement réparti à leur surface. Ceci est aussi valable sur l’anse Ouest où une population de rotateurs lents apparaît plus chaude à faible angle de phase.

Si la distribution de ω de l’ensemble des particules est uniforme, alors les variations en longitude de $T_{EFF,P}$, moyennées sur les différentes valeurs de ω , δ_P et α_P , sont peu différentes de celles générées par des particules chaudes, c’est à dire lentes pour une observation à angle de phase faible. Une telle distribution uniforme peut également être considérée comme un mélange égal de particules lentes ($\omega \leq \Omega$ population 1) et rapides ($\omega \geq \Omega$ population 2) dont chacune des populations contribue à 50% dans le flux thermique réémis.

Si la distribution en spin n’est plus uniforme, alors on observe des changements de variations de T_{EFF} . Un disque de rotateurs lents ne présente pas les mêmes gradients de température qu’un anneau ne contenant que des particules de la population 2 (Figure 3.13), comme nous l’avons précédemment expliqué.

Dans les anneaux de Saturne, la distribution en ω ne semble pas uniforme. Les simulations dynamiques montrent clairement une variation de la fonction de distribution avec la taille des particules. La dispersion des vitesses des plus petites particules (Salo, 1995; Richardson, 1994; Charnoz *et al.*, 2003) est assez importante car leurs trajectoires sont plus facilement modifiables, à cause de leur faible masse.

Richardson (1994); Charnoz *et al.* (2003) montrent également que les petites particules ont une distribution de spin relativement uniforme, alors que les secondes sont caractérisées par une distribution centrée sur un spin synchrone. Nous reviendrons sur les simulations dynamiques un peu plus loin. Les travaux de Richardson (1994) ont montré que cette distribution, pour les particules les plus grosses, est équivalente à une loi de distribution maxwellienne en $\omega e^{-\omega}$. La valeur de $T_{EFF,P}$ en fonction de la longitude ϕ_R pour une telle distribution centrée sur $\omega = \Omega$ est sensiblement la même que pour une distribution uniforme. La remontée en température est néanmoins sensiblement plus lente en sortie d'ombre.

Le choix de telle ou telle distribution d'orientation de spin ou de sa norme est évidemment une donnée à prendre en compte par la suite. La connaissance de cette donnée nécessite des simulations numériques dynamiques, les seules actuellement aptes à fournir des hypothèses sur les spins des particules, aucune particule n'ayant pu être jusqu'à aujourd'hui observée individuellement.

3.8 Effet d'élévation du disque : confrontation avec les données

Dans toutes les simulations présentées précédemment, nous avons volontairement négligé l'effet d'écrantage mutuel entre les particules, pour simplifier le raisonnement. Les ombres que projettent les particules sur leurs voisines sont néanmoins importantes dans le bilan énergétique global. Dans le formalisme du modèle à spin, la prise en compte de cet écrantage modifie en fait la quantité de flux solaire absorbé. Lorsque cet écrantage est important, la proportion de flux solaire relativement aux autres sources de chauffage, diminue. Les raisonnements et les résultats énoncés précédemment restent tout de même valables qualitativement, et la prise en compte de ce facteur d'écrantage ne remet pas en cause les idées développées plus haut. Nous avons volontairement omis ce phénomène, car la plupart des courbes de températures sont obtenues pour $B=B'=0^\circ$, ce qui implique un écrantage à 100 % total (voir la figure 2.2)

L'hypothèse de base faite ici est que les particules sont réparties sous une structure monocouche. Cette hypothèse, comme nous l'avons déjà évoqué, peut sembler assez peu réaliste au premier abord, mais les simulations dynamiques locales Richardson (1994); Charnoz *et al.* (2003) montrent que cela reste valable pour les plus grosses particules, dans des disques peu denses. Ainsi, il est fort probable que ce soit le cas de l'anneau C, dont la profondeur optique τ vaut 0.1 en moyenne, voire peut-être dans l'anneau A localement. Ces simulations montrent par ailleurs que les plus petites sont réparties de part et d'autre du plan équatorial.

Les ombres mutuelles dont la nature dépend de la structure verticale des anneaux semblent responsables de la variation de température de brillance observée dans l'infrarouge moyen, en fonction de l'élévation solaire B' . Nous avons donc comparé les résultats de notre modèle avec les observations disponibles depuis les 30 dernières années. Esposito *et al.* (1984) a synthétisé toutes les mesures de température de brillance T_B effectuées au sol, de l'infrarouge moyen ($20\mu\text{m}$) pour différentes élévations B' , depuis le début des années 70. La mesure de T_B en fonction de B' nécessite en effet au moins 15 ans soit une demi année Saturnienne pour que B' varie de 0° à 27.1° (sa valeur maximale). Les mesures de l'époque, effectuées à l'aide de bolomètres n'avaient parfois pas la résolution spatiale suffisante pour résoudre individuellement les anneaux. La plupart d'entre elles ont donc été obtenues sur les anses Est et Ouest, là où la résolution radiale est maximale. Nous avons donc comparé les températures de brillance aux alentours de

FIG. 3.14 – Température effective des particules et température de brillance sur l'anse Ouest, pour les anneaux A et C, en fonction de l'élévation solaire B' . Les points de mesures correspondent aux températures de brillance observées à $20\mu\text{m}$, depuis 30 ans (Revue d'Esposito, 1984). Toutes les sources de chauffage sont ici prises en compte. La conductivité thermique est fixée à 10^{-4} W/m/K. Le coefficient d'écrantage est celui trouvé expérimentalement par Froidevaux *et al.* (1981).

$20\mu\text{m}$ (l'émissivité de la glace d'eau étant dans ce cas proche de 1), avec les températures que donne le modèle sur l'anse Ouest, pour les anneaux A et C. Le coefficient d'écrantage $C(B',\tau)$ utilisé ici dans l'équation du bilan énergétique est celui que Froidevaux et Ingersoll (1980) ont obtenu à partir de leur expériences en laboratoire. La conversion de la température effective en température de brillance, à $\lambda = c/\nu = 20\mu\text{m}$ est donnée par la formule 2.23 appliquée à T_{EFF} :

$$I_\nu(T_B) = \epsilon_\nu B_\nu(T_{EFF})(1 - e^{-\tau}) \frac{C(B, \tau)}{\mu} \quad (3.2)$$

où B est toujours l'élévation de l'observateur, τ la profondeur optique, $C(B,\tau)$ le coefficient de non écrantage, et $\mu = \cos(B)$.

Les figures 3.14 (haut) et 3.14 (bas) montrent que les températures de brillances observées en fonction de l'élévation pour les anneaux A et C sont relativement bien reproduites par le modèle, avec les hypothèses simples de spin perpendiculaire au plan des anneaux. L'inertie thermique a ici été fixée à 10^{-4} W.m⁻¹.K⁻¹, valeur de l'ordre de grandeur de celle trouvée par Ferrari *et al.* (2005a). Les données concernant l'anneau C sont modélisables avec un disque constitué de particules en rotation lente ($\omega = 0.1\Omega$) pour un albédo de 0.52, ou pour des particules en rotation rapide ($\omega = 10\Omega$) pour un albédo de 0.32. Ceci est compatible avec les résultats de Froidevaux et Ingersoll (1980) qui, avec son modèle d'anneau plat, avait montré que des particules en rotation lente ($f=2$) avec un albédo de 0.55 pouvaient reproduire les observations, tout comme des rotateurs rapides ($f=4$) avec $A_v \leq 0.35$. Ce résultat est compatible, mais il convient d'être prudent car l'albédo de l'anneau C, comme nous allons le voir par la suite, n'est pas aussi élevé. La détermination du spin et de l'albédo passe en fait par l'analyse complète des courbes azimutales à différents angles de phase. Par ailleurs, il faut remarquer les variations d'albédo avec la vitesse de rotation s'explique par le fait que le flux réémis par les particules à spin élevé, va être émis sur une plus grande surface. Pour reproduire une même température à faible angle de phase, les particules devront donc émettre plus de flux thermique et par conséquent avoir un albédo plus faible afin d'accumuler plus de chaleur.

En ce qui concerne l'anneau A, la courbe de température de brillance en fonction de B' est relativement bien reproduite par des particules en rotation lente ($\omega = 0.1\Omega$) et avec un albédo de 0.55, ou des particules tournant rapidement sur elles mêmes ($\omega = 10\Omega$) pour un albédo de 0.35. Froidevaux et Ingersoll (1980) avaient pu reproduire grâce à son modèle à structure monocouche, des données, pour des rotateurs lents ($f=2$) avec un albédo du même ordre de grandeur que le nôtre, mais il ne pouvait pas reproduire de façon raisonnable la température de brillance avec des spins importants ($f=4$).

Troisième partie

Observations dans l'infrarouge

CHAPITRE 4

Instrumentation et méthodes d'observation

Sommaire

4.1	L'infrarouge et émission thermique	92
4.2	Domaines de longueur d'onde	93
4.3	Les instruments	94
4.3.1	Instrumentation au Sol : CAMIRAS et VISIR	94
4.3.2	Spectromètres embarqués : IRIS et CAMIRAS	94
4.4	Les observations depuis le sol	96
4.4.1	L'atmosphère	96
4.4.2	La résolution angulaire	97
4.4.3	Fond de ciel thermique	99
4.4.4	Chopping et Nodding	100
4.4.5	Temps d'intégration	102
4.4.6	Prétraitement des données	105
4.5	Observations spatiales	107
4.6	Complémentarité sol-Espace	107
4.7	Méthode d'extraction des profils azimutaux et radiaux	109
4.7.1	Astrométrie	109
4.7.2	Incertitudes sur les mesures	110
4.7.3	Résolution radiale et azimutale	111

Dès le début de ma thèse, en octobre 2002, j'ai été amené à travailler sur des observations infrarouges des anneaux de Saturne obtenues au CFHT à Hawaii. Au cours de ces trois années, j'ai par ailleurs utilisé des données spatiales du spectromètre infrarouge IRIS de la sonde Voyager 1 lors de son survol de la planète en 1981. Enfin, l'année 2004 a coïncidé avec les premières observations en bandes N et Q du nouveau spectro-imageur VISIR, au VLT (ESO). J'ai participé à l'analyse des toutes premières images de Saturne avec cet instrument. Dans ce chapitre, je présente les différentes techniques d'observation dans ces longueurs d'onde et je développe les différents avantages et inconvénients des observations au sol ou spatiales.

4.1 L'infrarouge et émission thermique

De façon tout à fait générale, la découverte de l'émission infrarouge de quasiment tous les objets de l'Univers a permis de faire des progrès significatifs dans la connaissance de leurs propriétés physiques. Une grande variété de processus physiques sont susceptibles de produire un rayonnement infrarouge dont la détection et l'analyse, c'est-à-dire l'étude de son étendue spatiale, son intensité et de sa répartition spectrale nous permettent par la suite de déduire des paramètres physiques essentiels comme la température, les densités, les compositions chimiques des corps émetteurs, etc...

Le rayonnement thermique est celui du corps noir donné par la formule de Planck qui donne la puissance émise par unité de temps, par unité de surface en se propageant dans la direction perpendiculaire à cette surface, à l'intérieur d'un angle solide unité :

$$B_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} (W.m^{-1}.Hz^{-1}.sr^{-1}) \quad (4.1)$$

En infrarouge, on utilise parfois une unité plus adaptée aux ordres de grandeurs des sources observées : le Jansky (Jy) ($1Jy=10^{26} W.m^{-1}.Hz^{-1}.sr^{-1}$). Il y a alors deux régimes de part et d'autre du maximum du spectre caractérisé par la température T :

- $h\nu \ll kT$: Loi de Rayleigh-Jeans

$$B_\nu = \frac{2kT\nu^2}{c^2} \quad (4.2)$$

- $h\nu \gg kT$: Loi de Wien

$$B_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} e^{-\frac{h\nu}{kT}} \quad (4.3)$$

La loi de Wien nous donne λ_{max} (longueur d'onde du maximum d'émission) :

$$\lambda_{max} = 2.8810^{-3}T^{-1}(m) \quad (4.4)$$

La température des anneaux planétaires varie de 135 K pour Jupiter à seulement 55 K dans le cas des arcs de Neptune. Le maximum d'émission thermique est donc situé vers 40 μm . L'étude des disques planétaires dans ce domaine de longueur d'onde nous donne par conséquent accès aux propriétés thermiques du régolite des particules, mais aussi à leur comportement dynamique.

Dans le cadre de l'étude de l'émission thermique des anneaux de Saturne, nous nous intéressons uniquement à l'émission continue thermique des particules. Les raies d'absorption aux alentours de 12 microns, caractéristiques de la présence de contaminants tels que les silicates (Lynch *et al.*, 2000) n'ont en effet pas été observées jusqu'à présent. La température de brillance autour de 20 microns est donc relativement constante et égale à 0.9 aux alentours de 20 μm .

4.2 Domaines de longueur d'onde

Le terme "infrarouge" fait généralement référence aux longueurs d'onde plus grandes que $1 \mu\text{m}$, qui est la limite conventionnelle du rayonnement visible. L'infrarouge est très souvent subdivisé arbitrairement en trois sous parties dont les limites ne sont pas réellement définies :

- L'**infrarouge proche** correspond en planétologie au rayonnement solaire réfléchi par les surfaces ou les atmosphères planétaires, entre $1 \mu\text{m}$ et $5 \mu\text{m}$ environ. Les bandes photométriques correspondantes sont les bandes J ($1.25 \mu\text{m}$), H ($1.6 \mu\text{m}$) et K ($2.2 \mu\text{m}$). Les observations spectroscopiques en proche infrarouge permettent d'avoir entre autre accès à la composition chimique de la surface des particules dans les anneaux, de connaître la distribution de taille des grains du régolite (Poulet *et al.*, 2002),...etc. La présence de glace d'eau dans les anneaux est également détectable à ces fréquences là : les raies de glace d'eau à $1.6 \mu\text{m}$ et $2.0 \mu\text{m}$ sont facilement identifiables.
- L'**infrarouge moyen** se situe, lui, entre approximativement $5 \mu\text{m}$ et 40 à $50 \mu\text{m}$ (cette limite étant tout à fait subjective et variable en fonction du domaine de recherche!). C'est dans l'infrarouge moyen que l'émission thermique des anneaux de Saturne sera maximale. Ce rayonnement thermique est encore observable depuis les télescopes terrestres, dans certaines bandes passantes de l'atmosphère terrestre. Typiquement, la transition entre émission réfléchie et émission thermique se situe vers $11 \mu\text{m}$ dans le cas d'un corps à 90 K situé à 9.25 unités astronomiques du Soleil comme c'est le cas des anneaux de Saturne. Cela signifie qu'en dessous de cette longueur d'onde, le flux Solaire réfléchi ne peut plus être négligé.
- L'**infrarouge lointain** s'étend ensuite au delà, jusqu'au domaine millimétrique vers 1 mm .

Malheureusement, l'atmosphère terrestre absorbe les ondes dans le spectre infrarouge. Elle est quasiment opaque au-delà de $2 \mu\text{m}$ sauf dans quelques bandes spectrales autour de 3.4 , 5 , 10 et $20 \mu\text{m}$. Une autre limitation provient du fait que l'atmosphère, à une température d'environ 300 K , émet un fond en infrarouge très important, qui peut largement dépasser le flux des sources astrophysiques les plus faibles que l'on puisse détecter. On est souvent gêné par l'émission même du télescope et de la caméra. Alors que l'on peut limiter l'émission propre de la caméra en la refroidissant (azote liquide à 77 K et hélium liquide à 4K), il est nécessaire d'utiliser des techniques particulières pour arriver à se débarrasser des émissions indésirables de l'atmosphère et des structures dues au télescope ("chopping" et "nodding"). On peut alors s'affranchir des limitations imposées par l'atmosphère en utilisant des télescopes à bord de ballons, d'avions stratosphériques ou de satellites. Le premier lancé fut IRAS (InfraRed Astronomical Satellite) qui a cartographié le ciel dans 4 bandes (12 , 25 , 60 et $100 \mu\text{m}$). Puis il y a eu ISO (Infrared Space Observatory) lancé en 1995 et actuellement le satellite Spitzer. Tous ces télescopes embarqués ne peuvent être que de taille modeste comparativement aux télescopes au sol. Par exemple Spitzer possède un miroir de 80 cm de diamètre. La résolution donnée par $1.22 \frac{\lambda}{D}$ n'est que de $2''$, alors qu'au sol avec VISIR par exemple monté sur un télescope de 8 m , on peut atteindre les $0.07''$.

L'envoi de la sonde Cassini et de son spectromètre CIRS contourne ces obstacles en couplant une grande sensibilité à une résolution spatiale importante due à sa proximité à la planète.

4.3 Les instruments

Nous avons vu dans la partie précédente que la détermination des propriétés tant physiques que dynamiques des particules des anneaux de Saturne, à partir des mesures de température dans l'infrarouge moyen, passe par des observations à différentes géométries. Au cours de ma thèse, les données observationnelles que j'ai recueillies ont été obtenues avec des télescopes au sol (CFHT et VLT (ESO)), mais aussi avec des spectromètres infrarouges embarqués à bord des sondes Voyager (IRIS) et Cassini (CIRS). Ce large éventail d'instruments a permis :

- D'observer les anneaux à différentes époques, et donc pour différentes élévations du Soleil dans le plan du disque.
- D'obtenir différentes géométries d'observation et différents angles de phase pour observer à la fois le côté jour des particules, mais aussi leur hémisphère plongé dans la nuit.
- D'utiliser à la fois des données photométriques en imagerie (CAMIRAS, VISIR), et des données spectroscopiques sur une large gamme de longueur d'onde (VISIR, IRIS, CIRS)

4.3.1 Instruments au Sol : CAMIRAS et VISIR

CAMIRAS

La caméra infrarouge CAMIRAS a été développée dans les années 90 au service d'Astrophysique de Saclay (CEA). Au fil des ans, elle a subi des modifications et reçu différents capteurs de plus en plus grands et sensibles. La dernière mise à jour date de 1997, le nouveau capteur Boeing possédant 128 x 128 pixels. Cette caméra était équipée de nombreux filtres en bande N (entre 8 et 13 μm) et Q (entre 17 et 24 μm). Elle fut utilisée lors de l'impact de la comète Shomaker-Levy 9 sur Jupiter en 1994. J'ai utilisé les données obtenues avec cette caméra sur Saturne en 1999 et 2000, alors que l'instrument était installé sur le CFH telescope, de 3.6m de diamètre. Ces données ont permis d'obtenir la première mesure de la conductivité thermique des anneaux B et C (Ferrari *et al.*, 2005a).

VISIR

VISIR est un spectro-imageur de dernière génération, installé actuellement au foyer Cassegrain du télescope géant Melipal (Unité 3) de 8.2 mètres de diamètre, au VLT (ESO) sur le site de Paranal (figure 4.1). Cet instrument est le fruit d'une collaboration entre le CEA/DAPNIA de Saclay et le Laboratoire ASTRON de Dwingeloo basé aux Pays bas. Il constitue un avancement majeur dans le développement technologique des instruments moyen infrarouge. VISIR est capable, comme CAMIRAS, de faire de l'imagerie en bande N et Q, mais avec beaucoup plus de résolution. Les résolutions disponibles sont de 0.127" par pixel ou 0.075" par pixel, pour un capteur de 256x256 pixels. Il est aussi possible de l'utiliser en mode spectrométrique. La résolution spectrale peut varier de 150 à 30000 ! Actuellement, aucun autre instrument au sol, à par MICHELLE au Gemini Nord, ne peut prétendre à de telles performances.

FIG. 4.1 – VISIR au foyer Cassegrain du telescope Melipal au VLT

4.3.2 Spectromètres embarqués : IRIS et CAMIRAS

IRIS

IRIS (Voyager Infrared Interferometer Spectrometer) est le spectromètre infrarouge installé à bord des 2 sondes Voyager. Il s'agit d'un spectromètre de Michelson capable de couvrir une gamme spectrale de 180 à 2500 cm^{-1} (3 à 55 μm), avec une résolution spectrale de 4.3 cm^{-1} , et d'un radiomètre mono-canal sensible dans le proche infrarouge (0.8 à 2.5 μm). Le champ de vue circulaire d'IRIS est d'environ 4.3 mrad. La partie optique de l'instrument est composée d'une miroir primaire de type Cassegrain de 50 cm de diamètre. L'ensemble est fixé sur la plateforme instrumentale de Voyager, comme la majorité des autres instruments optiques.

CIRS

L'instrument CIRS (Composite Infrared spectrometer est le spectromètre infrarouge embarqué sur la plateforme scientifique de la sonde CASSINI, en orbite autour de Saturne depuis Juillet 2004 (figure 4.2). Il est en quelque sorte le successeur de IRIS. L'ensemble de l'instrument pèse environ 40 kg. Le domaine spectral de CIRS est extrêmement large puisqu'il peut observer entre 7 et 1000 μm , soit bien plus loin que IRIS. La résolution spectrale peut atteindre 0.5 cm^{-1} . La partie optique de CIRS est composée d'un télescope de type Cassegrain possédant un miroir primaire parabolique de 50.8 cm de diamètre, ouvert à F/6, et un secondaire hyperbolique de 7.6 cm. Le rayonnement infrarouge observé est focalisé par ce système optique et est ensuite distribué entre les voies infrarouge moyen et lointain par un miroir de champ. L'ensemble de l'optique est refroidi passivement pour être maintenu à environ 170 K.

CIRS possède 3 plans focaux dans l'infrarouge moyen et lointain. L'interféromètre moyen infrarouge est un interféromètre de type Michelson, possédant 2 plans focaux FP3 et FP4. Chaque détecteur est une barrette de 10 pixels composée de Tellure de Mercure et de Cadmium (HgCdTe), avec un champ de vue de 0.273 mrad par pixel. Le plan focal FP4 fonctionne en mode photo voltaïque afin de minimiser le bruit, alors que les détecteurs de FP3 sont utilisés en mode photoconducteur. La gamme spectral couverte par FP4 est l'intervalle 7-9 μm , alors que FP3 couvre 9-17 μm . L'ensemble est stabilisé à une température d'environ 80 K.

Les observations entre 17 et 1000 μm sont effectuées avec le plan focal FP1. C'est celui qui est utilisé pour observer l'émission thermique des anneaux car son intervalle spectral de fonctionnement correspond au pic d'émission thermique des particules du disque. C'est un interféromètre à polarisation. Deux détecteurs à thermopile sont placés dans ce plan focal, qui est aussi refroidit à 170 K. Le champ de vue de FP1 est similaire à celui d'IRIS : 4.3 mrad.

FIG. 4.2 – Le spectromètre CIRS en cours d'intégration (à droite) et sur sa plateforme, avec les autres instruments optiques.

4.4 Les observations depuis le sol

4.4.1 L'atmosphère

L'atmosphère absorbe la majorité du flux des sources en moyen IR (à cause des raies multiples d'absorption moléculaires de CO_2 , CO , O_2 , H_2O , O_3) ne laissant que quelques fenêtres d'observation : bande M, N et Q centrées respectivement sur 5, 10 et 20 μm . Alors que la bande N a une bonne transmission (presque 100 %), la bande Q a une transmission chaotique et décroissante avec la longueur d'onde, ne permettant aux instruments au sol d'observer que des sources très brillantes dans ce domaine de longueur d'onde. La transmission de ces bandes est représentée sur la figure 4.3. La bande N est une bonne fenêtre avec une transmission de 100 % entre 10.5 et 12 μm . La bande Q est beaucoup plus pauvre avec un maximum de transmission dépendant de la longueur d'onde. En effet, la bande Q peut être vue comme la superposition de plusieurs bandes très étroites ($\Delta\lambda=1 \mu\text{m}$) de transmission 60 %. Les observations dans la bande Q nécessitent un faible taux d'humidité et sont donc très dépendantes des conditions météorologiques ; c'est pourquoi le choix du site d'observation est crucial pour un instrument IR.

FIG. 4.3 – Transmission de l'atmosphère simulée pour le site de Paranal au Chili. (ESO)

4.4.2 La résolution angulaire

Une source ponctuelle ne donne pas une image ponctuelle sur un détecteur. Deux phénomènes sont à l'oeuvre dans cet étalement de l'image de la source : la diffraction et la turbulence. La première est liée à la dimension finie de l'instrument alors que la seconde est liée à l'atmosphère terrestre.

La diffraction

La tache de diffraction d'une pupille circulaire (le miroir du télescope) transmet l'intensité suivante :

$$I(\theta) = \left(\frac{2J_1\left(\frac{\pi D\theta}{\lambda}\right)}{\frac{\pi D\theta}{\lambda}} \right)^2 \quad (4.5)$$

où θ est la direction de diffraction considérée, λ la longueur d'onde, J_1 la première fonction de Bessel et D le diamètre de la pupille. Le premier zéro de J_1 donne le diamètre angulaire de la tache d'Airy, c'est-à-dire la taille minimale de l'image d'un point :

$$\alpha = 1.22 \frac{\lambda}{D} \quad (4.6)$$

On peut donc déduire de cette expression le critère de résolution de Rayleigh disant qu'on peut séparer deux sources à condition que le minimum de la tache d'Airy de la première source corresponde au maximum de la tache de la deuxième source. Ainsi, la distance angulaire entre 2 sources est telle que :

$$\theta \geq \theta_0 = 1.22 \frac{\lambda}{D} \quad (4.7)$$

A $20 \mu\text{m}$, en bande Q, on obtient donc une résolution limite pour la diffraction sur un télescope de 3.6 m de diamètre de 1.4". Cette valeur descend à environ 0.6" pour un télescope de 8.2 m de diamètre comme au VLT.

La turbulence

S'il est vrai que le flux observable augmente indéfiniment avec le diamètre du miroir, le pouvoir de résolution, lui, atteint un plafond dû à une autre cause de limitation. L'atmosphère est le siège de mouvements turbulents complexes (à cause du gradient de température) qui ont pour effet de déformer les ondes lumineuses qui arrivent sur le télescope, ce qui entraîne une agitation permanente de l'image au foyer du télescope, agitation qui se traduit par un élargissement de la tache de diffraction théorique. On se rend compte que les images de sources ponctuelles bougent dans le temps de manière aléatoire, mais que la valeur moyenne de l'écart quadratique à la position centrale est majorée. Ainsi, si on ne tient compte que de la turbulence, une image en pose longue d'une source ponctuelle est en fait la superposition d'images élémentaires décalées spatialement sur le détecteur, et donne donc une tache (appelée "seeing") au lieu d'un point. Un profil de tache de "seeing" est typiquement gaussien car il résulte d'un grand nombre de réalisations d'une variable aléatoire (tendance vers la loi normale). On peut donc essayer de s'affranchir de ce phénomène en prenant des images sur un temps de pose très court, inférieur au temps de cohérence de l'atmosphère (environ 20 ms), mais dans ce cas on a un signal très faible et donc une mauvaise sensibilité. Pour l'améliorer, il faut être capable d'additionner des images décalées spatialement dans lesquelles il y a un rapport signal sur bruit très dégradé. Il faut alors faire appel à des techniques très sophistiquées pour retrouver le signal original.

On quantifie la dégradation due à la turbulence atmosphérique par le **paramètre de Fried** r_0 défini comme étant le diamètre d'une pupille circulaire qui donnerait une tache de diffraction équivalente à la tache de "seeing" observée. On montre que ce paramètre, proportionnel à la longueur de cohérence de l'atmosphère, varie avec la longueur d'onde comme $\lambda^{\frac{6}{5}}$. La résolution angulaire inférieure due à la turbulence atmosphérique varie donc comme $\frac{\lambda}{r_0}$ c'est-à-dire $\lambda^{-\frac{1}{5}}$. On voit donc (figure 4.4) qu'à 10 et 20 μm , on est limité par la diffraction, alors que dans le visible, c'est le seeing qui est limitant. Donc, une augmentation du diamètre du télescope pour l'observation en infrarouge n'améliorera la résolution totale qu'à condition de se placer dans un excellent site du point de vue turbulence atmosphérique (comme le site de Paranal ou le Mauna Kea par exemple), sinon cela n'apportera qu'un gain en sensibilité.

Une méthode s'est ainsi développée afin de corriger en temps réel les effets de la turbulence : l'optique adaptative. On essaye de corriger la déformation du front d'onde et de restaurer le front d'onde original en utilisant un dispositif qui détecte cette déformation et commande en rétroaction une série de vérins qui vont modifier légèrement la forme du miroir secondaire. Ce dispositif doit avoir un temps de réponse très rapide, inférieur au temps de cohérence de l'atmosphère qui augmente avec la longueur d'onde. Il est donc plus simple de concevoir des systèmes d'optique adaptative dans l'infrarouge proche plutôt que dans le visible. Sur le VLT, nous avons une correction "tip-tilt" qui consiste à bouger le miroir secondaire au lieu de le déformer pour l'observation en infrarouge moyen, ce qui équivaut à la correction du premier mode spatial de la turbulence.

FIG. 4.4 – Limite de diffraction au VLT (ligne continue) en fonction du seeing. La dépendance du seeing avec la longueur d'onde est aussi représentée.

4.4.3 Fond de ciel thermique

L'atmosphère émet un fort signal de fond dont le spectre est sensiblement similaire à celui d'un corps noir de 253 K environ (Loi de Kirchhoff). Les télescopes terrestres émettent eux aussi leur propre flux infrarouge dû à leur propre température. Par exemple, les télescopes à Paranal émettent à $T=283$ K avec une émissivité inférieure à 15%. Chaque élément des instruments est par ailleurs refroidi au maximum afin de réduire sa propre émission thermique (le capteur de VISIR est ainsi refroidi à 7K, et l'intérieur du cryostat est à 33 K).

La contribution en flux de toutes ces sources 'parasites' est typiquement, au VLT, de $m_N = -5\text{mag}/\text{arcsec}^2$ ($3700 \text{ Jy}/\text{arcsec}^2$) en bande N, et $m_Q = -7.3\text{mag}/\text{arcsec}^2$ ($8300 \text{ Jy}/\text{arcsec}^2$) en bande Q, ce qui est considérable! Cette quantité de photons incidents (environ $10^8/\text{sec}$) nécessite une stratégie d'observation spécifique à l'infrarouge que nous allons détailler.

4.4.4 Chopping et Nodding

La présence dans l'atmosphère des molécules qui absorbent la plupart du rayonnement dans l'infrarouge nous empêche d'observer l'émission propre des anneaux pour la plupart des longueurs d'onde. Seules quelques bandes atmosphériques étroites sont encore accessibles. La qualité du site d'observation est primordiale dans les observations infrarouges, car la densité de l'air doit être la plus faible possible afin d'augmenter la transmission au travers des bandes atmosphériques, mais l'atmosphère doit aussi être suffisamment stable.

Une autre limitation au sol est que l'atmosphère, à une température d'environ 300 K, émet un fond en infrarouge très important, qui peut largement dépasser le flux des sources astrophysiques les plus faibles que l'on puisse détecter. La table 4.1 donne un exemple l'intensité du fond du ciel pour le site de Paranal dans les différents filtres, du visible à l'infrarouge moyen. Jusqu'à $2 \mu\text{m}$, le fond de ciel est dominé par la diffusion de Rayleigh du rayonnement stellaire, et par les raies d'émission atmosphériques. Au delà, c'est l'émission thermique du fond de ciel qui domine.

Si l'on suppose que les anneaux de Saturne et le fond de ciel peuvent être considérés en première approximation comme deux corps noirs de température respective de 100 K et de 300 K, alors le rapport des intensités de ces deux objets est donné par l'équation (4.8).

$$\frac{I_{\text{ciel}}}{I_{\text{Saturne}}} = \frac{e^{\frac{hc}{100\lambda c}} - 1}{e^{\frac{hc}{300\lambda c}} - 1} \quad (4.8)$$

où λ est la longueur d'onde et c la célérité de la lumière. Ce rapport est de l'ordre de 1000 en bande Q, vers $20 \mu\text{m}$, c'est à dire que le rapport S/N est bien trop faible pour rendre la source visible sur les images brutes.

Filtre	λ (μm)	Intensité ($\text{mag.}\text{arcsec}^{-2}$)
B	0.429	22.7
V	0.554	21.8
R	0.655	20.9
I	0.768	19.9
J	1.25	16.5
H	1.65	14.4
K _s	2.2	13
N	10	-5.0
Q	20	-7.3

TAB. 4.1 – Intensité du fond de ciel sur le site de Paranal exprimée en $\text{mag.}\text{arcsec}^{-2}$, du visible à l'infrarouge moyen. Les 4 premiers filtres correspondent à l'instrument FORS, les trois suivant au spectro imageur ISAAC (infrarouge proche) et les deux derniers aux bandes passantes de VISIR. Les données des filtres visibles sont données pour une nuit sans Lune.

De plus, le télescope contribue au bruit de fond infrarouge car il émet un rayonnement thermique important par rapport aux sources, les différents systèmes optiques étant à une température non nulle (le miroir primaire est à environ 283 K). Pour réduire ce dernier, on refroidit les instruments (capteur, filtres,...etc) jusqu'à des températures de l'ordre de 20-30 K où le rayonnement en IR est alors plus ou moins négligeable devant celui des sources.

Par conséquent, afin de ne pas saturer le capteur par la trop grande quantité de photons, nous sommes amenés à réaliser des images avec des temps d'intégration extrêmement courts, de l'ordre de quelques dizaines de millisecondes. Les images sont ensuite combinées entre elle pour faire ressortir du bruit la source observée.

L'idée de base est de soustraire le bruit de fond aux images à partir de la différence entre deux observations : une "**on-source**" qui contient la source observée (Saturne en l'occurrence) et le bruit dû à l'émission propre du télescope et du ciel ; et une autre "**off-source**" qui ne contient que le bruit de fond. La soustraction des deux images permet en théorie de ne conserver que l'image de Saturne. Étant donnée l'échelle de temps des fluctuations du fond de ciel, les mesures "**on-source**" et "**off-source**" doivent se faire très rapidement, à une fréquence de l'ordre du Hertz. Une fréquence si élevée ne peut mécaniquement pas se faire en bougeant entièrement le télescope ; c'est pourquoi, on fait cela en inclinant alternativement le miroir secondaire du télescope.

En infrarouge, on utilise la technique du **chopping/nodding** pour s'affranchir de toutes les perturbations liées à l'atmosphère ou au télescope.

- **Chopping** : Le télescope est pointé dans la position A_{on} sur la source. Une série d'environ 10 images est obtenue avec un temps d'intégration de quelques dizaines de millisecondes. Le miroir secondaire est ensuite incliné légèrement afin que la source soit déplacée sur le capteur (position A_{off}). Une autre série d'image est obtenue. Dans chaque cas, les images sont sommées afin d'avoir une image finale A_{on} et une autre A_{off} . La première contient la source observée (les anneaux ici), le flux du fond de ciel et celui du télescope. La seconde ne contient à priori que le fond de ciel et le flux d'émission thermique du

système optique. La soustraction de ces deux images permet donc de faire une correction d'ordre 0 en retirant grossièrement le bruit de fond. Grossièrement, car les deux positions du miroir secondaire correspondent à des trajets optiques différents. L'état de surface du miroir primaire et sa température ne sont évidemment pas strictement identiques en tout point. Par conséquent, les deux chemins optiques *on source* et *off source* vont correspondre à des flux infrarouges du télescope différents (T_{on} et T_{off}), ce qui conduit à un bruit résiduel. L'image finale A contient donc :

$$A = A_{on} - A_{off} = I_{Saturne} + I_{Ciel} + T_{on} - T_{off} - I_{Ciel} \quad (4.9)$$

$$A = I_{Saturne} + T_{on} - T_{off} \quad (4.10)$$

Il semble donc nécessaire d'obtenir un autre chopping dans une position B pour pouvoir supprimer la composante $T_{on} - T_{off}$.

- **Nodding** : L'échelle de temps des fluctuations du bruit résiduel $T_{on} - T_{off}$ est longue comparée à celle des variations du ciel (la température du télescope ne varie pas significativement en moins de quelques minutes!). C'est pourquoi pour corriger cet effet, il faut faire un nouveau chopping en déplaçant légèrement de quelques secondes d'arc le télescope en position B. Il y a alors 2 possibilités :

1. *Mode Flux* : L'objet est présent sur l'image B_{off} . Cela revient juste à inverser les positions A et B : La position *off* du second chopping B correspond à la position *on* du premier chopping. Alors, le second chopping donne :

$$B = B_{on} - B_{off} = I_{Ciel} + T_{on} - T_{off} - I_{Ciel} - I_{Saturne} \quad (4.11)$$

$$B = -I_{Saturne} + T_{on} - T_{off} \quad (4.12)$$

2. *Mode Résolution* : Les deux images B_{on} et B_{off} sont prises sur le fond de ciel, sans la source. Ainsi, le chopping donne :

$$B = B_{on} - B_{off} = I_{Ciel} + T_{on} - T_{off} - I_{Ciel} \quad (4.13)$$

$$B = T_{on} - T_{off} \quad (4.14)$$

L'ensemble des deux images A et B constitue le nodding. Si la structure thermique du télescope n'a pas varié, alors les intensités T_{on} et T_{off} sur les deux chopping A et B, doivent être équivalentes. Donc, en effectuant A-B, on a :

1. Mode Flux : A-B = 2 $I_{Saturne}$ (4.14)

2. Mode Résolution

$$A - B = I_{Saturne} \quad (4.15)$$

Lorsque le mode flux est utilisé, seule la moitié du temps est utilisée pour s'affranchir du bruit de fond. En mode résolution, une seule image sur 4 contient les anneaux, ce qui signifie que pour une heure d'observation, le temps d'intégration sur la source ne sera que de 15 minutes. Dans le premier cas, donc, la quantité de flux de la source est deux fois plus

importante, mais les erreurs de recentrage des images A et B peuvent entraîner une perte de résolution spatiale. Une source comme Saturne est en fait suffisamment lumineuse pour pouvoir n'utiliser que le mode résolution. Par ailleurs, la surface apparente de la planète étant très étendue, le chopping doit être d'environ 25 secondes d'arc, ce qui est relativement important.

Dans la pratique, une grande série d'images en position A et B est obtenue. Elles sont ensuite recombinaisonnées entre elles. Classiquement, la séquence suivante sera obtenue : ABBAAB-BAABBAABBA (4 séquences de cycle AB ici).

FIG. 4.5 – On observe dans une position nodding du télescope, la source et le fond dans les positions A et B respectivement du miroir (à gauche de la figure), puis on bascule le télescope afin que la source soit observée dans la position B du miroir et le fond en position A. On somme les deux images des deux nodding et on obtient 2*source. En effet, on a $source + sky A - sky B$ d'une part et $source + sky B - sky A$ d'autre part, et donc en sommant ces deux images, on obtient 2*source.

4.4.5 Temps d'intégration

Chaque image de chopping **on** ou **off** obtenue en position de nodding A ou B est donc la somme de multiples expositions de quelques millisecondes notées DIT (Detector Integration Time). Si f_{chop} est la fréquence d'oscillation du miroir secondaire (typiquement 0.25 Hz, soit une position on ou off toute les $T_{chop}=4$ secondes), et T_{nod} la période de nodding (typiquement 90 à 120 secondes). Le nombre de cycle de chopping $N_{cycl_{chop}}$ dans un nodding est donc donné par :

$$N_{cycl_{chop}} = T_{nod}/T_{chop} \quad (4.16)$$

Au cours d'une observation, le nombre d'images sauvegardées pour une position de nodding A ou B est défini par NDIT tel que :

$$NDIT = (2 \cdot DIT \cdot f_{chop})^{-1} - NDITSKIP \quad (4.17)$$

où NDITSKIP est le nombre d'acquisitions non sauvegardées. En effet, au début de chaque mouvement du miroir secondaire, un certain nombre d'images sont éliminées, le temps que le système mécanique de support du miroir (dont la taille au VLT est tout de même de 1 mètre !) se stabilise. Ce temps est d'environ 25 ms pour VISIR. D'autres images sont aussi supprimées après un repointage du télescope, lors du nodding, le temps que toutes les vibrations générées dans la monture diminuent. Le nombre de cycles de chopping ainsi non sauvegardés au début d'un nodding est donné par NCYSKIP. Le temps d'exposition sur la source observée, en mode résolution (lorsque Saturne n'apparaît que dans un nodding) est alors de :

$$t_{source} = 4N_{cycl_{nod}} \cdot N_{cycl_{chop}} \cdot NDIT \cdot DIT \quad (4.18)$$

et le temps d'intégration non utilisé sur la source vaut alors :

$$t_{skip} = 4N_{cycl_{nod}} \cdot DIT \cdot (NDITSKIP \cdot N_{cycl_{nod}} + NDIT \cdot NCYSKIP) \quad (4.19)$$

Le temps total d'observation est donc la somme des deux :

$$t_{total} = t_{skip} + t_{source} \quad (4.20)$$

En mode flux, la source apparaît deux fois plus longtemps sur le capteur, donc t_{source} est multiplié par 2, et t_{skip} est deux fois plus petit. Le pourcentage de temps réellement exploité sur la source est en fait typiquement de l'ordre de 70%. Dans les faits, le temps nécessaire pour vérifier que le télescope est centrée sur Saturne et pour obtenir des étoiles de calibration fait chuter cette valeur à environ 55% au VLT.

FIG. 4.6 – Schéma d'acquisition des images en infrarouge : An et Bn sont les positions de nodding, Ac et Bc représentent les positions *on* ou *off* lors du chopping.

Les observations de Saturne, avec les télescopes actuels en infrarouge se différencient des observations de sources ponctuelles car l'étendue spatiale de la planète et des anneaux sur le capteur est considérable. Sur les images obtenues avec Camiras et Visir, nous allons voir que nous sommes obligés de tourner l'ensemble du détecteur afin que les anneaux soient inclinés de 45° environ par rapport aux colonnes de la matrice. Ceci permet d'imager intégralement le système d'anneaux principaux en une seule acquisition, et évite d'être contraint de faire un compositage (mosaïque) de différentes images au traitement postérieur, toujours source de problème de calibration photométrique. Cette dimension importante de la source sur le capteur oblige à augmenter l'amplitude du chopping et du nodding à environ 25".

4.4.6 Prétraitement des données

Jittering : Suppression des mauvais pixels

Dans le domaine infrarouge, aussi bien en imagerie qu'en spectroscopie, on a très souvent recours à une technique appelée le *Jittering*. Il s'agit de décaler les images d'une même séquence les unes par rapport aux autres. Cela signifie que lors d'une séquence d'acquisition de type ABBA, la position du centre du champ au premier chopping A est légèrement différente de celle choisie pour le second chopping A. Ce décalage, est typiquement de l'ordre de quelques secondes d'arc tout au plus. Il permet ainsi d'éviter que l'image de Saturne et de ses anneaux ne se forme toujours au même endroit sur la matrice. Lorsque les images sont par la suite recombinaées entre elles, elles sont translatées les unes par rapport aux autres, et les mauvais pixels ou les pixels morts sont alors éliminés. Les décalages (offset) appliquées au télescope suivent généralement une loi de Poisson.

Champ plat ("Flat-field")

Dans l'infrarouge moyen, le fond de ciel est souvent une source extrêmement homogène : les variations de flux incident entre chaque pixel sont donc très faibles. Cependant, le flux capté par le détecteur n'est pas réellement homogène car au delà du flux du fond de ciel, l'émission thermique du miroir du télescope n'est pas spatialement homogène. Les températures en différents points du miroir primaire ne sont en effet pas exactement les mêmes. Ces fluctuations peuvent au premier abord être négligées à 20 μm car une variation de température de 1% vers 300K

provoquera des fluctuations en intensité du signal de 0.0002%. Mais le flux parasite global de l'ensemble du télescope, ainsi que la présence sur le capteur de "ghosts" (images fantômes dues par exemple à l'exposition à une source brillante) peut nécessiter la correction des fluctuations à grande échelle par une image de "flat-field". Cette correction est importante pour les images que j'ai étudiées avec Camiras, mais elle est négligeable avec VISIR, la réponse pixel à pixel étant relativement constante.

Les images de flat-field sont généralement obtenues en soustrayant deux images de fond de ciel prises à deux "airmass" différentes. La différence d'"airmass" doit être suffisante pour obtenir un bon rapport signal sur bruit (S/N). Cette méthode n'est valable que si les contributions du télescope dans les deux cas sont identiques, ce qui est le cas si les flexions mécaniques sont négligeables.

Si les flexions sont trop importantes, l'instrument Visir possède une source étendue interne à différentes températures qui peut être utilisée. Dans le cas de Camiras, nous avons utilisé des images de nodding et de chopping obtenues sur le ciel. La soustraction des images A et B du nodding permet ainsi d'obtenir la réponse du capteur à un champ uniforme.

Calibration photométrique et courbes de croissances

Une fois que les images ont été pré-traitées, il reste à les calibrer photométriquement. Cette étape est plus importante en imagerie qu'en spectroscopie car contrairement au cas de CIRS ou d'IRIS qui fournissent des spectres et permettent donc de mesurer à la fois émissivité et température, VISIR ou CAMIRAS ne peuvent faire que des mesures individuelles sur une longueur d'onde donnée. Classiquement, l'intensité des images issues du prétraitement est en ADU/seconde. L'acquisition d'étoiles de calibration au cours de la nuit permet de connaître la vraie valeur du flux sur les images (en $\text{Jy} \cdot \text{arcsec}^{-2}$ pour une source étendue par exemple). Généralement, à l'ESO, une série d'images sur des étoiles de calibration est obtenue tout au long de la nuit et à différentes masses d'air ("airmass"), afin de pouvoir choisir une étoile de calibration à une airmass sensiblement identique à celle de Saturne, et avec des conditions de température, humidité et couverture nuageuse similaires. Le flux sur les images d'étoiles de calibration doivent avoir la même unité (ADU/s) ou bien le même temps de pose que sur les images de Saturne.

La méthode de calibration que j'ai appliquée est relativement simple : il s'agit de la technique de photométrie d'ouverture. Le but est de calculer le facteur de conversion C_o (ADU/s - Jy). On intègre le flux contenu dans une zone circulaire (appelée ouverture) centrée sur l'étoile, puis on soustrait le fond de ciel. On mesure ensuite la variance du fond de ciel notée σ qui correspond au bruit de l'image. La principale contrainte de cette méthode est que l'ouverture doit être suffisamment grande pour contenir tout le flux de l'étoile observée. Pour déterminer le rayon minimal à l'intérieur duquel 100% de l'énergie de l'étoile est contenue, on fait varier le rayon d'ouverture sur une plage assez grande. La courbe qui donne la fraction de quantité de flux intégré dans l'ouverture circulaire, en fonction de son rayon est appelée *courbe de croissance* (figure 4.7). Elle doit théoriquement tendre vers une valeur maximale de 1, car au delà d'un certain rayon, l'intégration du flux ne se fait plus que sur le fond de ciel. La quantité de flux ajoutée par le fond de ciel est compensée par la soustraction de ce même

fond. L'ouverture finale choisie est celle pour laquelle l'intensité intégrée est à 5σ du maximum.

Les étoiles de calibration sont sélectionnées dans des catalogues. Le plus connu contient 425 étoiles dont la calibration absolue du spectre est connue entre 2 et $35\ \mu\text{m}$ (Cohen, 1993).

FIG. 4.7 – A gauche : Profil de l'étoile de calibration HD93813 observée en Mai 2005 au VLT, avec VISIR. A droite, courbe de croissance calculée en fonction du rayon d'ouverture.

4.5 Observations spatiales

Les observations depuis l'espace ont l'énorme avantage de ne plus être soumises à l'atmosphère. Les observations à toutes les longueurs d'onde deviennent donc accessibles.

L'absence de l'atmosphère permet donc de s'affranchir d'une part de la turbulence atmosphérique qui dégrade la résolution, mais aussi du fond de ciel extrêmement brillant en infrarouge moyen. L'instrument doit cependant toujours être refroidit pour limiter son émission propre. La résolution spatiale des instruments est donc uniquement limitée par la diffraction. Malheureusement tous les télescopes spatiaux infrarouges ne peuvent être que de taille modeste comparativement aux télescopes du sol. L'envoi des sondes spatiales Voyager et Cassini à proximité de Saturne a cependant permis d'atteindre des résolutions jusqu'alors inégalées permettant de résoudre les anneaux principaux.

Par ailleurs, la sensibilité des instruments au sol est généralement moins bonne que dans le cas des instruments spatiaux.

4.6 Complémentarité sol-Espace

Dans le cadre de cette thèse, j'ai eu l'occasion de travailler avec les données de tous les instruments précédemment cités. Les spectromètres IRIS et CIRS ont plusieurs avantages majeurs :

- Ce sont des spectromètres dont la gamme spectrale de fonctionnement est plus grande que les instruments sols car ils ne sont pas soumis à l'atténuation de la transmission atmosphérique. Si les instruments au sol ne peuvent pas observer au delà de $24\ \mu\text{m}$ (fin de la bande Q), la possibilité d'observer jusqu'au domaine millimétrique est possible avec CIRS. Ceci est le seul moyen de couvrir tout le spectre thermique des anneaux.
- La proximité des instruments embarqués sur les sondes spatiales est significative d'une grande résolution spatiale. Les fines structure radiales liées à la variation de profondeur optique avec la distance à Saturne ont ainsi pu être observées lors de la mise en orbite de la sonde. Les observations d'IRIS sur l'anneau C ont ainsi, permis de montrer des variations d'albédo avec la distance planétocentrique (Spilker *et al.*, 2003).
- Depuis un télescope au sol, seules les observations à faible angle de phase ($\alpha \leq 6.2^\circ$) sont possibles. CIRS et IRIS sont capables d'observer l'émission thermique des anneaux avec des géométries d'observation inaccessibles depuis la Terre. L'anisotropie d'émission peut alors être clairement mise en évidence.

FIG. 4.8 – Comparaison de la résolution spatiale des plan focaux FP1, FP3 et FP4 de CIRS en fonction de la distance de la sonde à Saturne, avec la résolution obtenue au sol. La résolution après déconvolution, obtenue avec le champ moyen de VISIR (0.127arcsec/pixel) est d'environ 880 km.

Avec tous ces points positifs, on pourrait se demander quel est l'intérêt d'utiliser des données sol. Au début de ma thèse, seules les données IRIS obtenues lors du survol de Saturne par les sondes Voyager en 1980 et 1981 étaient disponibles. Peu d'entre elles ont été exploitées, et j'ai pu analyser celles de l'anneau C. L'arrivée de la mission Cassini, de nouvelles campagnes d'observations au sol, comme celles effectuées avec Camiras, ont permis le développement du modèle à spin. Mais la résolution spatiale était encore limitée. La mise en service récente des instruments de dernière génération ont permis de faire un pas de géant dans les résultats des observations dans l'infrarouge. Les principaux avantages des observations au sol sont les suivantes :

- Les résolutions spatiales des instruments de dernière génération comme VISIR permettent d'atteindre des résolutions qui ne sont limitées que par la diffraction, à $20\ \mu\text{m}$, et qui par conséquent sont proches de $0.6''$. Cela correspond, à la distance de Saturne, à une résolution de 4200 km. Étonnamment, cette résolution spatiale est similaire voire meilleure que celle du plan focal FP1 de CIRS lorsque CASSINI se trouve au delà de 20 rayons Saturniens (Figure 4.6). De nombreuses observations avec CIRS se font à de telles distances de la planète. La déconvolution des images permet théoriquement d'atteindre 600 km de résolution depuis le sol ! Bien évidemment, la déformation géométrique du champ de vue (FOV) projetée sur les anneaux inclinés modifie quelque peu cette valeur.
- Les instruments sol apportent une complémentarité au niveau des angles de phase : très peu d'observations avec CIRS sont programmées avec des angles de phase faibles.
- Les plans focaux FP3 et FP4 de CIRS ne sont généralement pas utilisés pour observer l'émission thermique des anneaux, car le rapport Signal/bruit est souvent trop faible. Le spectre thermique n'est donc pas accessible en deçà d'environ 20 microns. Les observations au sol donnent accès à cette fenêtre atmosphérique avec une très bonne sensibilité. L'intervalle spectral 8 - $24\ \mu\text{m}$ qui correspond aux bandes N et Q, accessible depuis le sol, complète donc les observations faites par IRIS ou CIRS.
- Les télescopes au sol sont la plupart du temps des spectro-imageurs, à l'opposé de CIRS ou IRIS qui ne sont que des spectromètres. Alors que ces derniers sont obligés d'effectuer des scans azimutaux ou radiaux pour sonder une partie du disque, les images obtenues au sol contiennent en général tout le système des anneaux. L'étude des variations radiales et longitudinales de température de brillance est donc possible avec des temps d'intégration relativement courts.

Nous voyons donc l'importance des observations au sol, en complément de celles effectuées par de plus petits instruments, mais à proximité de Saturne.

Dans la section suivante, nous allons détailler les stratégies d'observations à adopter avec des télescopes infrarouges, ainsi que les techniques de réduction des données que j'ai appliquées. Les interférogrammes de CIRS reçus sur Terre sont au préalable transformés en données spectrales calibrées. Je n'évoquerai donc pas ici les méthodes de réduction de ces données, qui dépendent

évidemment de l'instrument.

4.7 Méthode d'extraction des profils azimuthaux et radiaux

4.7.1 Astrométrie

Nous nous intéressons ici aux variations azimuthales de température des anneaux. Pour extraire les profils de brillance en longitude, il est nécessaire de connaître précisément la position de ces derniers sur la matrice. L'orientation de la bonnette et les coordonnées de pointage des télescopes permettent au premier ordre d'avoir accès à cette position, mais la précision reste insuffisante, d'autant plus que la source se déplace devant le fond de ciel, ce qui modifie en permanence les coordonnées (ascension droite et déclinaison) au cours d'une série de nodding et de chopping.

Pour simplifier l'extraction des profils, nous effectuons une rotation de champ afin que l'axe de rotation Nord-Sud de Saturne soit aligné avec les colonnes de la matrice (verticalement). Simultanément, la planète est recentrée sur la matrice. Cette opération est effectuée en différentes étapes :

1. Nous créons une image I_{th} , où les contours théoriques des anneaux principaux sont tracés, calculées à partir des éphémérides.
2. Les contours réels sont détectés sur les images d'observation, en appliquant un filtrage de type Roberts ou Sobel. Ces algorithmes sont des filtres "passe haut" qui mettent en évidence les forts gradients d'intensité dans les images. Ces gradients sont bien évidemment associés aux limites spatiales des anneaux.

L'opérateur de type Roberts est un masque de convolution 2x2. Si $I(x,y)$ représente l'intensité sur le pixel de coordonnées (x,y) , alors les amplitudes des gradients du flux en x et en y peuvent s'écrire respectivement :

$$Gx = I(x + 1, y) - I(x, y)$$

et

$$Gy = I(x, y + 1) - I(x, y)$$

. Les matrices de convolution sont alors $R_x = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$ et $R_y = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}$. L'amplitude du gradient au pixel (x,y) est alors $F(x, y) = (Gx^2 + Gy^2)^{1/2}$.

L'opérateur Sobel est aussi un opérateur de dérivation, mais on y a introduit un opérateur de lissage. L'image est alors convoluée par les masques suivants : $S_x = \begin{pmatrix} -1 & 0 & 1 \\ -2 & 0 & 2 \\ -1 & 0 & 1 \end{pmatrix}$

et $S_y = \begin{pmatrix} -1 & -2 & -1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 2 & 1 \end{pmatrix}$. L'intensité du pixel (x,y) est alors : $F(x, y) = (Gx^2 + Gy^2)^{1/2}$, avec

$$Gx = I(x+1, y+1) + 2I(x+1, y) + I(x+1, y-1) - (I(x-1, y+1) + 2I(x-1, y) + I(x-1, y-1))$$

FIG. 4.9 – Exemple d'incertitude relative $\delta_{Calibration}$ sur le flux absolu de α du taureau en fonction de la longueur d'onde, d'après Cohen (1993).

et

$$Gy = I(x-1, y-1) + 2I(x, y-1) + I(x+1, y-1) - (I(x-1, y+1) + 2I(x, y+1) + I(x+1, y+1))$$

.

Chacun de ces filtres permet de détecter la transition précise entre 2 anneaux dans l'image. Ils sont toutefois relativement sensibles au bruit, et il est nécessaire de fixer au préalable un seuil de détection des gradients. Une seconde image $I_{Roberts}$ ou I_{Sobel} avec les contours réels est ainsi créée.

3. Nous recalons ensuite I_{Sobel} ou $I_{Roberts}$ sur la première image I_{th} par inter-corrélation. Les images sont au préalable ré-échantillonnées 4 fois, ce qui nous donne une précision en astrométrie équivalente au quart de pixel. Ainsi, avec CAMIRAS, la dimension angulaire d'un pixel sur le fond de ciel valant $0.328''$, soit environ 2200 Km à la distance de Saturne, la précision de l'astrométrie est d'environ 560 km. Avec VISIR, le champ de vue d'un pixel avec le champ moyen ($0.175''/\text{pixel}$) permet de descendre cette valeur à seulement 220 km.

Une fois que la calibration en astrométrie et en photométrie sont réalisées, il est possible de mesurer précisément le flux thermique en chaque point des anneaux, et plus particulièrement l'émission thermique azimutale, pour une distance radiale donnée.

4.7.2 Incertitudes sur les mesures

L'erreur relative δ faite lors de la mesure du flux, sur les images, est principalement associée à quatre types d'incertitude relative :

1. La première, δ_{bruit} , correspond à la fois au bruit poissonien dû à la nature corpusculaire des photons incidents et aux temps de pose limités, mais aussi au bruit gaussien associé à la sommation des images lors du chopping/nodding. Sa valeur est par la suite calculée sur chaque image par "Sigma clipping" de façon itérative.
2. La seconde δC_o est due à l'incertitude sur le facteur C_o que l'on a lors de la calibration en flux. Elle augmente avec le rayon d'ouverture.
3. La troisième, notée $\delta_{Calibration}$, est seulement due à l'imprécision de la mesure du flux absolu des étoiles de référence (dépend de la longueur d'onde, mais souvent proche de 2% (Cohen, 1993) (Figure 4.9)).
4. Enfin, la dernière incertitude relative $\delta_{Astrometrie}$ est due aux erreurs d'astrométrie, lors du recentrage des images pour extraire les profils azimutaux. A chaque pixel de coordonnées (i,j), elle est égale à la déviation standard $\sigma_{i,j}$ des flux mesurés sur les images obtenues par filtrage Sobel et Roberts.

Pour résumer, l'incertitude totale s'écrit donc ;

$$\delta = \delta_{bruit} + \delta C_o + \delta_{Calibration} + \delta_{Astrometrie} \quad (4.21)$$

FIG. 4.10 – Schéma des anneaux inclinés d'un angle B , indiquant les éléments de rayon dr et d'angle $d\phi_R$. $dr_{visible}$ est la largeur apparente des anneaux à la longitude ϕ_R .

4.7.3 Résolution radiale et azimutale

De la résolution spatiale instrumentale va dépendre la précision de nos mesures de températures. La dépendance de la résolution spatiale avec la longueur d'onde et la taille du miroir primaire est donnée par la formule 4.7. Le plan équatorial de la planète est cependant faiblement incliné par rapport à la ligne de visée (l'angle d'inclinaison étant toujours inférieur à 26° depuis la Terre). La projection de la PSF circulaire sur les anneaux est donc une ellipse de demi grand axe \mathbf{a} et de demi petit axe \mathbf{b} tels que $a/b = \sin B$. L'extension radiale ou azimutale de cette ellipse sur les anneaux dépend de la longitude ϕ_R , ce qui a pour conséquence de modifier la résolution radiale et longitudinale.

Résolution radiale

La résolution radiale sur les anneaux dépend de la longitude ϕ_R . La taille apparente $dr_{visible}$ d'un élément de rayon dr dans les anneaux s'exprime comme (figure 4.10) :

$$dr_{visible}^2 = dr^2 \cos^2 \left(\phi_R - \frac{\pi}{2} \right) + dr^2 \sin^2 \left(\phi_R - \frac{\pi}{2} \right) \sin^2 B \quad (4.22)$$

$$dr_{visible} = dr \underbrace{\sqrt{\cos^2 \left(\phi_R - \frac{\pi}{2} \right) + \sin^2 \left(\phi_R - \frac{\pi}{2} \right) \sin^2 B}}_{\alpha} \quad (4.23)$$

avec α inférieur à 1.

Il est ainsi possible de résoudre la partie radiale d'un anneau si la largeur à mi hauteur de la fonction d'étalement du point (Point Spread Function (PSF)), définie par le premier anneau d'Airy, est inférieure à $dr_{visible}$. Dans le cas contraire, la PSF va englober une fraction des anneaux voisins.

Résolution azimutale

Dans le même esprit, on peut calculer la résolution azimutale, en fonction de longitude. En considérant cette fois un élément d'arc de cercle $rd\phi_R$ des anneaux, on a (figure 4.10) :

$$(rd\phi_R)_{visible}^2 = (rd\phi_R \sin \left(\phi_R - \frac{\pi}{2} \right))^2 + (rd\phi_R \cos \left(\phi_R - \frac{\pi}{2} \right) \sin B)^2 \quad (4.24)$$

$$rd\phi_{Rvisible} = rd\phi_R \underbrace{\sqrt{\sin^2 \left(\phi_R - \frac{\pi}{2} \right) + \cos^2 \left(\phi_R - \frac{\pi}{2} \right) \sin^2 B}}_{\beta} \quad (4.25)$$

β est aussi inférieur à 1.

La résolution maximale, sur les anneaux, en longitude, donnée par l'équation 4.7, a lieu vers le point subterrestre, c'est à dire à la longitude $\phi_R=180^\circ$. Plus l'on s'approche des anses,

plus la résolution en longitude se dégrade, au bénéfice de la résolution radiale.

La variation de la résolution radiale ou longitudinale, en fonction de la longitude ϕ_R , est à prendre en compte lors de l'extraction des profils azimutaux. Si la résolution radiale est trop faible, le profil en azimut d'un anneau peut contenir une fraction non nulle des anneaux voisins, notamment vers $\phi_R = 180^\circ$ et autour de $\phi_R = 0^\circ$ (c'est à dire en entrée et sortie de l'ombre, pour des observations Terrestres, donc à faible angle de phase). Ainsi les observations réalisées avec Camiras au CFHT ne permettent pas de résoudre l'anneau A complètement, son profil azimutal étant contaminé par l'anneau B et par le fond de ciel.

De même, les points de mesure en azimut, séparés de moins de $rd\phi_{Rvisible}$ degrés, ne peuvent pas être indépendants. La convolution de la PSF projetée sur les anneaux avec le profil en longitude implique donc un nombre de points limités sur ce dernier. Typiquement, aux alentours de $20\mu\text{m}$, les points de mesure indépendants sont pris tous les 10 à 20 degrés avec une télescope de 3.6 mètres de diamètre, et environ tous les 4 degrés au VLT par exemple. Cela signifie aussi qu'il est souvent très difficile d'observer le passage dans l'ombre des anneaux depuis la Terre, car même avec un angle de phase maximal de 6.2 degrés, l'extension azimutale visible de l'ombre de Saturne est souvent inférieure à la résolution en longitude. La déconvolution des images doit théoriquement permettre de contourner en partie ce problème, mais d'autres contraintes apparaissent alors, liées par exemple aux artefacts créés par le gradient important sur le limbe de la planète.

CHAPITRE 5

Rotation des particules dans l'anneau C

Sommaire

5.1	L'anneau C	116
5.1.1	Présentation	116
5.1.2	Précédentes observations en infrarouge	116
5.2	Observations au sol avec CAMIRAS	117
5.2.1	Epoque et géométrie d'observation	118
5.2.2	Acquisition et prétraitement des images	119
5.2.3	Problèmes rencontrés	120
5.2.4	Profils radiaux	122
5.2.5	Profils azimutaux de température de l'anneau C	122
5.3	Observations IRIS/Voyager	124
5.3.1	Observation de l'anneau C avec IRIS/Voyager	124
5.3.2	Les différents types d'observation avec IRIS	126
5.3.3	Dérivation de la température équivalente T_{eq}	129
5.4	Modélisation de l'émission thermique de l'anneau C	130
5.4.1	Température des particules	130
5.4.2	Etude dynamique des spins	135
5.5	Vitesse de rotation dans l'anneau C dans l'approximation monotaille	146
5.5.1	Vitesse de rotation avec les données CAMIRAS	149
5.5.2	Vitesse de rotation avec les données IRIS	151

Ce chapitre est consacré à la mesure de la rotation des particules dans l'anneau C de Saturne, à partir d'observations dans le domaine infrarouge. La très faible épaisseur verticale estimée localement à 1 mètre dans cet anneau (Rosen, 1989), permet de supposer une structure monocouche pour les particules les plus grosses (French et Nicholson, 2000). Par ailleurs, la proximité à la planète implique des effets de marées importants, empêchant la formation d'agrégats de particules. L'hypothèse de particules libres, soumises à des collisions mutuelles, semble donc correcte. C'est donc un terrain d'application a priori idéal du modèle à spin. Afin de contraindre à la fois le spin et l'inertie thermique du régolite recouvrant les particules, nous

utilisons des données infrarouges obtenues à différentes époques et à différents angles de phase, avec le spectromètre IRIS/Voyager et la caméra CAMIRAS/CFHT. Ce travail représente la première mesure quantitative du spin moyen des particules dans l'anneau C.

5.1 L'anneau C

5.1.1 Présentation

L'anneau C est un des trois anneaux principaux de Saturne. Il fut découvert en 1850 par G.P Bond et C. W. Tuttle. Il s'étend radialement sur environ 17500 kilomètres, de 74500 km à 92066 km du centre de la planète. C'est un anneau optiquement peu profond par rapport aux anneaux denses A et B. Le photopolarimètre PPS (PhotoPolarimeter Subsystem) des sondes Voyager a permis de mesurer précisément les variations radiales de profondeur optiques des anneaux avec une résolution atteignant par endroit 1 km seulement, en observant l'atténuation du flux d'étoiles à travers le disque (Figure 5.1). La profondeur optique géométrique de l'anneau C est relativement proche de celle de la division de Cassini : elle vaut en moyenne 0.1. On peut grossièrement identifier deux régions : La **partie interne**, constituée de plateaux de profondeurs optiques constantes dont la valeur moyenne vaut environ $\tau=0.08$. La **partie externe**, au delà de 84500 km, contient de nombreuses structures avec de fortes variations de profondeur optique. Des annelets étroits, avec de fortes densités de particules, sont présents au milieu de zones homogènes et peu denses. Les images à très haute résolution, obtenues récemment par la sonde Cassini, montrent clairement ces annelets denses (Figure 5.2). A 1.45 rs (rayons Saturniens) du centre de Saturne, se trouve la division de Maxwell, large de 270 kilomètres. Un annelet étroit apparaît en son centre sur les images. La plupart de ces surdensités sont probablement les conséquences des interactions gravitationnelles avec des satellites. Les observations Voyager ont également révélé la présence de divisions, et d'annelets excentriques tantôt en résonance avec des satellites extérieurs (résonance 2 : 1 avec Pandore, 3 : 1 avec Mimas par exemple), tantôt complètement isolés (l'annelet de Maxwell à 87500 km).

FIG. 5.1 – Profil de profondeur optique en fonction de la distance radiale à Saturne obtenu par l'instrument PPS (Photopolarimeter Subsystem) par Voyager en 1980 et 1981. La résolution radiale est de 10 km. On distingue une zone interne assez homogène (plateaux), et une partie plus externe (à partir de 85000 km) constituées d'une multitude d'annelets.

FIG. 5.2 – Image composite de l'anneau C obtenue par la caméra WAC (grand angle) de l'ISS de la sonde Cassini, à partir de 6 filtres, prise le 12 décembre 2004. La sonde était alors à 1.8 millions de kilomètres de Saturne, à 4° au dessus du plan des anneaux. La résolution est de 10.5 kilomètres par pixels.

La masse totale de l'anneau C est estimée à environ 10^{18} kg. Les particules au bord interne effectuent une révolution en seulement 5.6 heures, et celle du bord externe en 7.9 heures. Nous avons vu que la distribution de taille des particules de l'anneau C (French et Nicholson, 2000)

suit une loi de puissance ($q=3.1$) qui signifie que les petites particules de l'ordre de quelques dizaines de centimètres sont bien plus nombreuses que les grosses (dont la taille ne dépasse pas quelques mètres). L'épaisseur verticale de l'anneau C est estimée à environ 1 mètre seulement, ce qui implique que les grosses particules métriques sont spatialement réparties suivant une structure monocouche. La question concernant cette structure est longtemps restée sans solution.

5.1.2 Précédentes observations en infrarouge

Les premières analyses des spectres infrarouges des sondes Voyager ont montré que la chute de température lorsque les particules passent dans l'ombre de Saturne peut atteindre 15 Kelvins. Elles ont aussi révélé la forte anisotropie de l'émission thermique des particules. La température à faible angle de phase du disque étant parfois supérieure de 10 kelvins à celle observée à fort angle de phase par les sondes Voyager. L'interprétation donnée à ces résultats a mis en avant la présence de particules en rotation lente (Hanel *et al.*, 1982).

Ferrari *et al.* (2005a) ont montré que les variations azimutales de température de l'anneau C, observées à faible angle de phase, étaient compatibles avec une structure monocouche. L'albédo de bond dérivé de ces observations est de 0.25, ce qui est tout à fait compatible avec l'albédo de diffusion simple ω_o trouvé par Cooke (1991). L'inertie thermique des particules, mesurée pour la première fois grâce à ces données, est extrêmement faible ($\Gamma = 6 \pm 3 J m^{-2} K^{-1} s^{-1/2}$), ce qui suggère une surface très poreuse. Spilker *et al.* (2003) ont par ailleurs montré que l'albédo augmente avec la distance à Saturne dans cet anneau.

Mon travail a consisté à réduire, analyser et interpréter des mesures de température obtenues à faible et fort angle de phase à partir des instruments au sol en 1999 (Camiras) et dans l'espace en 1981 (IRIS). Cela m'a permis de contraindre pour la première fois, par l'observation, le spin des particules.

5.2 Observations au sol avec CAMIRAS

Nous avons observé l'émission thermique des anneaux de Saturne, en 1999, au télescope CFH (Hawaii), à l'aide de la Caméra infrarouge CAMIRAS. Ces observations infrarouges ont été effectuées à travers différents filtres dont les bandes passantes correspondent aux bandes atmosphériques N et Q (de 8 à 24 μm).

5.2.1 Epoque et géométrie d'observation

Les observations ont été effectuées les 31 Juillet et 1^{er} Août 1999. A cette époque, c'est le pôle Sud de la planète qui est visible et c'est l'hiver Saturnien. L'élévation du Soleil en dessous du plan des anneaux vaut alors $B'=-19.04^\circ$. Elle est légèrement plus faible pour la Terre avec $B=-20.94^\circ$. Les distances héliocentriques et géocentriques de la planète sont respectivement $D_{UA}=9.218$ UA et $r_{sc}=9.323$ UA. La date d'observation correspond à la période où la planète est en quadrature maximale : l'angle de phase de Saturne est donc maximal ($\alpha=6.2^\circ$, sur l'anse

FIG. 5.3 – Vue polaire des anneaux de Saturne. Les géométries sont celles de Août 1999. La projection de l'ombre de la planète sur les anneaux est représentée en traits pleins. Les pointillés correspondent à la zone non visible depuis la Terre.

Filtres	Date	heure TU	λ (μm)	Etoile calibration	mode
CF2	27-28 juillet	17h20	7.93	α Ceti	Flux
CF2	29-30 juillet	18h13	8.50	α Tau	Flux
Pah	29-30 juillet	16h18	11.30	α Tau	Flux
cf2	31 -01 août	17h52	13.00	α Ceti	Flux
Q0	30-31 Juillet	17h34	17.30	α Tau	Resol
Q2	31 -01 août	16h15	18.60	α Tau	Resol
Q3	28-29 juillet	16h35	20.50	α Tau	Flux
Q3a	28-29 juillet	18h13	20.50	α Tau	Flux
Q3b	30-31 juillet	16h11	20.50	α Tau	Resol
Q4	30 31 juillet	18h34	23.00	α Tau	Flux

TAB. 5.1 – Tableau récapitulatif des observations CAMIRAS de 1999. λ est la longueur d'onde centrale du filtre.

Ouest). Il est donc possible d'observer l'entrée des anneaux dans l'ombre de la planète, alors que leur sortie est masquée par Saturne (figure 5.3).

La durée du passage dans l'ombre, pour les particules situées au milieu de l'anneau C ($a=84000$ km), est alors de 5545 secondes, soit 22% de la période orbitale. Le fort aplatissement aux pôles de Saturne est ici pris en compte dans le calcul de la taille de l'ombre de la planète projetée sur les anneaux. Sur ces 5545 secondes, seules les 130 premières sont en fait théoriquement observables depuis la Terre. Cette dernière région située aux environs de la longitude $\phi_R=130^\circ$ est vue sous un angle apparent de 0.85 arcsec (figure 5.3). Dans la réalité, il est bien difficile d'observer l'entrée dans l'ombre des particules, car la résolution instrumentale à $20\mu\text{m}$, sur le 3.6 mètres du CFHT, est de 1.4 arcsec. Des techniques de déconvolution du signal sont alors nécessaires. Nous avons effectué, pour chaque image, une déconvolution par la méthode du maximum d'entropie multi échelle (MEM) (Pantin et Starck, 1996). Cette méthode est théoriquement très puissante pour restaurer aussi bien les basses que les hautes fréquences spatiales. Cependant, le niveau de bruit relativement important dans nos images ne permet pas d'appliquer correctement cette technique. D'importantes fluctuations de signal apparaissent en effet dans les profils azimutaux issus des images déconvoluées.

L'utilisation des transformées par "Curvelets", normalement bien adaptées à la restauration de structures comme les anneaux, se sont également avérées difficilement applicables pour ces observations, car le fort gradient d'intensité présent au niveau du limbe de la planète, génère des artefacts sur les images déconvoluées.

5.2.2 Acquisition et prétraitement des images

Nous avons observé l'émission thermique des anneaux en bande N et en bande Q. Les filtres utilisés ont été notés dans la table 5.1. Chaque observation réalisée à travers un filtre correspond à une série de 5 nodding de type ABBAABBAAB. Le mode utilisé lors de chaque nodding est également indiqué dans la table 5.1. Toutes les images résultantes du Nodding et Chopping ont été corrigées des défauts de sensibilité de pixel à pixel par la division d'une image de flat-field, obtenue au préalable grâce à deux images de fond de ciel dans chaque nodding. Deux étoiles (α Tau et α Ceti) observées régulièrement au cours des nuits ont permis de calibrer photométriquement les images

Température de brillance

La température de brillance T_B des anneaux est, par définition, la température d'un corps noir qui émettrait autant de flux que le disque, à la longueur d'onde λ considérée. Pour la calculer, il suffit donc d'inverser la fonction de Planck : Si $B_\lambda(T)$ est la brillance à la longueur d'onde λ , alors :

$$B_\lambda(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{kT_B\lambda}} - 1} \quad (5.1)$$

où c est la vitesse de la lumière, h est la constante de Planck et k est la constante de Boltzmann. D'où, en inversant :

$$T_B = \frac{\frac{hc}{\lambda k}}{\ln\left(\frac{\frac{2hc^2}{\lambda^5}}{B} + 1\right)} \quad (5.2)$$

Si l'émission des anneaux est exactement identique à celle d'un corps noir, T_B ne dépend alors bien évidemment pas de la longueur d'onde λ .

5.2.3 Problèmes rencontrés

L'analyse détaillée de chacune de ces images, a mise en évidence certaines incohérences dans les mesures de température. La figure 5.4 représente une ébauche de deux spectres infrarouges de l'anneau C, aux anses Est et Ouest, que nous avons obtenus. La résolution radiale est optimale pour ces longitudes. Ces spectres sont des spectres large bandes obtenus à partir des observations réalisées dans les huit longueurs d'onde disponibles. Le flux thermique émis par l'anse Ouest est légèrement plus important que celui en provenance de l'anse Est, ce qui suppose que la température effective de l'anse Ouest est plus importante que sur l'anse Est.

Lynch *et al.* (2000) ont montré que le spectre infrarouge des anneaux A, B et C, dans la gamme de longueur d'onde 8-13 μm , est sensiblement identique à celui d'un corps noir, la présence de raies d'absorption, associées à d'éventuels silicates, n'ayant pas été détectée. Nous avons comparé le continuum des spectres 'large bande' avec ceux théoriquement attendus, dans la gamme 1 - 25 μm . Ces spectres doivent être la somme de deux composantes :

- Le spectre solaire réfléchi (majoritaire aux courtes longueurs d'onde).
- Le spectre d'émission thermique (majoritaire aux longueurs d'onde supérieures à 13 μm).

FIG. 5.4 – Spectres dans l'infrarouge moyen (filtres large bande) de l'anneau C, obtenu sur les anses Est et Ouest, à partir des huit filtres en bande N et Q (en $W.m^{-2}.m^{-1}.sr^{-1}$). Les 2 courbes en pointillées verts représentent respectivement le spectre du flux réfléchi calculé pour une température du Soleil $T=5770K$, avec $D_{UA}=9.25$ UA et $A_V=0.6$; et le spectre thermique calculé pour une température des particules de 92 K, en supposant un coefficient de remplissage égal à 1 (ce qui correspond à un disque de profondeur optique infini). La courbe rouge est la somme des deux et représente le spectre théorique attendu pour ces valeurs.

La figure (5.4) représente les spectres réfléchis et thermiques, calculés en supposant que le Soleil de rayon R_S est un corps noir de température $T_{Soleil}=5770$ Kelvins, situé à $D_{UA}=9.25$ UA de Saturne, et que la température moyenne de l'anneau C est d'environ $T_C=90$ K. L'albédo de Bond des particules du disque est fixé à 0.6. Le flux B_λ émis par spectre théorique est donc la somme du spectre réfléchi et du spectre d'émission propre :

$$B_\lambda = \frac{A_V}{D_{UA}^2 R_{Soleil}^2} \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp(\frac{hc}{T_{Soleil}k\lambda}) - 1} + \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp(\frac{hc}{T_{anneaux}k\lambda}) - 1} \quad (5.3)$$

Nous constatons que :

- Le flux émis par les anneaux est plus important que prévu aux courtes longueurs d'onde (8-13 μm). Pourtant, le flux réfléchi solaire modélisé ici (infrarouge proche) correspond à celui émis par des anneaux entièrement opaques (profondeur optique τ infinie) d'albédo 0.6, ce qui est supérieur à la valeur actuellement admise de 0.24 (Spilker *et al.*, 2003). Le flux théorique réfléchi par des anneaux de profondeur optique $\tau = 0.1$ devrait donc être encore plus faible. Les intensités mesurées ici sur les images sont donc plus élevées d'un à deux ordres de grandeurs que celles attendues.
- Le flux à 18.6 microns semble sous estimé par rapport à une émission de corps noir, alors celui de 23 microns, est surestimé. Les spectres déjà obtenus par IRIS/voyager notamment ne montrent pas dans ce domaine spectral de bande d'absorption ou d'émission. Ces variations semblent donc être la cause d'une mauvaise soustraction de fond de ciel lors du prétraitement.

La surévaluation du flux en dessous de 11 μm pourrait s'expliquer par une fuite de lumière dans un des filtres large bande CVF utilisé ici, en provenance des plus grandes longueurs d'onde. Nous n'avons pas pu vérifier cette hypothèse, mais elle semble la plus probable. **Nous nous sommes donc restreint dans la suite à l'étude des images à 13, 17 et 20 μm .**

FIG. 5.5 – Températures de brillance observées à 13.0 μm , 17.3 μm et 20.5 μm , avec CAMIRAS, en 1999. L'anse Ouest est sur la droite. La résolution spatiale varie de 5000km (à 13 μm) à 8500 km (à 20 μm) en fonction du filtre utilisé. Les variations azimutales à grande échelle sont visibles en sortie d'ombre notamment, lorsque les particules se réchauffent.

FIG. 5.6 – Profil radial des anneaux de Saturne à $20.5\mu\text{m}$, obtenu avec CAMIRAS, pour une élévation de la Terre de 20.92° au dessus du plan des anneaux. Les traits en pointillés représentent le limbe de Saturne, le début de l’anneau D, le début de l’anneau C, le début de l’anneau B, la division de Cassini et la limite de l’anneau A

Filtre		Anneau C
13.0	Tw	92.5 ± 0.6 K
	Te	91.4 ± 0.7 K
	T moy	92.0 ± 0.6 K
	ΔT	1.1 ± 1.2 K
17.3	Tw	89.0 ± 0.6 K
	Te	87.2 ± 0.5 K
	T moy	88.1 ± 0.6 K
	ΔT	1.7 ± 1.2 K
20.5b	Tw	86.1 ± 1.0 K
	Te	84.6 ± 1.1 K
	T moy	85.3 ± 1.1 K
	ΔT	1.5 ± 2.1 K

TAB. 5.2 – Tableau récapitulatif des températures de brillance au niveau des anses Est et Ouest. Tw est la température de brillance pour l’anse Ouest (T moyennée sur toute la largeur de l’anneau) et Te est pour l’anse Est. Tmoy est la moyenne entre ces deux valeurs. ΔT est l’assymetrie E/W ($=T_w - T_e$).

5.2.4 Profils radiaux

Les profils radiaux ont été extraits dans le plan équatorial (figure 5.6). Ils permettent de comparer les températures de brillance entre les anses Est et les anses Ouest. L’anse Ouest est généralement plus chaude que l’anse Est, ce qui est à priori révélateur du temps que mettent les particules à se réchauffer en sortie d’ombre.

Nous observons dans les trois longueurs d’onde une différence de température d’environ 1 à 2 kelvins (résumé dans le tableau 5.2) en fonction des anneaux. A l’anse Est, il semble que les particules n’aient pas encore eu le temps d’atteindre une température d’équilibre. La durée importante de l’éclipse, couplée à la rotation lente des particules, favorise en effet cette hypothèse.

Cependant, un gradient à grande échelle a été détecté sur le fond de ciel dans toutes les images. Les causes de ce gradient ont été étudiées image par image et il semble provenir d’une mauvaise soustraction du flux thermique du fond de ciel et du miroir du télescope au cours du Chopping/Nodding. L’asymétrie Est/Ouest observée n’est ainsi pas confirmée avec certitude, car l’amplitude des variations de fond de ciel est du même ordre de grandeur (1 à 2 kelvins) que la différence de température de brillance sur les deux anses.

5.2.5 Profils azimutaux de température de l'anneau C

La composante radiale $dr_{visible}$ (définie dans l'équation 4.23) est toujours supérieure à la FWHM de la PSF, pour les trois longueurs d'onde 13, 17.3 et 20.5 μm . L'anneau C est donc toujours théoriquement entièrement résolu, quelque soit la longitude ϕ_R (ceci n'est pas vrai pour l'anneau A aux longueurs d'onde supérieures à 13 μm).

Le profil azimutal de l'anneau C a été extrait aux alentours de 84000 km de distance à Saturne, soit en son milieu. Cela permet de mesurer un signal qui n'est pas contaminé par la présence de l'anneau B relativement brillant, ni par la grande proximité de la planète.

Les mesures de température de brillance ont été obtenues avec un pas d'échantillonnage en azimut variable, en tenant compte du fait que la résolution longitudinale varie de 8 degrés devant la planète ($\phi_R=180^\circ$) à 20 degrés sur les anses Est et Ouest. Cela permet d'éviter d'extraire des points corrélés entre eux.

5.3 Observations IRIS/Voyager

5.3.1 Observation de l'anneau C avec IRIS/Voyager

Les sondes Voyager 1 et 2 ont survolé Saturne respectivement en Novembre 1980 et en Août 1981. Les observations se sont étalées sur plusieurs semaines, mais celles du survol rapproché n'ont duré que quelques heures. La sonde Voyager 1 a survolé Saturne à 186000 km le 12 Novembre 1980 à 23h46mn30s TU. Sa trajectoire de survol est donnée par la figure 5.7.

L'analyse préliminaire des spectres infrarouges obtenus par l'instrument IRIS a permis de déduire la température équivalente de la face non éclairée de l'anneau C : $T_{eq} = 85 \pm 1\text{K}$, ainsi que la profondeur optique moyenne : $\tau = 0.09 \pm 0.01$ (Hanel *et al.*, 1981), ce qui est consistant avec les résultats obtenus avec les données de Pioneer 11 (Froidevaux et Ingersoll, 1980).

Les mesures de la température de l'anneau C, obtenues à faible et fort angle de phase, là où les particules rentrent dans l'ombre de la planète, ont donné une information supplémentaire. A faible angle de phase, la température équivalente du disque chute rapidement de 10 K au début de l'éclipse, alors qu'à fort angle de phase, ce refroidissement n'est pas aussi important et la température ne varie alors que très peu avec la longitude. Ceci a été interprété par la présence de rotateurs lents dans cet anneau (Hanel *et al.*, 1981). Toutefois, les modèles monocouche et multicouches disponibles à l'époque n'ont pas permis de quantifier les vitesses de rotation.

Plus récemment, Spilker *et al.* (2003) ont analysé ces spectres et ont montré que l'albédo de Bond augmente avec la distance radiale, tout comme l'albédo de simple diffusion d'ailleurs (Cooke, 1991). Les variations radiales de température semblent par ailleurs compatibles avec une structure monocouche, du moins pour la partie interne du disque, en dehors des annelets (Spilker *et al.*, 2003).

FIG. 5.7 – Vue polaire de la trajectoire de Voyager 1 lors de son survol de Saturne en Novembre 1980. Saturne est la dernière planète survolée par la sonde avant de s'élever au dessus du plan de l'écliptique.

Au cours de cette thèse, nous avons interprété les spectres de l'anneau C, obtenus par IRIS sur Voyager 1 en 1980.

Au moment des observations, l'élévation solaire n'est que de 3.96° , car le passage de la Terre et du Soleil dans le plan des anneaux eu lieu à peine quelques mois plus tôt. Saturne est alors à 9.516 UA du Soleil. La faible valeur de B' signifie que les rayons lumineux pénètrent plus difficilement à l'intérieur des anneaux, car la densité de colonne sur la ligne de visée est alors bien plus grande que pour les observations de 1999 par exemple. Le fort écrantage mutuel entre les particules implique que leur température physique moyenne doit être plus faible en 1980 qu'en 1999.

5.3.2 Les différents types d'observation avec IRIS

Le spectromètre IRIS a obtenu des spectres de l'anneau C, dans l'infrarouge moyen entre 22 et $55 \mu\text{m}$, en différents endroits, et surtout à différents angles de phase (Hanel *et al.*, 1981). Ces mesures ne sondent pas toutes les longitudes ϕ_R dans l'anneau C, à l'inverse des observations précédentes, car le champ de vue de l'instrument de 0.25° ne couvre alors qu'une petite portion à chaque fois. Les deux observations sont donc complémentaires : la première permet de connaître la variation de température du disque en fonction de la longitude, à faible angle de phase ; la seconde offre une grande variété d'angles de phase, mais avec une couverture azimutale plus faible, tout en privilégiant la résolution spatiale.

Les observations d'IRIS de l'anneau C peuvent se classer en trois catégories distinctes en fonction du design d'observation : Les **intégrations longues**, les **scans radiaux**, et les **observations de l'ombre ("Shadow scans")**. Nous avons en tout travaillé avec 7 observations différentes.

Intégrations longues

Les intégrations longues correspondent à des observations à long temps de pose cumulé, où le champ de vue de l'instrument ne bouge quasiment pas dans le plan des anneaux, pointant toujours la même zone. Le mouvement rapide de la sonde est compensé par la rotation de la plateforme scientifique sur lequel est fixé IRIS. Ceci permet d'avoir des spectres avec un bon rapport signal sur bruit. Deux observations de ce type ont été réalisées par Voyager 1 (que nous appellerons *Long Int. 1* et *Long Int. 2*). Elles ont été obtenues sur le côté non éclairé des anneaux (hémisphère Sud) aux angles de phase respectivement égaux à 22.7° et 25.6° (Figure 5.8), à proximité de l'entrée des anneaux dans l'ombre (Longitude $\phi_R = -71.7^\circ$ et $\phi_R = -69.2^\circ$). L'angle d'émission, qui correspond à l'angle entre la perpendiculaire au plan du disque et la ligne de visée était alors respectivement égale à 82.6° et 85.7° , ce qui signifie que les observations ont été effectuées sous un angle rasant. La projection du champ de vue circulaire d'IRIS, dans ces conditions forme alors une ellipse très allongée dans le plan des anneaux et son demi grand axe peut s'étendre en longitude sur 20 à 30° . La distance à Saturne de la sonde est alors de 13.3 et 10.7 rs.

Scan radiaux

Les scans radiaux représentent des observations où le champ de vue se déplace à peu près radialement sur l'anneau C (Figure 5.8). Nous avons étudié 2 scans radiaux (R2 et R4). R2 est

un scan complet de l'anneau C, sur l'anse Est, pris sur le coté non éclairé et à faible angle de phase (37°). L'angle d'émission vaut 79° ($B=-11^\circ$) et la sonde est alors à une distance de 8.9 rs. Le champ couvert par IRIS est alors relativement petit ce qui donne une résolution spatiale élevée. Le scan R4 est un scan radial plus court qui ne couvre que la partie externe et éclairée de l'anneau C. Les spectres ont été obtenus à une distance de 16.3 rs, pour un angle de phase de 138° et un angle d'émission de 73° .

Shadow Scans

Il s'agit ici de scans longitudinaux de l'anneau C comprenant une partie de l'ombre de la planète. Les observations ici concernent essentiellement l'entrée dans l'ombre des anneaux. Nous disposons de 3 scans de ce type (Shadow 1, 2 et 3).

Shadow 1 et 3 couvrent des longitudes ϕ_R similaires au bord de l'entrée dans l'ombre des particules, mais avec des angles de phase moyens différents (35° et 153°) et des distances à la planète respectivement de 6.7 et 4.3 rs. Shadow 2 est quand à lui localisé en sortie d'ombre. Les spectres de cette observation ont été obtenus juste après le passage au plus près de Saturne de la sonde. L'angle de phase est d'environ 115° .

FIG. 5.8 – Projection polaire de Saturne pour les Shadow scans **S1**, **S2** et **S3**, les scans radiaux **R2** et **R4**, et les intégrations longues **C1** et **C2**. Les variations de couleurs dans les anneaux correspondent aux variations radiales de profondeur optique mesurées avec le PPS. Le centre des champs de vue est représenté pour chaque observation.

L'ensemble des paramètres géométriques des observations est résumé dans le tableau 5.3.3.

5.3.3 Dérivation de la température équivalente T_{eq}

Les spectres ont été réduits par Stuart Piorz (JPL) (Spilker *et al.*, 2003). La température équivalente T_{eq} et l'émissivité apparente β sont obtenues en supposant que les spectres sont des spectres de corps gris. Le flux spectral mesuré $I_\nu(T_B)$ s'écrit alors :

$$I_\nu(T_B) = B_\nu(T_{eq})\beta(\mu, \tau) \quad (5.4)$$

$B_\nu(T_{eq})$ est la fonction de Planck du disque de température T_{eq} . Les valeurs de T_{eq} et β ont été trouvées par un simple ajustement avec une loi en χ^2 (Spilker *et al.*, 2003). L'émissivité apparente β est inférieure à 1 (égale à 1 dans le cas d'un corps noir). Elle tient compte des différents facteurs géométriques liés à la position de l'observateur. C'est en fait un facteur de remplissage, fonction de l'émissivité ϵ des particules, de la profondeur optique visible à travers le champ de vue de l'instrument, du sinus de l'angle d'élévation ($\mu = \sin B$) et du facteur d'écrantage $C(B, \tau)$. Elle peut s'exprimer comme $\beta = \epsilon(1 - e^{-\tau/\mu})$ pour une structure multicouche, et comme $\beta = \epsilon(C(B, \tau)/\mu)(1 - e^{-\tau})$ avec le formalisme monocouche. L'émissivité des surfaces glacées dans ce domaine de longueur d'onde est souvent proche de 1, donc nous supposons $\epsilon = 1$. La figure 5.10 représente les valeurs du facteur β trouvé ici pour toutes les géométries d'observation. Nous remarquons que β augmente lorsque l'angle d'élévation B de la sonde diminue (cas de l'observation C1), ce qui est cohérent dans le cas d'une structure

monocouche par exemple, car le coefficient d'écrantage $C(B,\tau)$ augmente alors.

Les températures équivalentes de ces mesures sont résumées dans la figure 5.9. Les incertitudes associées à chaque mesure sont données à 3σ (σ est la déviation standard).

Les intégrations longues, qui correspondent aux régions internes de l'anneau C (le champ de vue est centré vers $a=81400$ km), fournissent une température équivalente avant l'entrée dans l'ombre (vers $\phi_R = 80^\circ$), de respectivement 86.5 ± 3.2 K et 86.5 ± 0.5 K. Ces valeurs sont identiques essentiellement car les angles de phases entre les deux observations sont similaires, ce qui signifie que ce sont les mêmes hémisphères des particules qui sont observés.

Les scans radiaux R2 et R4 permettent quant à eux de mesurer la température équivalente autour de la longitude $\phi_R = 130^\circ$. La dispersion des valeurs de T_{eq} observée dans chacun des deux scans est essentiellement due aux variations de température de l'anneau C avec la distance radiale. Il semble en effet que celle-ci augmente avec la distance à Saturne (Spilker *et al.*, 2003). A faible angle de phase ($\alpha = 46^\circ$ pour le scan R2), la température équivalente au milieu de l'anneau vaut 83.5 ± 2.1 K, alors qu'à fort angle de phase ($\alpha = 137^\circ$ pour le scan R4), pour une observation de l'hémisphère des particules non visible, la température est moindre ($T_{eq} = 76.6 \pm 5.0$ K en moyenne). Cette différence de température de 7 K peut être associée à une vitesse de rotation lente des particules. Il faut par ailleurs noter que le scan R2 à faible angle de phase correspond au côté de l'anneau qui n'est pas directement éclairé par le Soleil, ce qui n'est pas le cas du scan R4 à fort angle de phase. La différence importante de température que nous avons détectée, semble donc peu sensible au côté observé des anneaux, ce qui suggère encore une structure verticale très fine pour l'anneau C et un faible écrantage mutuel entre les particules.

Les données les plus intéressantes ici sont celles des observations du disque dans l'ombre de la planète (shadow scans). A faible angle de phase ($\alpha = 35^\circ$), la chute de température observée à l'entrée dans l'ombre atteint 15 K (Scan S1), ce qui suggère une faible inertie thermique car les particules se refroidissent rapidement, en seulement 10 degrés de longitude, soit environ 15 minutes. A fort angle de phase (Scan S2) et à proximité de la sortie de l'ombre, la température est extrêmement basse, avec une valeur de 66.1 ± 4.6 K.

Les scans S1 et S3 sont très intéressants à interpréter, car ils sondent les mêmes longitudes ϕ_R dans l'anneau C, mais à deux angles de phase bien distincts. La différence de température à fort (S3) ou faible (S1) angle de phase est d'environ 8 à 10 K. Cette forte anisotropie d'émission pourrait être compatible avec la présence de rotateurs lents.

Dans la suite de cette étude, nous nous sommes volontairement limités à l'analyse des données correspondant à un champ de vue n'incluant pas les annelets présents dans la partie externe de l'anneau C, soit au-delà de 84500 km (voir le profil PPS). Toutes les mesures de température dont la position du centre champ de vue correspond à $a \geq 84500$ km n'ont pas été prises en compte, ce qui élimine environ 40% des données. La nature monocouche des annelets beaucoup plus denses au delà de 84500 km est en effet discutable et l'application du modèle à spin qui utilise le formalisme de Froidevaux n'est à priori pas applicable directement dans ces régions. La faible résolution spatiale que nous avons avec CAMIRAS ne nous a pas permis de pouvoir séparer ces deux régions pour les observations de 1999. Les conséquences de ceci seront

discutées par la suite.

FIG. 5.9 – Températures équivalentes de l'anneau C en fonction de la longitude, mesurées par IRIS, lors du survol de Saturne par Voyager 1 en novembre 1980. Chaque point représente la température équivalente dérivée des spectres, pour les 7 angles de phase disponibles. Les points en gris n'ont pas été pris en compte dans la suite de ce travail car ils correspondent à une distance radiale supérieure à 84500km, là où la présence d'annelets devient très importante. Les points dont la longitude est comprise entre $\phi_R = -45^\circ$ et $\phi_R = 45^\circ$ sont dans l'ombre de la planète.

FIG. 5.10 – Emissivité apparente β de l'anneau C en fonction de la longitude, mesurée par IRIS, lors du survol de Saturne par Voyager 1 en novembre 1980. Les points en gris correspondent à une distance radiale supérieure à 84500km. Les points dont la longitude est comprise entre $\phi_R = -45^\circ$ et $\phi_R = 45^\circ$ sont dans l'ombre de la planète.

	CAMIRAS	IRIS Voyager 1						
		S1	S2	S3	R2	R4	C1	C2
Date	07/1999	11/1980						
B (deg)	-20.94	3.96						
D (UA)	9.218	9.516						
λ (μm)	13.0, 17.3, 20.5	22-45.5						
B' (deg)	-19.04	-16.63	-35.70	-14.24	-10.57	16.90	-4.25	-7.40
R (rs)	23177.40	6.79	3.15	5.50	8.95	16.55	13.32	10.70
α (deg)	6.2	35	115	153	46	137	23	26
ϵ (deg)	69.1	106.5	125.6	104.0	100.5	73.3	94.2	97.4
ϕ_{sc} (deg)	-173.69	-138.48	-26.81	5.90	145.8	42.15	-153.1	149.44
Face au soleil	Oui	Non	Non	Non	Non	Oui	Non	Non

TAB. 5.3 – Paramètres géométrique des observations de CAMIRAS et d'IRIS. B et B' sont les élévations de l'observateur et du Soleil, λ est la longueur d'onde, D est la distance de Saturne au Soleil (en UA), R est la distance de l'observateur au centre de Saturne (en rayons saturniens), α est l'angle de phase, ϵ est l'angle d'émission et ϕ_{sc} la longitude de l'observateur.

5.4 Modélisation de l'émission thermique de l'anneau C

5.4.1 Température des particules

Nous avons vu que la position centrale de la planète joue un rôle extrêmement important et est en partie responsable des asymétries azimutales de brillance observées. Les flux thermique et réfléchi en provenance de Saturne reçus par les particules, sont d'autant plus importants que le rayon de leur orbite est petit. Les termes relatifs à Saturne dans l'équation du bilan énergétique du modèle à spin prennent alors une place importante.

La grande proximité de l'anneau C par rapport à Saturne (sa partie interne n'étant qu'à 15000 km de l'atmosphère Saturnienne) nécessite une bonne estimation du flux thermique et

visible de la planète dans le calcul du flux total absorbé. Ceci est également justifié par le fait que l'écrantage mutuel que se font les particules est faible pour une profondeur optique $\tau=0.1$. Les approximations réalisées jusqu'à présent dans les modélisations thermiques (Ferrari *et al.*, 2005a; Froidevaux *et al.*, 1981) sont trop simplificatrices pour cet anneau pour pouvoir reproduire correctement le chauffage des particules du disque.

Sous les hypothèses d'un anneau à structure plane et monocouche, Ferrari *et al.* (2005a) calculent à l'ordre 0, le flux solaire $F_R(\phi_R)$ réfléchi par Saturne ainsi que le flux thermique de la planète F_I que va absorber un élément d'anneau :

$$F_R = A_s(1 - A_v)F_\odot \frac{\Omega_P(\Phi_R)}{\pi} \quad (5.5)$$

$$F_I = \frac{\sigma T_P^4 \Omega'_P}{\pi} \quad (5.6)$$

Les différents termes ont été explicités au chapitre 2.

Ce formalisme suppose implicitement que les flux F_R et F_I proviennent du centre de la planète, et que chaque source à la surface de Saturne apporte une contribution identique. Dans la réalité, la faible distance à Saturne couplée à son rayon important impliquent que :

1. Le rayonnement émis par la planète au Nadir est beaucoup plus important qu'au limbe.
2. Plus la distance à Saturne est faible, plus la fraction de sa surface totale visible diminue (elle vaut théoriquement 50% à l'infini, c'est à dire qu'un hémisphère entier est alors visible), et plus la fraction de surface de la particule qui reçoit le flux infrarouge de la planète augmente.
3. La contribution solaire réfléchie par Saturne n'est présente que sur une petite portion de l'orbite, autour de $\phi_R=180^\circ$. (Une particule placée à l'infini recevrait le flux solaire réfléchi sur la moitié de son orbite, entre $\phi_R = -90^\circ$ et $\phi_R = +90^\circ$).

Nous avons donc pris le soin de calculer le flux émis par chaque élément de surface du globe. A l'ordre 1, les quantités de flux absorbées par la particule s'écrivent :

$$F_I = \int \frac{\sigma T_P^4}{\pi} \cos(\theta_S) \frac{dS_{Sat}}{l_S^2} \quad (5.7)$$

$$F_R = A_s(1 - A_v) \frac{F_\odot}{\pi} \int \cos(\theta_S) \cos(\theta_{0S}) \frac{dS_{Sat}}{l_S^2} \quad (5.8)$$

dS_{Sat} est l'élément de surface de Saturne, l_S est sa distance à la particule, θ_{0S} et θ_S sont les angles d'incidences instantanés du Soleil et de Saturne (figure 5.11). L'intégration numérique de ces deux équations permet d'une part de calculer la quantité de flux absorbée, mais aussi de connaître la direction d'incidence de ce flux et par conséquent sa répartition à la surface des particules.

A titre d'exemple, pour comparer les différences de flux obtenus avec les deux approches (ordre 0 et ordre 1), nous avons calculé analytiquement la valeur F_I du flux thermique de

Saturne, reçu par une surface perpendiculaire au plan équatorial, en fonction de sa distance a . Ce flux correspond aussi à celui que va recevoir l'élément de surface d'une particule directement orienté face à la planète. L'émission infrarouge de la planète étant supposée isotrope, elle ne varie pas avec la longitude ϕ_R . A l'ordre 0, en exprimant l'angle solide en fonction du rayon de la planète et de la distance à celle-ci, nous avons :

$$F_I = \sigma \frac{T^4}{\pi} 2\pi (1 - \cos(\arcsin(rs/a))) \quad (5.9)$$

A l'ordre 1, en intégrant l'équation 5.4.1 sur tout l'hémisphère visible de Saturne et en pondérant chaque flux par le cosinus de l'angle d'incidence à la surface de la particule, cette quantité s'exprime comme :

$$F_I = \sigma \frac{T^4}{\pi} \pi (\sin^2(\arcsin(rs/a))) \quad (5.10)$$

FIG. 5.11 – Schéma représentant θ_{0S} et θ_S qui sont les angles d'incidences instantanés du Soleil et de Saturne. l_s est la distance entre la particule et l'élément de surface dS_{Sat} de Saturne.

FIG. 5.12 – Flux infrarouge de Saturne que vont recevoir les particules, en fonction de leur distance radiale. La courbe noire correspond au calcul approché à l'ordre 1, celle en pointillés est calculée à l'ordre 0. Les points tracés sont les résultats des calculs numériques obtenus pour un échantillonnage de la surface des particules de respectivement 10° , 15° et 30° .

La figure 5.12 représente les valeurs analytiques de F_I en fonction de la distance à Saturne, calculées avec ces deux formules. Pour les anneaux les plus externes, comme dans l'anneau A, la différence entre les deux est négligeable. Par contre, à faible distance de la planète, comme dans l'anneau C, le flux calculé à l'ordre 0 surestime la quantité de flux de 25% à 84000 km.

Le calcul numérique de $F_I(a)$ va dépendre de l'échantillonnage de la surface des particules. Un échantillonnage de 30° en latitude et longitude n'est clairement pas suffisant (figure 5.12) (la surface s'apparente alors plus à un polygone qu'à une sphère). L'échantillonnage en latitude et longitude minimum de la surface est de 10° à 15° dans l'anneau C. Au-dessus de cette valeur, le calcul numérique va lentement diverger du résultat théorique. Cependant, un faible échantillonnage signifie aussi un temps de calcul important. Nous avons choisi une valeur de 15° , car le résultat est suffisamment précis (erreur sur flux de seulement 2% à $a=84000$ km) et le temps de calcul reste raisonnable. La surface des particules est donc divisée en 288 éléments, tout comme la surface de Saturne.

Remarquons enfin que l'intégration numérique de l'équation associée au flux solaire réfléchi par Saturne permet de tenir compte de la direction du limbe sous laquelle est vu ce dernier. Ceci est important principalement autour des longitudes $\phi_R = \pm 60^\circ$.

L'erreur faite sur le calcul de la température effective T_{EFF} de l'anneau C, si l'on ne prend pas en compte le développement à l'ordre 1, est estimée ci-dessous. T_{EFF} est calculée dans les deux cas pour une élévation solaire $B'=15^\circ$. Les particules sont supposées synchrones et

avec un axe de rotation perpendiculaire au plan équatorial. Le facteur d'écrantage associé à $C(B',\tau)$ choisi dans toutes les simulations qui suivent est le facteur expérimental mesuré par Froidevaux *et al.* (1981) pour une profondeur optique $\tau=0.1$. La conductivité thermique choisie est toujours $K=10^{-4}$ W/m/K (du même ordre de grandeur que celle trouvée par Ferrari *et al.* (2005a)) et l'albédo de Bond est fixé à 0.25 (Ferrari *et al.*, 2005a; Spilker *et al.*, 2003). Toutes les sources de chauffage sont prises en compte.

Le calcul numérique de T_{EFF} est réalisé pour 4 longitudes dans les anneaux ($\phi_R=0^\circ, 90^\circ, -90^\circ$, et 180°) et pour toutes les élévations B et longitudes ϕ_{sc} de l'observateur. Pour chaque longitude ϕ_R , nous avons donc deux cartes de température effective $T_{EFF}(B,\phi_{sc})$ (ordre 0 et ordre 1) qui donnent la valeur de T_{EFF} observable depuis une position (B,ϕ_{sc}) .

La figure (5.13) montre la différence de température ΔT_{EFF} entre les deux cartes, pour les 4 longitudes ϕ_R . ΔT_{EFF} est maximale à la longitude $\phi_R=180^\circ$, avec une variation de 5 K, située dans la direction ($\phi_{SC} = 0^\circ$). Ces températures sont donc associées aux températures des hémisphères orientés vers Saturne. Ces cartes ne sont pas symétriques en latitude ϕ_{SC} car le Soleil est au dessus de l'équateur ici ($B'=15^\circ$). Le photocentre de Saturne n'est donc pas à son équateur mais au dessus de celui-ci. Le pôle Nord des particules reçoit donc plus de flux que le pôle Sud et est par conséquent plus chaud. Sur l'anse Est, vers $\phi_R=90^\circ$, le maximum de ΔT_{EFF} est observé pour $\phi_{sc}=50^\circ$, et $B=-30^\circ$, soit lorsque l'observateur est à angle de phase moyen. On s'attendrait à voir une variation maximale entre les calculs à l'ordre 0 et à l'ordre 1 dans la direction de Saturne, or ce maximum est décalé de quelques longitudes sur les deux anses. Ceci est en fait dû à la prise en compte de la position exacte de l'hémisphère visible de la planète dans le référentiel de la particules. Sur les anses Est et Ouest, le limbe de Saturne éclaire le coté jour des particules, ce qui provoque une hausse de température effective d'environ 1 Kelvin pour des observations à faible angle de phase.

Plus l'élévation du Soleil au-dessus du plan des anneaux est faible, plus l'écrantage mutuel augmente, et plus les contributions de la planète dans l'équation du bilan énergétique deviennent importantes. Les erreurs de calcul associées aux approximations à l'ordre 0 en sont d'autant plus importantes. Elles peuvent atteindre jusqu'à $\Delta T=8^\circ$ pour $B'=3.96^\circ$, comme dans la cas des observations d'IRIS. Cet écart est énorme lorsque l'on sait que la chute de température des particules au moment où elles rentrent dans l'ombre est comprise entre 10 et 15K!!

La prise en compte précise des contributions thermiques que nous avons incluses dans le modèle à spin prend donc ici tout son sens : des écarts de 8 kelvins sur les courbes théoriques, alors que l'on cherche des variations azimutales de l'ordre de quelques kelvins pour contraindre la vitesse de rotation des particules, ne donneront pas de résultats valables sans une correction des flux.

5.4.2 Etude dynamique des spins

L'objectif principal de cette étude est de contraindre la vitesse de rotation des particules. Cette contrainte passe par l'estimation des paramètres libres du modèle. Ces paramètres sont l'albédo A_V , l'inertie thermique Γ , la norme du spin ω , la conductivité thermique K, les angles α_P et δ_P qui définissent l'axe de rotation, le rayon des particules...etc. Il est impossible de

FIG. 5.13 – Cartes de différence des températures effectives $T_{EFF}(B, \phi_{sc})$ en fonction de l'élévation B et de l'azimut ϕ_{sc} de l'observateur, entre les calculs du flux de Saturne à l'ordre 0 et l'ordre 1. Les 4 cartes correspondent à 4 longitudes ($\phi_R=0^\circ, 90^\circ, -90^\circ$, et 180°). La profondeur optique vaut $\tau=0.1$ et $a=84000$ km. Les particules font ici 1 mètre de rayon, et sont en rotation synchrone, avec un axe perpendiculaire au plan des anneaux. L'albédo est fixé à 0.25, et la conductivité à $K=10^{-4}$ W/m/K. L'élévation du Soleil vaut $B'=15$ degrés

pouvoir tous les estimer à partir des quelques angles de phase dont nous disposons dans nos observations. Nous devons donc faire des hypothèses simplificatrices, notamment sur le rayon des particules ainsi que sur leurs axes de rotation. Pour cela, nous avons étudié la dynamique locale des particules dans l'anneau C à partir de simulations numériques, afin de mieux comprendre leur comportement. French et Nicholson (2000) ont montré que la distribution de taille des particules dans l'anneau C suit une loi de puissance d'indice $q=3$. Les plus petites sont centimétriques, soit bien plus grandes que la profondeur de peau thermique δ_T définie dans le chapitre 2. La température de leur surface ne doit donc a priori pas dépendre de leur taille.

Le code dynamique

Le code de simulation dynamique PRD (Planetary Ring Dynamics) a été écrit par Sébastien Charnoz en 2003-2004. Il est basé sur les travaux de Richardson (1994) et son principe est identique. Il simule le comportement dynamique de particules sphériques en rotation autour de la planète, soumises au champ gravitationnel de celle-ci, à la rotation différentielle, à l'autogravitation (perturbations gravitationnelles mutuelles) ainsi qu'aux collisions mutuelles. L'approche est donc ici une approche particulière des anneaux, dans laquelle la dynamique de chaque particule qui est étudiée : vitesse, position à chaque instant, rotation...etc. La simulation dynamique de toutes les particules constituant les anneaux est à l'heure actuelle une utopie, ne serait-ce que par le temps de calcul nécessaire pour intégrer l'orbite de toutes les particules. En général, au delà de 100000 particules, le calcul devient excessivement long. La simulation porte donc sur un petit échantillon d'anneau contenu dans une boîte de quelques dizaines de mètres de côté (cette taille permettant de prendre en compte entre 1000 et 30000 particules environ pour des profondeurs optiques variant de 0.1 à 1.5), en rotation Keplérienne (figure 5.14). Pour une population de taille identique, la profondeur optique "dynamique" τ dépend du rayon R des particules, de la largeur de la boîte L et du nombre de particules N :

$$\tau = \frac{N\pi R}{L^2} \quad (5.11)$$

Si la distribution est une loi de puissance par exemple, la profondeur optique totale est la somme des profondeurs optiques associées à chaque population de particules.

En tout, ce sont neuf boîtes périodiques et identiques qui glissent les unes par rapport aux autres sous l'effet de la rotation différentielle (figure 5.14), afin de prendre également en compte les interactions gravitationnelles avec les particules situées en dehors de la boîte centrale.

Le programme calcule à chaque instant les forces qui s'exercent sur toutes les particules (gravitation, collision,...). A chaque pas de temps, la position des particules est connue ainsi que sa vitesse de rotation et l'orientation de son axe. La vitesse de rotation propre (spin) ω est définie dans le repère fixe $R(X_R, Y_R, Z_R)$ centré sur la particule.

Les coefficients de restitution normaux ϵ_n et tangentiels ϵ_t permettent de calculer les vitesses normales et tangentielles au cours d'une collision entre deux particules (et donc l'élasticité des collisions). Une valeur de $\epsilon_n = 0.5$ signifie que la vitesse relative normale entre deux particules après l'impact est deux fois plus petite qu'avant la collision. La friction est essentiellement caractérisée par le coefficient tangentiel ϵ_t et elle est d'autant plus forte que ϵ_t est faible. C'est la friction qui va entraîner une rotation des particules. Ces coefficients sont encore mal connus car ils dépendent de l'état de surface de la glace d'eau. Nous choisissons ici $\epsilon_n = \epsilon_t = 0.5$, conformément aux résultats des expériences de collisions de particules de glace menées par Bridges *et al.* (1984) (collisions inélastiques). Nous avons fait des essais avec des valeurs de ϵ_n et ϵ_t variant de 0.3 à 0.8, et les résultats développées ci-dessous dépendent en fait peu des valeurs choisies.

Au début des simulations, les particules sont distribuées aléatoirement dans la boîte avec un spin nul ($\omega = 0$), puis sous l'effet des collisions mutuelles inélastiques, elles dissipent l'énergie tout en conservant leur moment cinétique : la dispersion des vitesses diminue donc et le système s'aplatit pour former un disque .

Distribution verticale et spin des plus gros corps dans l'anneau C.

Nous avons lancé une simulation avec 1000 particules pour analyser le comportement dynamique (vitesse de rotation des particules, structure verticale du disque...) de l'anneau C. La distance radiale est prise au milieu de l'anneau ($a=84000$ km), la profondeur optique géométrique est donnée par les dimensions de la boîte cubique, qui fait 177 m de côté, ce qui donne $\tau=0.1$ (valeur moyenne de l'anneau).

La densité volumique des particules ($\rho=900$ kg/m³) est choisie identique à celle de la glace d'eau solide. Nous n'avons considéré ici qu'une population de particules de taille identique. La réalité est évidemment différente, mais nous discuterons des conséquences de cette hypothèse plus loin. Le rayon des particules est donc fixé à 1 mètre, soit le rayon des plus grosses particules dans cet anneau (French et Nicholson, 2000). Ce sont en fait les plus grosses particules qui contiennent la fraction de masse du disque la plus importante. Elles jouent donc un rôle privilégié dans l'évolution dynamique des anneaux. Tant que la taille des particules est supérieure à quelques millimètres (la profondeur de peau thermique est bien plus faible), l'émission thermique n'en dépend pas car la transmission de chaleur par conduction ne se fait que sur les premières dizaines de microns en dessous de la surface. En revanche la taille va modifier le comportement dynamique et va donc influencer la température effective du disque. Les petites particules vont être plus perturbées gravitationnellement que celles dont le rayon est de l'ordre du mètre, car elles sont plus sensibles à la diffusion gravitationnelle.

FIG. 5.14 – Schéma des boîtes périodiques utilisées dans les simulations dynamiques. Le mouvement des particules est calculé dans la boîte centrale. Neuf autres boîtes se répartissent autour. La rotation différentielle crée un cisaillement qui déplace les boîtes les unes par rapport aux autres. Dans l'exemple montré ici, $a=84000$ km, $\tau = 0.1$, $N=6000$ particules, et la distribution de taille suit une loi de puissance d'indice $q=-3.1$.

Nous avons lancé les simulations sur 200 orbites, soit 57 jours. Initialement, les 1000 par-

ticules sont uniformément réparties dans la boîte, et ont un spin nul. L'équilibre dynamique est atteint au bout de 40 orbites (11 jours) et la dispersion des vitesses se stabilise à environ 0.5 cm/s. L'épaisseur effective du disque ne varie alors plus. La figure 5.15 donne l'aspect de la répartition des particules lorsque cet équilibre est atteint.

FIG. 5.15 – Vue simulée avec PRD de la position des particules dans l'anneau C (vue de dessus et de côté), après 200 orbites. La distance radiale vaut 84000 km, $\tau=0.1$ et le rayon des particules est fixé à 1 mètre. La boîte représentée ici fait 40 mètres de côté. L'épaisseur verticale moyenne est de quelques mètres seulement.

FIG. 5.16 – Distribution verticale des particules par rapport au plan équatorial ($z=0$), calculée à partir de nos simulations numériques ($a=84000$ km, 1000 particules, $\tau=0.1$, rayon des particules : 1 mètre).

La distribution verticale des particules, qui donne le nombre de particules en fonction de la hauteur z par rapport au plan équatorial, est donnée par la figure 5.16. Cette courbe est maximale en $z=0$ ce qui signifie qu'une majorité de particules sont concentrées dans le plan équatorial. La distribution assez piquée (avec une largeur à mi-hauteur de seulement 1.7 mètres), est synonyme d'une faible épaisseur des anneaux. Cette épaisseur effective est en fait proche de la taille des particules elles-mêmes. La structure verticale des particules qui contiennent l'essentiel de la masse est donc monocouche, ce qui justifie la modélisation thermique de cette population par le modèle à spin à structure monocouche. Richardson (1994) et Salo (1995) ont déjà montré que l'épaisseur effective d'un anneau, à 100000 km de distance de Saturne et à $\tau=0.1$, était faible. L'intérêt des résultats présentés ici, est qu'il ont été obtenus spécifiquement avec les paramètres de l'anneau C. L'épaisseur du disque trouvée ici est cohérente avec l'épaisseur locale mesurée par Rosen (1989) (de 1 à 5 mètres pour l'anneau C).

Nous remarquons également que la distribution de la vitesse de rotation des particules (norme du spin) relative à la vitesse képlérienne (ω/Ω) est fortement semblable à une fonction maxwellienne du type $y = xe^x$, centrée sur une rotation synchrone ($\omega=\Omega$). La dispersion autour de cette valeur est assez faible (largeur à mi-hauteur de 1) et il semble que aucune particule ne possèdent un spin plus rapide que 5Ω (figure 5.17).

La distribution de l'azimut α_P de l'axe des particules apparaît relativement isotrope et constante (figure 5.17). Il n'y a donc pas d'azimut privilégié pour les axes de rotation. Ce résultat n'est en soit pas étonnant car il n'y a pas de raison qu'une valeur de α_P soit privilégiée. La géométrie du problème est en effet symétrique par rapport au plan équatorial et la distribution des impacts successifs sur la surface n'est pas isotrope de par la rotation différentielle. L'angle α_P des axes de rotation est donc amené à évoluer au fur et à mesure des collisions.

En revanche, la distribution de l'angle δ_P est relativement élargie (largeur à mi-hauteur de 110°) et présente un maximum aux alentours de $\delta_P = 50^\circ$. L'inclinaison privilégiée des axes de rotation des particules est donc préférentiellement positive, ce qui signifie que la majorité des particules sont progrades (la projection du spin $\vec{\omega}$ sur l'axe Z_P est positive). Environ deux tiers d'entre elles ont leur axe incliné " vers le haut " (δ_P positif). On peut se demander pourquoi

FIG. 5.17 – Distribution des vitesses de rotation et des axes de rotation des particules dans l'anneau C. Ces distributions ont été moyennées sur 20 orbites, pour simuler un échantillon de 20000 particules. La profondeur optique vaut $\tau=0.1$. La valeur de ω est normalisée à Ω (i.e. $1250^\circ/\text{jour}$). L'azimut α_P et l'inclinaison δ_P (élévation de l'axe du spin au dessus du plan des anneaux) sont donnés dans le repère R centré sur les particules. Une valeur positive de δ_P implique une rotation prograde dans le repère inertiel.

ce sens de rotation est privilégié par rapport à un autre? Araki (1991) a en fait montré que la distribution des impacts successifs lors des collisions, sur la surface d'une particule, dans un disque en rotation différentielle, n'est pas isotrope. Elle favorise en effet une rotation prograde. La distribution des directions des axes peut donc, en moyenne, se limiter à un cône de demi grand angle au sommet de 50° environ (isotrope pour α_P).

Evolution temporelle du spin dans l'anneau C pour une distribution monotaille

Ces résultats sont représentatifs du comportement global de l'ensemble des particules. S'ils permettent de comprendre quelles sont les valeurs de ω , α_P et δ_P les plus favorables, ils ne permettent pas de savoir ce qui se passe au cours du temps. Les collisions sont en effet nombreuses dans les anneaux. La plus faible probabilité d'impact entre deux particules dans l'anneau C, due à la faible profondeur optique (et donc à une distance inter-particules importante), est compensée par le fort cisaillement liée à la rotation différentielle, qui augmente les chances de collision mutuelle.

Pour estimer le nombre de collisions par tour, il est nécessaire de connaître la profondeur optique (liée au libre parcours moyen) ainsi que les vitesses relatives. La profondeur optique τ du disque, dépend du nombre de particules N de rayon R, comprises dans une surface S :

$$\tau = \frac{N\pi R^2}{S} \quad (5.12)$$

Donc :

$$N = \frac{\tau S}{\pi R^2} \quad (5.13)$$

La densité volumique des particules dans l'anneau d'épaisseur Z est donc définie par :

$$\rho = \frac{N}{SZ} = \frac{\tau}{\pi R^2 Z} \quad (5.14)$$

Le nombre de collisions mutuelles par particule et par orbite est défini comme :

$$N_{col} = \rho\pi R^2 \cdot \delta v \cdot t \quad (5.15)$$

Où δv est la vitesse relative moyenne au cours d'un impact, et t le temps. Le nombre de collisions par particule et par orbite s'écrit donc :

$$N_{col} = \frac{\tau}{Z} \delta v \cdot t \quad (5.16)$$

FIG. 5.18 – Variation de la norme du spin et des angles α_P δ_P d'une particule test dans l'anneau C, sur 200 orbites. Les 40 premières orbites correspondent au temps nécessaire au disque pour être à l'équilibre.

Or pour un système plat comme l'anneau C, la dispersion des vitesses est essentiellement due à la rotation képlérienne (de vitesse angulaire Ω) et au cisaillement tangentiel. La vitesse relative moyenne peut s'approximer par

$$\delta v \approx 3\Omega R \quad (5.17)$$

Sur une orbite complète, on a donc :

$$N_{col} = \frac{\tau}{Z} 3\Omega R t = \frac{\tau}{Z} 3\Omega R \frac{2\pi}{\Omega} \quad (5.18)$$

Soit encore :

$$N_{col} = \frac{6\tau\pi R}{Z} \quad (5.19)$$

Dans l'anneau C, les observations de French et Nicholson (2000) montrent que $Z \approx 3R$ au maximum. La distribution verticale des particules que nous avons trouvées confirme ce résultat. Donc $N_{col} \approx 2\pi\tau = 6.28\tau \approx 10\tau$. Une particule dans un disque de profondeur optique de 0.1 devrait statistiquement entrer en collision avec une autre environ 1 fois par orbite.

Pour connaître la valeur de N_{col} à partir des simulations, et donc l'histoire dynamique d'une particule, nous avons choisi au hasard une particule test dans les anneaux, son comportement étant a priori représentatif des autres, leur taille étant identique. Nous avons suivi au cours des 200 orbites les variations de spin à la suite de ses multiples collisions. Au cours d'une collision entre deux particules, les modifications de spin des deux particules peuvent être importantes, même si les vitesses de collisions ne sont que de quelques centimètres par secondes.

La simulation nous montre qu'une particule, dans l'anneau C, subit environ 5 collisions par orbite. Cela signifie qu'elle rentre en contact avec une autre toute les 1.37 heures. Cette valeur est du même ordre de grandeur que le résultat trouvé analytiquement par le calcul précédent très simple. Au cours de ces collisions, l'orientation de l'axe de rotation de la particule va être perturbé. La figure 5.18 représente l'évolution de la norme du spin ainsi que de son orientation au cours du temps. Les 40 premières orbites sont celles nécessaires au système pour se mettre à l'équilibre. La norme du spin ne semble pas ensuite être modifiée de façon significative au cours des collisions. Sa valeur oscille autour de $\omega = \Omega$ avec des valeurs minimales et maximales respectivement égales à $\omega = 0.1\Omega$ et $\omega = 2\Omega$.

Les variations brusques de l'angle α_P ne sont pas physiques et sont simplement la conséquence du passage $\alpha_P = 0^\circ$ à $\alpha_P = 360^\circ$. La distribution de cet angle étant isotrope, les variations associées à chaque particule ne vont pas significativement affecter l'histoire thermique de l'ensemble du disque.

L'inclinaison δ_P semble varier d'environ 50 degrés toute les 10 orbites (Figure 5.18, mais les petites variations sont plus fréquentes. Il est intéressant d'analyser l'effet des variations de

FIG. 5.19 – Nombre de collisions en fonction de la variation de δ_P suite aux impacts entre particules. L'axe à gauche représente la fraction de collisions qui va entraîner une variation de δ_P plus grande que celle indiquée sur l'axe des abscisses. L'axe de droite représente le nombre de collisions par particule par orbite associée. Par exemple, seulement 1 collision/particule/orbite peut faire varier δ_P d'un angle supérieur à 20° . Cela correspond à 20% de toutes les collisions.

l'inclinaison δ_P . Une modification de δ_P peut affecter le bilan énergétique global des particules, la distribution n'étant pas symétrique (63 % des particules ont une inclinaison positive), ce qui va perturber les températures effectives du disque observables. Parmi les 5 collisions par particule et par orbite, quelle est la fraction d'entre elles qui est capable de modifier de façon significative l'angle δ_P ?

La figure 5.19 illustre la fraction de collisions capable d'engendrer une variation $\Delta\delta_P$. La courbe tracée décroît très rapidement et il apparaît que seulement 10% des collisions sont à même de faire varier l'inclinaison de l'axe de plus de 30° , ce qui est relativement peu. Statistiquement, une telle collision a lieu une fois toutes les deux orbites. Nous voyons donc que de fortes variations d'inclinaison du spin à la suite de collisions mutuelles sont des événements assez rares dans l'histoire dynamique des particules. En fait, la plupart du temps, les vitesses relatives de deux particules avant et après impact sont trop faibles pour générer des perturbations fortes. Seules des vitesses plus élevées et des collisions rasantes, sont capables de modifier la rotation des particules. Nous pouvons donc en première approximation supposer que l'axe de rotation des particules reste inchangé au cours d'une orbite.

Pour résumer les résultats trouvés par les simulations dynamiques pour un anneau constitué de particules de même taille, nous pouvons donc dire que :

1. La structure verticale des grosses particules, qui représentent une importante fraction de la masse du disque, est monocouche, l'épaisseur de l'anneau C ne dépassant pas 2 à 3 mètres.
2. La distribution des vitesses de rotation ω des particules dans le référentiel inertiel est centrée sur la vitesse Képlérienne.
3. La distribution en azimuth des directions des axes des particules α_P est homogène. Il y a isotropie de α_P .
4. La distribution des inclinaisons δ_P , bien que relativement large, montre que 63 % des particules sont progrades. Le mode de δ_P , qui correspond à sa valeur le plus probable, est de 50° .
5. La projection des vecteurs ω sur l'axe vertical Z_P sera donc orientée vers le haut. De plus, α_P étant isotrope, la moyenne des directions de spin est donc perpendiculaire au plan des anneaux.
6. Les variations importantes d'orientation de l'axe de rotation des particules sont peu nombreuses.

L'hypothèse d'une structure monocouche semble donc raisonnable. La forte proximité à Saturne provoque un fort cisaillement tangentiel, qui empêche toute formation d'une structure à plus grande échelle. Ces résultats nous permettent de faire des hypothèses simplificatrices

nécessaires pour contraindre la vitesse de rotation des particules dans l'anneau C. Premièrement, nous supposons que **le spin des particules reste inchangé au cours d'une orbite**. Deuxièmement, nous faisons l'hypothèse que **l'axe de rotation des particules est perpendiculaire au plan des anneaux**. Cette situation est à priori représentative du comportement moyen des axes de rotation.

Pour vérifier la validité de la dernière hypothèse, nous avons calculé les températures effectives de l'anneau C, pour une valeur moyenne $B'=15^\circ$, avec $A_V = 0.25$ et $K = 10^{-4}W/m/K$, dans deux cas :

1. Avec des particules identiques, synchrones et dont l'axe de rotation est perpendiculaire au plan des anneaux.
2. En considérant une distribution de α_P et δ_P dont la fonction de distribution est identique à celle issue des simulations numériques, mais toujours avec des spins synchrones.

Pratiquement, le second cas est beaucoup plus coûteux en temps de calcul car il faut tenir compte d'un ensemble de couples (α_P, δ_P) . Dans les deux cas, la température effective T_{EFF} à été calculée en différentes longitudes ϕ_R dans l'anneau C, et pour à chaque fois toutes les géométries d'observations définies par (B, ϕ_{SC}) possibles. Les cartes de température calculées aux longitudes $\phi_R = 0^\circ, \pm 90^\circ, 180^\circ$, sont présentés sur la figure 5.21, ainsi que la différence entre les deux approches. Les hautes températures effectives correspondent logiquement aux observations à faible angle de phase. Le décalage vers les hautes latitudes B du point le plus chaud, vient simplement du fait que l'élévation solaire est positive. Quelle que soit la longitude observée et la position de l'observateur, la déviation standard de la différence entre les deux calculs, n'excède pas 3 Kelvins.

Bien que l'élévation solaire B' ne soit pas de 15° pour nos observations, et que les longitudes scannées ne soient pas uniquement réparties sur les 4 longitudes précédentes, nous avons cependant, à titre informatif, indiqué les coordonnées (B, ϕ_{SC}) de Voyager et de Camiras (table 5.4.2) dans le référentiel de la planète, dans le but de voir si la température calculée en ces points sera affectée par les hypothèses simplificatrices. La plus large dispersion entre les deux résultats apparaît généralement vers $\Phi_{sc} = -60^\circ$, $\theta_{sc} = 10^\circ$, soit à fort angle de phase. Les géométries d'observations de Camiras et d'IRIS sont peu sensibles à cet écart : l'erreur maximale en température effective ne dépasse pas 2 kelvins, ce qui est plus faible que les barres d'erreurs associées aux mesures de Voyager.

CONCLUSION : Pour contraindre la vitesse de rotation des particules les plus massives, nous supposons donc que cette population a une structure verticale monocouche, que toutes les particules ont le même spin et que leur axe est orienté perpendiculairement au plan équatorial de la planète. Nous comparons maintenant les profils azimutaux de température $T(\phi_R)$ calculées pour un couple (A_V, Γ, ω) , avec les mesures de températures obtenues à différents angles de phase.

5.5 Vitesse de rotation dans l'anneau C dans l'approximation monotaille

Pour pouvoir comparer les températures effectives calculées avec le modèle à spin, avec les températures de brillance observées par Camiras et les températures équivalentes issus des

FIG. 5.20 – Cartes de température de l'anneau C sur les anses Ouest ($\phi_R = -90^\circ$) (**à gauche**) et Est ($\phi_R = +90^\circ$) (**à droite**), à toutes les élévations B et longitudes ϕ_{sc} de l'observateur. L'élévation solaire est fixée à $B' = 15^\circ$. Paramètres choisis : $\tau = 0.1$, $a = 84000\text{km}$, $A_v = 0.25$, $K = 10^{-4}\text{W/m/K}$, $\omega = \Omega$. **En haut** : températures effectives émises par un disque constitué de particules dont l'axe est constant sur une orbite, mais dont la distribution des angles δ_P et α_P est celle issue des simulations dynamiques PRD. **Au milieu** : Les axes de rotation des particules sont perpendiculaires au plan des anneaux. **En bas** : Différence des deux premières cartes. Les positions de l'observateur correspondant aux observations de CAMIRAS et d'IRIS, définies par (B, ϕ_{sc}), sont également indiquées.

FIG. 5.21 – Cartes de température de l'anneau C à $\phi_R = -180^\circ$ (**à gauche**) et à la position anti-solaire ($\phi_R = 0^\circ$) (**à droite**), à toutes les élévations B et longitudes ϕ_{sc} de l'observateur. L'élévation solaire est fixée à $B' = 15^\circ$. Paramètres choisis : $\tau = 0.1$, $a = 84000\text{km}$, $A_v = 0.25$, $K = 10^{-4}\text{W/m/K}$, $\omega = \Omega$. **En haut** : températures effectives émises par un disque constitué de particules dont l'axe est constant sur une orbite, mais dont la distribution des angles δ_P et α_P est celle issue des simulations dynamiques PRD. **Au milieu** : Les axes de rotation des particules sont perpendiculaires au plan des anneaux. **En bas** : Différence des deux premières cartes. Les positions de l'observateur correspondant aux observations de CAMIRAS et d'IRIS, définies par (B, ϕ_{sc}), sont également indiquées.

spectres d'IRIS, il est nécessaire de convertir T_B et T_{eq} en T_{EFF} .

Dans le cas d'un anneau monocouche, la conversion des températures de brillance T_B en température effective T_{EFF} se fait ici en supposant une profondeur optique $\tau = 0.1$:

$$I_\nu(T_B) = \epsilon_\nu B_\nu(T_{eff})(1 - e^{-\tau}) \frac{C(B, \tau)}{\mu} \quad (5.20)$$

L'émissivité apparente β correspond ici à :

$$\beta = \epsilon_\nu (1 - e^{-\tau}) \frac{C(B, \tau)}{\mu} \quad (5.21)$$

avec $\epsilon_\nu = 1$ et $\mu = \sin(B = -19.04^\circ) = 0.358$. Pour les observations réalisées avec CAMIRAS, nous utilisons le coefficient de non écrantage obtenu par Froidevaux *et al.* (1981) à partir de leurs mesures en laboratoire : $C(B = -19.04, \tau = 0.1) = 0.64$. L'émissivité apparente vaut donc $\beta = 0.19$. Cette valeur est tout à fait compatible avec celles trouvées par IRIS (figure 5.10) (qui varient de 0.15 à 0.4 environ pour les régions situées en dehors des annelets). Les observations d'IRIS S1, R2 et R4, obtenues à une élévation proche de celle de CAMIRAS, donnent une émissivité de 0.2 environ. Seule l'observation C1 réalisée à incidence rasante correspond à un β plus grand (0.6), car l'écrantage mutuel entre les particules augmente alors. **L'émissivité β_{IRIS} correspond donc à celle que l'on pourrait attendre d'une structure verticale**

	Φ_{sc} (Degrees)	θ_{sc} (Degrees)	Φ_R (Degrees)
CAMIRAS	-6.2	-19.04	0-360
IRIS Shadow 1	-139	-16	-60 to -20
IRIS Shadow 2	-35	-30	40
IRIS Shadow 3	-15	5	-70 to -20
IRIS Radial 2	-150	-10	130
IRIS Radial 4	42	16	120
IRIS Long int. 1	-155	-4	-80
IRIS Long int. 2	-155	-7	-80

TAB. 5.4 – Angles définissant les géométries d'observations de CAMIRAS et d'IRIS

monocouche.

La conversion de la température équivalente T_{eq} en température effective T_{EFF} est plus délicate. La première est dérivée des courbes spectrales en ajustant un corps gris de température T_{eq} et d'émissivité β , alors que la seconde utilisant la loi de Stephan, donc en intégrant le spectre. Nous avons réalisé plusieurs essais et calculé avec le modèle à spin les deux températures pour comparer leur valeur. La différence entre les deux, pour un couple de paramètres (A_V , Γ , ω) donné, n'excède pas 0.1K, ce qui reste négligeable par rapport aux incertitudes des mesures et ne va pas affecter la recherche de ω . Nous avons donc supposé par la suite que $T_{EFF}=T_{eq}$. Cela permet de réduire considérablement le temps de calcul, l'intégration nécessaire pour dériver T_{EFF} étant peu coûteuse en temps.

Les $T_{EFF}(\phi_R)$ théoriques calculées ont été ajustées aux mesures en minimisant le terme :

$$\chi^2 = \sum_i \left(\frac{T_{eff(mod)_i} - T_{eff(obs)_i}}{\sigma_i} \right)^2 \quad (5.22)$$

où $T_{eff(mod)}$ est la température effective calculée, $T_{eff(obs)}$ celle mesurée et σ représentable l'écart type en chaque point de mesure.

Pour la recherche du χ^2 nous avons utilisé l'algorithme itératif puissant de Levenberg-Marquardt, qui a l'avantage d'être très performant et très rapide dans la recherche du minimum, mais aussi peu sensible aux valeurs initiales des paramètres libres. La méthode consiste à rechercher le gradient maximum de la courbe à 3 dimensions $\chi^2(A_V, \omega, \Gamma)$ dans l'espace des variables et à se rapprocher progressivement de la valeur minimale. Nous supposons pour cela que les trois paramètres libres sont indépendants. Nous avons sondé l'espace des variables avec : $0.05 \leq A_V \leq 0.95$, $0.1\Omega \leq \omega \leq 10\Omega$, $0.5 \leq \Gamma \leq 70Jm^{-2}K^{-1}s^{-1/2}$.

5.5.1 Vitesse de rotation avec les données CAMIRAS

L'ajustement des courbes théoriques sur les courbes de température de brillance se fait ici aux alentours des deux anses (sur l'anse Ouest de $\phi_R = -110^\circ$ à -50° ; et sur l'anse Est de $\phi_R = 70^\circ$ à 120°), car aux autres longitudes ϕ_R , le flux infrarouge est fortement perturbé par celui de Saturne. Les résultats trouvés pour les trois observations au sol sont indiqués dans la table 5.5.2. Les barres d'erreurs associées correspondent aux incertitudes à 3σ .

La figure 5.22 montre les courbes azimutales de température avec les courbes théoriques qui s'ajustent le mieux pour chacune des trois observations. La forme des courbes sur l'anse Est, après la sortie de l'ombre, est assez bien reproduite dans l'ensemble. Les modèles d'anneau plat utilisées pour reproduire les courbes à $20\mu\text{m}$ étaient jusque-là incapable d'expliquer la montée en température juste avant l'entrée dans l'ombre. Cette remontée est en effet typique de la présence de particules en rotation lentes ($\omega \leq \Omega$), observées à très faible angle de phase. L'hémisphère des particules qui fait face à la Terre a en effet subi depuis la longitude $\phi_R = -180^\circ$, le flux infrarouge de la planète. Au début de l'éclipse par Saturne (soit vers la longitude $\phi_R = -45^\circ$), il est aussi chauffé par le Soleil, ce qui provoque une remontée en température. L'hypothèse d'un modèle plat n'est pas compatible dans ce cas, car la remontée en température a lieu à $\phi_R = -180^\circ$, par diffusion de la lumière solaire réfléchi sur Saturne.

La chute de température effective dans l'ombre, non observable ici, est estimée à environ 20

[a] [b]
[c]

FIG. 5.22 – Profils de température de brillance de l'anneau C à 20.5 , 17.3 et $13.0\ \mu\text{m}$, obtenus en 1999 avec Camiras. Les températures effectives sont calculées à partir des températures de brillance en faisant l'hypothèse d'une structure verticale monocouche pour les particules les plus grosses du disque (équation 5.20). Elles sont représentées avec leur barres d'erreur à 3σ . Les courbes rouges correspondent aux profils de température calculés dans l'hypothèse monocouche, avec les paramètres (A_V , Γ , ω) indiqués dans chaque cas. Ce sont celles qui s'ajustent le mieux aux données obtenues autour les anses Est et Ouest.

kelvins par notre modèle, ce qui est conforme aux premières observations de Voyager (Hanel *et al.*, 1981) et aux résultats de Froidevaux *et al.* (1981). Les valeurs de l'albédo ($A_V = 0.25 \pm 0.10$ (à 3σ environ, sont tout à fait en accord avec les valeurs précédemment mesurées (Ferrari *et al.*, 2005a; Spilker *et al.*, 2003), dans l'hypothèse d'un anneau à structure plane.

L'inertie thermique dérivée des trois profils de température est extrêmement faible (en moyenne $6 \pm 0.2 \text{Jm}^{-2} \text{K}^{-1} \text{s}^{-1/2}$), ce qui est trois ordres de grandeur plus faible que celle de la glace d'eau pure ! Nous confirmons donc l'unique mesure faite à ce jour de l'inertie thermique de cet anneau par Ferrari *et al.* (2005a). La contrainte la plus forte sur ce paramètre est essentiellement obtenue en sortie d'ombre, lorsque les anneaux se réchauffent, la vitesse de ce réchauffement étant fortement liée à la conductivité thermique et donc à l'inertie thermique.

Le résultat le plus important et surtout novateur concerne le spin. **Il s'agit ici de la première contrainte observationnelle quantitative de la vitesse de rotation des particules dans les anneaux.** L'anisotropie d'émission détectée dans cet anneau (Hanel *et al.*, 1981) à faible et fort angle de phase laissait déjà suggérer la présence de rotateurs lents, mais aucune estimation quantitative des vitesses de rotation n'avait pu être établie.

Sous les hypothèses d'une distribution mono taille des particules, et suivant une structure monocouche, les particules dont le rayon est de l'ordre d'un mètre, qui contiennent une fraction importante de la masse totale de l'anneau C, ont une vitesse moyenne de rotation (dans le référentiel inertiel) $\omega/\Omega = 0.5 \pm 0.4$ (à 3σ), soit légèrement plus lente que la rotation synchrone $\omega/\Omega = 1$. Cette vitesse n'est pas due à la synchronisation par effet de marée car les particules

[S1] [S2]
 [S3] [R2]
 [R4] [C1]
 [C2]

FIG. 5.23 – Température de l’anneau C observées par IRIS/Voyager 1 en 1980, et profils azimutaux calculés. Chaque courbe représente la température observable aux angles de phases donnés, pour un disque monocouche, avec $\omega/\Omega=0.4^{+0.5}_{-0.2}$. L’effet de la variation d’angle de phase avec la longitude est particulièrement visible sur le Shadow scan 2.

sont de trop petite taille, mais plutôt aux résultats des multiples collisions dans un disque en rotation Képlérienne et à la répartition des impacts à la surface (Araki, 1991). La rotation légèrement plus lente que celle donnée par les résultats de simulation numérique pourrait éventuellement provenir de la présence de particules de tailles différentes. La période moyenne de rotation des particules est donc de 13.8 heures. Nous discutons dans le chapitre 7 de ce résultat.

5.5.2 Vitesse de rotation avec les données IRIS

Dériver les valeurs du couple (A_V, ω, Γ) , à partir des données du spectromètre IRIS est un travail complexe, car nous n’avons que très peu de points de mesure, et la couverture longitudinale des anneaux reste limitée. Les deux intégrations longues, ou encore le scan S2 dans l’ombre ne possèdent qu’un seul point de mesure. Ajuster une courbe théorique complète sur toutes les longitudes, n’a pas de sens physique car une importante gamme de couples (A_V, ω, Γ) peut reproduire les données.

Nous avons donc ajusté simultanément tous les profils azimutaux pour les 7 géométries d’observation, ce qui revient à rechercher l’ensemble (A_V, ω, Γ) permettant de reproduire toutes les données. Les courbes azimutales de T_{EFF} qui s’ajustent le mieux aux mesures de température sont illustrées sur la figure 5.23. Ces courbes, représentent les variations de température effective, observées aux différentes géométries d’observation disponibles, pour les mêmes paramètres (albédo, inertie thermique et vitesse de rotation des particules). Elles semblent bien reproduire la forte anisotropie d’émission entre faible et fort angle de phase et ainsi que la chute de température au moment où les particules rentrent dans l’ombre, observées à angle de phase intermédiaire (Shadow scan 1). La chute de température calculée à ces longitudes est plus importante à faible qu’à fort angle de phase, ce qui est cohérent avec des particules en rotation lente. L’éclipse de Soleil lors de l’entrée dans l’ombre de Saturne, ne perturbe que très peu la température de surface des particules qui est plongée dans la nuit, visible à fort angle de phase, lorsque le spin moyen des particules est lent. L’importante dispersion des mesures de température (Shadow scan 1 par exemple) autour des valeurs calculées est probablement en partie due à l’étalement important du champ de vue d’IRIS, projeté sur les anneaux.

L’albédo de Bond dérivé à partir des observations d’IRIS est légèrement plus important que celui trouvé avec les données de Camiras, c’est à dire $A_V = 0.37^{+0.08}_{-0.18}$ à 3σ . Les incertitudes associées rendent toutefois le résultat consistant avec les observations au sol (Figures 5.24 et 5.25). Les observations à faible angle de phase permettent de contraindre assez bien l’albédo, car le flux incident solaire est alors absorbé sur les mêmes surfaces que celles qui sont observées. Pour ces observations, la plupart des observations se font à angle de phase in-

FIG. 5.24 – Inertie thermique en fonction de l'albédo de Bond dans l'anneau C, obtenu à partir des observations de l'émission thermique depuis le sol (1999) et avec IRIS/Voyager 1 (1981). Les résultats obtenus en considérant l'anneau comme une structure plane monocouche sont également présents (Ferrari *et al.*, 2005a). Les barres d'erreurs sont données à 3σ .

FIG. 5.25 – Albédo de Bond en fonction du spin (relatif à la vitesse de rotation képlérienne) dans l'anneau C, obtenus à partir des observations de l'émission thermique depuis le sol (1999) et avec IRIS/Voyager 1 (1981). Les barres d'erreurs sont données à 3σ .

termédiaire ou fort, ce qui ne permet pas de connaître avec autant de précision A_V , par rapport.

Nous trouvons ici également une inertie thermique très faible : $\Gamma = 9.4_{-5}^{+21.0} \text{Jm}^{-2} \text{K}^{-1} \text{s}^{-1/2}$. Cette valeur est tout à fait compatible avec la valeur trouvée par les courbes azimutales à faible angle de phase (Camiras). La forte incertitude sur Γ est principalement due à la faible quantité de points de mesure disponibles, surtout à l'entrée dans l'ombre de la planète, ainsi qu'aux grandes incertitudes sur les mesures. La vitesse de chute de température ne peut donc pas être mesurée de façon précise. Les données d'IRIS nous donnent accès à cette température dans l'ombre de la planète, ce que ne nous permettent pas les observations faites au sol. Les quelques mesures effectuées à l'entrée dans l'ombre (Shadow scan 1) sont relativement bien reproduites par notre modèle.

	A_V	$\Gamma \text{ (Jm}^{-2} \text{K}^{-1} \text{s}^{-1/2})$	Spin (ω/Ω)
CAMIRAS	$0.25_{-0.01}^{+0.08}$	$5.9_{-3.4}^{+0.2}$	$0.5_{-0.1}^{+0.1}$
	$0.25_{-0.15}^{+0.01}$	$6.9_{-0.4}^{+10.4}$	$0.4_{-0.2}^{+0.1}$
	$0.27_{-0.06}^{+0.03}$	$6.2_{1.4}^{+3.3}$	$0.5_{-0.4}^{+0.5}$
IRIS	$0.37_{-0.18}^{+0.08}$	9_{-5}^{+21}	$0.4_{-0.2}^{+0.5}$

TAB. 5.5 – Valeurs trouvées pour le couple (A_V, ω, Γ). Les trois obtenues pour les observations de Camiras correspondent aux trois profils azimutaux à 13, 17 et 20 μm .

La vitesse de rotation des particules, obtenue par l'interprétation des variations de température avec la longitude vues sous différents angles de phase, nous donne un résultat quasiment identique à celui obtenu à partir des données Camiras : $\omega/\Omega = 0.4_{-0.2}^{+0.5}$ (à 3σ), ce qui suppose une vitesse de rotation moyenne de 13.8 heures. L'anisotropie d'émission entre à faible et fort angle de phase s'explique donc par la présence de particules en rotation légèrement plus lente que la vitesse synchrone.

FIG. 5.26 – Inertie thermique en fonction du spin (relatif à la vitesse de rotation képlérienne) dans l'anneau C, obtenus à partir des observations de l'émission thermique depuis le sol (1999) et avec IRIS/Voyager 1 (1981). Les barres d'erreurs sont données à 3σ .

CHAPITRE 6

L'anneau A et les Wakes

Sommaire

6.1	L'anneau A : présentation	157
6.2	Précédentes observations infrarouges de l'anneau A	159
6.3	Profils radiaux et azimutaux de l'anneau A.	160
6.3.1	Première lumière de VISIR en 2004	160
6.3.2	Les observations en 2005	168
6.4	Interprétation des profils azimutaux de température	171
6.4.1	Un anneau monocouche avec spins	171
6.4.2	Une structure d'anneau plat ?	173
6.5	Conclusion	176

La période 2002-2004 correspond à la plus forte inclinaison des anneaux de Saturne par rapport au Soleil ($B \approx -27^\circ$). A cette occasion, la projection de l'ombre de la planète sur les anneaux s'est considérablement raccourcie. Les particules constituant l'anneau A ont par conséquent été momentanément privées du phénomène transitoire d'éclipse par Saturne. Cette configuration, qui ne se reproduit que tous les 15 ans, aux solstices Saturniens, est particulièrement intéressante car les variations azimutales de température que nous pouvons alors observer dans l'anneau A ne sont a priori dues qu'au spin des particules et, dans une bien moindre mesure, à l'inertie thermique de leur surface. Ce chapitre présente l'étude et l'interprétation des variations azimutales de température de cet anneau, obtenues avec le nouveau spectro-imageur VISIR et avec le spectromètre embarqué CIRS sur Cassini.

6.1 L'anneau A : présentation

L'anneau A de Saturne est l'anneau principal de Saturne le plus externe. Ses frontières internes et externes sont situées respectivement à 122200 km et 136800 km du centre de la planète, soit relativement près de la limite de Roche. Sa profondeur optique est intermédiaire entre celle de l'anneau C et celle de l'anneau B : elle vaut $\tau = 0.5$ en moyenne. La figure 6.1 montre les variations de τ en fonction de la distance à Saturne, dérivées des données du photo-polarimètre (PPS) des sondes Voyager. La partie la plus interne ($a \leq 125000$ km) est plus

dense, la profondeur optique atteignant parfois 0.8 ou 1.

On distingue deux divisions principales. La division de **Encke**, située à 133570 km, est large de 325 km. La présence du petit satellite Pan, découvert par Showalter (1991), dont le diamètre ne dépasse pas 20 km, pourrait être responsable de la formation de ce "gap". Plus loin vers 136500 km de distance, la division de **Keeler** est large de 35 km seulement. La présence du petit satellite S/2005 S 1 au sein de cette division (à une distance de 136505 km), découvert en Mai 2005 sur les images de Cassini (Porco, 2005), semble expliquer la stabilité de cette division.

Les images des sondes Voyager ont montré que l'anneau A est le siège de nombreux phénomènes physiques témoignant de l'interaction gravitationnelle des particules entre elles mais aussi avec des satellites (ondes spirales de densité ("density waves"), ondes verticales ("bending waves"), wakes,...etc) (Horn *et al.*, 1996, 1992; Cuzzi *et al.*, 1984; Lane *et al.*, 1982; Smith *et al.*, 1982; Showalter, 1991).

Les ondes spirales de densité sont des perturbations gravitationnelles produites par les résonances avec les satellites extérieurs aux anneaux. Elles prennent naissance au niveau des cotes de résonances de Lindblad. Au sein de ces ondes, la matière qui constitue le disque est alternativement comprimée ou étirée ce qui provoque des variations horizontales de densité. Au fur et à mesure que l'onde s'étend radialement en perdant du moment cinétique, elle en transfère aux particules proches de la résonance créant ainsi des divisions. Les ondes verticales sont quant à elles dues aux perturbations gravitationnelles dues aux satellites dont l'orbite est inclinée (voir la revue de Shu (1984) pour plus de détails).

Spilker *et al.* (2004) a étudié les principaux sites de résonance gravitationnelle dans l'anneau A. Les résonances provoquant les ondes les plus importantes sont celles associées à Janus, Prométhée, Pandore et Mimas.

D'autres structures à plus petite échelle sont présentes dans cet anneau : les wakes. Ce sont des instabilités de Jeans. Alors que l'autogravitation tend à rassembler les particules entre elles, les effets de marée Saturne toute proche tendent à les détruire. La nature trouve un équilibre entre les deux et les grumeaux s'allongent pour former des filaments de matière. Ces structures sont très probablement responsables des asymétries azimuthales de brillance qui ont été observées pour la première fois par Camichel (1958), et confirmées par la suite (Ferrin, 1974; Dones *et al.*, 1993; French et Nicholson, 2000; Dones *et al.*, 1993).

A partir de l'étude des ondes spirales observées par Voyager, Spilker *et al.* (2004) ont montré que la densité de surface en deçà de la division de Encke est de $43.8 \pm 7.9 \text{ g.cm}^{-2}$, alors qu'elle tombe à $28.3 \pm 10.8 \text{ g.cm}^{-2}$ dans la partie la plus externe. Cette différence, indépendante de la profondeur optique (profil PPS) montre que la distribution de taille des particules et la composition n'est pas constante sur tout l'anneau. Ces résultats sont confirmés par les observations d'occultation radar (French et Nicholson, 2000) (voir la table 1.5.2).

Par ailleurs, la masse totale de l'anneau A est estimée à $4.9.10^{18}$ kg (Spilker *et al.*, 2004), ce qui est équivalent à la masse d'un satellite de glace de 110 km de diamètre. Quant à son épaisseur locale, elle est comprise entre 5 et 30 mètres. Si la structure verticale des plus grosses particules peut ainsi être supposée monocouche, il n'en est pas de même pour les autres.

FIG. 6.1 – Profil de profondeur optique de l'anneau A provenant du PPS (Voyager). On distingue bien les divisions de Encke et Keeler près du bord externe.

6.2 Précédentes observations infrarouges de l'anneau A

Les observations infrarouges de l'anneau A, depuis la Terre, sont très difficiles à obtenir car elles nécessitent une très haute résolution spatiale qui est délicate à avoir dans ces longueurs d'onde.

A partir des observations de Pionner 11 en 1979, Froidevaux et Ingersoll (1980) estiment la profondeur optique moyenne de cet anneau à 0.6, et l'albédo de Bond à 0.6 également. La température de sa face non éclairée par le Soleil est alors mesurée à 54 ± 3 K. Elle est plus chaude de 10 K sur sa face éclairée. Tokunaga *et al.* (1980) confirment cette mesure à partir d'observations depuis le Mauna Kea, sur les deux anses, effectuées à la même période, alors que l'élévation du Soleil au dessus du plan des anneaux est très faible. La température de brillance augmente donc avec l'inclinaison B puisque Murphy avait trouvé en 1973 une valeur de 89 ± 3 K à $20 \mu\text{m}$. Les observations de 1999 avec CAMIRAS à $20.5 \mu\text{m}$ (figure 5.6) nous ont permis de mesurer la température moyenne de brillance $T_B = 81.0 \pm 1.4$ K aux anses, avec une différence de température entre l'anse Ouest et l'anse Est de 0.4 ± 2.8 K, probablement due au temps de réchauffement après l'éclipse.

Les variations de température avec l'élévation solaire B paraissent compatibles avec une structure soit monocouche (Froidevaux *et al.*, 1981) ou multicouche à gradient thermique (Cuzzi *et al.*, 1984; Kawata, 1983), dans le cas où l'émission thermique est fortement anisotrope ($f=2$) et l'inertie thermique est faible.

Au sol, aucun profil de température en longitude n'a encore pu être extrait. Les meilleures résolutions spatiales accessibles jusqu'alors depuis le sol étaient d'environ 10000 km (Camiras en 1999), ce qui est insuffisant pour pouvoir mesurer les variations azimutales de température sans artefacts dus à la contamination par l'anneau B. La haute résolution spatiale de VISIR nous a permis de mesurer pour la première fois le profil de température azimutal de l'anneau A.

6.3 Profils radiaux et azimutaux de l'anneau A.

6.3.1 Première lumière de VISIR en 2004

La fin de l'année 2002 correspond à la période du solstice d'hiver pour Saturne. L'inclinaison des anneaux par rapport au Soleil et à la Terre est alors importante. La figure (6.2) représente les angles d'élévation solaire B' et terrestre B au cours du temps. L'inclinaison solaire est maximale le 28 Octobre 2002, avec une valeur de $B' = -26,731^\circ$. La projection de l'ombre de la planète sur les anneaux est alors réduite à son minimum. L'élévation maximale depuis la Terre a lieu peu de temps après, le 7 avril 2003, avec une ouverture $B = -26,994^\circ$. Les figures 6.2 et 6.3 montrent les limites de l'ombre de Saturne sur les anneaux. A la fin de l'année 2002, cette

ombre est si réduite qu'elle ne recouvre jamais l'anneau A. Il n'y a donc pas de refroidissement des particules à chaque orbite. Les variations azimutales de température éventuellement détectables ne dépendent alors quasiment plus que du spin des particules, dans l'hypothèse où la conductivité thermique K est faible. Cette période est donc propice pour mesurer directement les effets de rotation des particules dans l'anneau A. Mesurer les variations azimutales de température de cet anneau nécessite d'avoir une très haute résolution spatiale. L'instrument CIRS, n'était pas encore capable de les mesurer à cette époque là car la sonde Cassini ne s'est mise en orbite que plusieurs mois après. Environ à la même époque, le nouveau spectro-imageur VISIR est installé sur l'Unité 3 (Melipal) au VLT. La limite de diffraction dans l'infrarouge aux alentours de 20 microns est de $0,6''$ avec les télescopes du VLT. Projetées sur le fond de ciel à la distance de Saturne, cela correspond à environ 4200 km.

Nous avons observé les anneaux de Saturne, en mode imagerie, au cours des toutes premières nuits où l'instrument VISIR a vu sa première lumière. Les images ont été obtenues le 4 mai 2004, lors du Commissioning n°1 de VISIR, alors en phase de vérification technique. A cette époque, les distances héliocentrique et géocentrique de Saturne sont respectivement de 9,039 UA et 9,575 UA. Le rayon équatorial de Saturne est d'environ $8,678''$ (voir tableau 6.3.1). Les élévations solaires B et terrestres B' sont respectivement de $-24,87^\circ$ et $-25,95^\circ$, la valeur négative indiquant que c'est le pôle sud de Saturne qui est orienté vers la Terre. L'angle de phase est alors de 5.2° , vers l'anse Est, ce qui signifie que la sortie de l'ombre des particules est observable depuis la Terre. L'ombre de la planète sur les anneaux s'étend jusqu'à 131133 km de son centre. Les particules situées au-delà, (représentant 39% de l'anneau A) ne passent donc jamais dans l'ombre, et sont en permanence chauffées par le Soleil. Les acquisitions ont été effectuées avec une résolution spatiale moyenne, afin que le champ de vue soit suffisant pour contenir entièrement le système d'anneaux sur le capteur. La taille du pixel avec cette résolution est alors de $0.127''$, soit 882 km sur les anneaux. Les observations ont été effectuées à travers deux filtres en bande N et Q : PAH2 (11.25 microns) et Q3 (19.5 microns).

	B	B'	$r_{sc}(UA)$	$D_{UA}(UA)$	α (deg)	A_{max}	pix
2004	-24.87	-25.95	9.575	9.039	5.2	131133 km	0.127
2005	-23.70	-21.90	9.071	9.070	6.2	148200 km	0.127

TAB. 6.1 – Tableau récapitulatif des angles d'observation avec VISIR en 2004 et 2005. α est l'angle de phase, A_{max} l'élongation maximale de l'ombre de Saturne sur les anneaux et pix est le champ de vue du pixel.

Réduction des données VISIR

Dans la suite, nous ne nous intéressons qu'aux images obtenues en bande Q (à 19.6 microns) car à 11 microns, le flux solaire réfléchi devient aussi important que le flux thermique et la modélisation des profils azimutaux de température est alors plus complexe.

La soustraction du fond de ciel a posé de nombreux problèmes lors de la réduction des données. La forte intensité de Saturne (environ $8000 \text{ W/m}^2/\text{Hz/sr}$) génère des artefacts. Premièrement, un signal périodique vertical (les "stripes") apparaît régulièrement : 1 colonne sur 16 est ainsi plus brillante. Ces "stripes" sont liés à l'électronique associée au capteur. Deuxièmement,

FIG. 6.2 – **En haut** : Inclinaison des anneaux de Saturne par rapport au Soleil (B') et à la Terre (B) en fonction du temps. **En bas** : projection maximale de l'ombre dans le plan des anneaux, au cours du temps. La ligne continue représente la limite supérieure de l'ombre sur les anneaux. Celle en pointillées représente la distance radiale maximale qui est visible depuis la Terre. Les deux lignes horizontales sont les limites inférieures et supérieures de l'anneau A (122000 km et 136000 km). Nous avons également indiqué les dates auxquelles nous avons observé l'émission thermique des anneaux avec VISIR/VLT.

FIG. 6.3 – Vue polaire de Saturne et des anneaux. Sont schématisées les limites de l'ombre de la planète projetée dans le plan du disque, ainsi que les limites de visibilité depuis la Terre. La ligne verte est située à 128000 km du centre de Saturne et correspond à la distance à laquelle nous avons extrait les profils azimutaux.

mement, il y a un effet de mémoire sur le capteur juste après une exposition à une source brillante. L'image de Saturne apparaît ainsi fréquemment sur les images de fond de ciel "off sources" au cours du Chopping, ce qui pose des problèmes lors de la soustraction des images, car le fond de ciel n'est pas correctement éliminé.

Un autre problème associé au capteur de VISIR concerne l'apparition d'images fantômes ("ghosts"). Ces ghosts sont présents sous la forme d'une barre diffuse assez large qui occupe environ 20% de la surface du capteur.

A l'époque de nos observations, l'instrument était encore en période de test, et toute la réduction des données a été faite manuellement, image par image, pour corriger tous ces effets. Sur les 3 nuits d'observations initialement effectuées, nous avons sélectionné seulement 12 secondes d'exposition dans la nuit du 4 mai 2004, soit 7 images.

Après ce traitement, nous avons cependant encore observé un gradient résiduel du fond de ciel principalement dû aux images "fantômes" et à la mauvaise soustraction du fond de ciel. L'amplitude des gradients, d'environ 2 kelvins, est du même ordre de grandeur que les fluctuations azimutales de température effective qui pourraient être générées par la rotation des particules, que nous cherchons à contraindre (voir le chapitre 3). La soustraction d'un fond de ciel sur des images stellaires ne pose en général pas de difficultés. Il suffit de calculer un polynôme d'ordre 1 ou 2 à partir de points de mesure effectués sur les zones de fond de ciel dans l'image. Ce polynôme est ensuite soustrait à l'image initiale. Dans le cas présent, la planète et ses anneaux recouvrent environ 50% des pixels. Il devient donc très difficile de modéliser le flux de fond du ciel à partir de si peu de points. De plus, la forte brillance de Saturne est la source d'effets de bords assez importants. Sur les 7 images disponibles, nous avons donc sélectionné tous les pixels où la planète et les anneaux n'étaient pas présents et nous avons créé des images de polynômes d'ordre 2 à partir de ces mesures. Elles sont ensuite soustraites aux images initiales. Cette méthode est itérative et nous considérons que le fond de ciel est

correctement soustrait lorsque l'amplitude des variations sur du fond de ciel synthétique est inférieure à 3σ de l'image.

Aucune étoile de calibration n'ayant été observée en bande Q, nous avons calibré les images "à la main", en multipliant le flux des images par un coefficient arbitraire. Ce coefficient est choisi de telle sorte que la température de brillance moyenne de la planète soit de 95 K (Figure 6.5). Nous vérifions par la suite que la température de brillance des anneaux sur les anses Est et Ouest est en accord avec les précédentes observations pour une même inclinaison des anneaux (*Esposito, 1983*).

FIG. 6.4 – Température de brillance des anneaux à $19.5 \mu\text{m}$, mesurées lors des observations avec VISIR le 4 mai 2004. L'anse Est de l'anneau A et de la division de Cassini, est ici tronquée car elle est en dehors champ de l'instrument.

Profil azimutal de l'anneau A

Pour vérifier que le fond de ciel a bien été correctement soustrait et qu'il n'y a plus de gradient à grande échelle dans les images, qui pourrait introduire des variations de température dans les profils azimutaux, nous avons extrait un profil en longitude à 155000 ± 4000 km de la planète, donc dans une région proche de l'anneau A, mais qui ne doit en théorie pas contenir de flux. Sur les 7 profils de fond de ciel, 5 avaient des variations en température supérieures à 1 K. Or, les variations de températures de brillances en fonction de la longitude, attendues pour un anneau constitué de particules synchrones, sont de l'ordre de 1 à 2 kelvins. Nous n'avons donc conservé que les deux autres en supposant que les fluctuations de fond de ciel étaient négligeables. La figure 6.4 montre l'une d'elles. La couverture azimutale des deux profils n'est pas la même car une partie des anneaux était en dehors du champ de VISIR.

Sur chacune de ces deux images, nous avons extrait un profil azimutal de l'anneau A, centré à 128000 ± 4000 km du centre de Saturne. A cette distance, les longitudes des limites de l'ombre projetée sont de ± 6.57 degrés. Pour augmenter le rapport signal sur bruit qui initialement est d'environ $S/B=10$, nous sommes contraints de moyennner radialement et azimutalement le flux. Pour chaque distance radiale a , nous calculons un profil azimutal dont la résolution en longitude est suffisante pour que chaque point de mesure ne soit pas corrélé avec son voisin. Avec la résolution instrumentale de 4200 km, nous choisissons d'extraire un point tous les $N_\theta=4^\circ$. Ainsi, à une distance a donnée, le flux I_{ϕ_R} calculé à la longitude ϕ_R est la moyenne des points les plus proches :

$$I_{\phi_R} = \frac{1}{N_{\phi_R}} \sum_{i=\phi_R-N_{\phi_R}/2}^{\phi_R+N_{\phi_R}/2} I(i) \quad (6.1)$$

Le bruit associé est alors :

$$\sigma_{\phi_R} = \frac{1}{\sqrt{N_{\phi_R}}} \sum_{i=\phi_R-N_{\phi_R}/2}^{\phi_R+N_{\phi_R}/2} \frac{\sigma(i)}{N_{\phi_R}} \quad (6.2)$$

Les profils azimutaux à différentes distances radiales a sont moyennés entre eux. Le flux $I_{\phi_R,r}$ résultant, calculé pour une longitude ϕ_R et une distance r est donc défini par :

$$I_{\phi_R,r} = \sum_{j=r+N_R/2}^{r+N_R/2} \frac{I_{\phi_R}(j)}{N_r} \quad (6.3)$$

où $r=128000$ km, et N_r est le nombre de distances radiales (ici $N_r=5$, de -2000 à $+2000$ km). Le bruit associé est alors :

$$\sigma_{\phi_R,r} = \frac{1}{\sqrt{N_r}} \sum_{j=r+N_R/2}^{r+N_R/2} \frac{\sigma_{\phi_R}(j)}{N_r} \quad (6.4)$$

Toutes ces opérations se font sur les images recalées en astrométrie par la même méthode que pour les images de Camiras. Donc à chaque image initiale on associe deux images recalibrées en astrométrie par filtrage Sobel ou Roberts. Le profil azimutal final est donc donné par la moyenne des 2 profils associés.

Nous avons donc 2 profils de température qui correspondent à des longitudes parfois différentes. Les deux anses Est et Ouest sont en dehors de la première image, alors que seule l'anse Est est "tronquée" sur la seconde image. Le profil final que nous avons étudié est la moyenne des deux. Ceci permet encore d'augmenter le rapport S/B, et de couvrir un maximum de longitudes. Le profil de température de brillance de l'anneau A, du 4 mai 2004 est présenté sur la figure 6.5.

FIG. 6.5 – Profil de température de brillance de l'anneau A le 4 mai 2004 avec l'instrument VISIR, à $19.5\mu\text{m}$. L'anse Est de l'anneau A sortant du champ lors de la prise de vue (figure 6.5), aucune mesure n'est disponible pour les longitudes comprises entre 70° et 150° . Le profil est extrait à une distance de 128000 ± 2000 km du centre de Saturne. La zone hachurée au milieu représente l'ombre de la planète projetée.

La température moyenne de brillance à $19.5\mu\text{m}$ de l'anneau A est d'environ 86K, soit 5 kelvins de plus qu'en 1999 (chapitre 5). Cela confirme que la température de brillance augmente avec l'élévation B. Après l'anse Ouest ($\phi_R=-90^\circ$), la température semble remonter rapidement de 2 kelvins. L'ombre projetée sur l'anneau est limitée à quelques degrés seulement. Pourtant, il semble que la chute de température des particules au cours du transit dans l'ombre, soit clairement détectée vers les longitudes $10 - 20^\circ$. A environ 4 degrés après la sortie de l'ombre, soit environ 10 minutes après, la température de brillance de l'anneau n'est plus que de 83.0 ± 0.4 K, alors que une demie heure avant de traverser l'ombre la température est de 87.9 ± 0.3 K.

Comparatif avec CIRS/CASSINI

Les observations des anneaux en très haute résolution spatiale, avec le spectromètre CIRS, ont été obtenues juste après l'arrêt des moteurs de la sonde lors de la mise en orbite de la sonde

le 1er Juillet 2004, soit seulement 2 mois après les observations de Cassini. A cette occasion, un scan radial complet des anneaux a été obtenu sur le côté non éclairé (hémisphère nord) avec une résolution de 100 à 200km, et l'anneau A a été à nouveau observé sur son coté éclairé, après le passage de la sonde dans le plan des anneaux, avec une résolution moyenne de 600 km. Les angles de phase pour les observations de cet anneau sont de 130° du côté éclairé, et 59° du côté non éclairé. Les températures de brillance des deux côtés, dérivées des spectres infrarouges, se sont révélées quasiment identiques (Flasar *et al.*, 2005) (figure 6.6).

FIG. 6.6 – Profil radial de température physique obtenue par CIRS lors du SOI. Les températures des cotés éclairé et non éclairé de l'anneau A se sont avérées identiques pour les angles de phases respectifs, de 130° et 59° . (d'après Flasar *et al.* (2005))

Cela implique que la température physique (de l'ordre de 86 à 90K en 2004 suivant la profondeur optique dans l'anneau A) est la même des deux côtés. Ce résultat est en apparence en contradiction avec les mesures de IRIS en 1980 qui indiquaient une variation de 5 à 10 Kelvins (Hanel *et al.*, 1981, 1982) pour une élévation solaire de 4 à 8 degrés. Cela peut aussi sembler surprenant car avec une profondeur optique moyenne de 0.5, l'écrantage mutuel entre les particules est suffisant pour que la température du côté non éclairé soit plus froide que l'autre.

Cela a suscité un débat : les uns pensant que l'anneau était isotherme, les autres proposant une solution plus originale à ce problème (Flasar *et al.*, 2005). La différence d'angle de phase entre chaque observation pourrait en effet être responsable des températures observées. Lorsque le côté éclairé des anneaux est observé, l'angle de phase est important (130°). Ce sont les hémisphères des particules plongés dans la nuit qui sont observés. Si les particules sont en rotation lente et si leur surface possède une inertie thermique faible, alors la température du côté éclairé doit être plus faible que prévue. Du côté non éclairé, à faible angle de phase, les particules apparaissent plus chaudes car c'est leur hémisphère chauffé par le soleil qui est visible. La différence d'angle de phase semble donc expliquer cette similitude en température entre les deux cotés de l'anneau.

Pour valider cette hypothèse et vérifier que les particules ne sont pas isothermes, nous avons comparé les températures de brillance obtenues à faible angle de phase avec VISIR, avec les premiers scans azimutaux des anneaux dans l'ombre réalisés par le spectromètre CIRS le lendemain de la mise on orbite, 2 juillet 2004, avec un angle de phase de 110° (Ferrari *et al.*, 2005). L'inclinaison des anneaux par rapport au Soleil entre les deux dates ne change que de 0.5 degrés, ce qui est négligeable. La température physique T_P donnée à faible angle de phase par VISIR, à été dérivée de la température de brillance T_B , en supposant une structure multicouche homogène. La validité de cette hypothèse est justifiée par les travaux de Kawata (1983) :

$$I(T_B) = \epsilon(1 - e^{\tau/\mu})B(T_P) \quad (6.5)$$

avec $\tau = 0.5$ et $\mu = \sin(B)$ La figure 6.7 montre les profils azimutaux correspondant d'une part à ce travail (VISIR) et d'autre part aux données de CIRS (Ferrari *et al.*, 2005). La température du disque à faible angle de phase, juste avant l'entrée des particules dans l'ombre de la planète,

est de 7 kelvins supérieure à celle détectée par CIRS a fort angle de phase. En sortie d'ombre, la température physique varie de 88 K à 84 K pour une même longitude, en fonction de l'angle de phase d'observation. **Ce résultat montre clairement que toutes les particules ne peuvent pas être isothermes.** L'hypothèse de l'effet d'angle de phase avancé pour justifier les températures similaires entre les deux côtés de l'anneau A semble donc validée par ces résultats. Dans l'hypothèse où l'anneau A aurait une structure monocouche, les résultats diffèrent peu et d'importantes différences en température sont également observées lorsque l'angle de phase varie.

Des observations à de multiples angles de phase ont depuis montré une dépendance de la température avec l'angle de phase (Spilker *et al.*, 2005b; Ferrari *et al.*, 2005b). La température du côté éclairé de l'anneau A augmente lorsque l'angle de phase diminue. Cela implique une anisotropie d'émission thermique caractéristique de particules en rotation lente ou avec une très faible inertie thermique. Spilker *et al.* (2005c) montrent ainsi que les particules ne sont pas isothermes ce qui suppose que leur rayon soit supérieur au centimètre. L'estimation des tailles minimales des particules dans l'anneau A obtenues par radio occultation (French et Nicholson, 2000) est ici confirmée. Sur la face éclairée, les variations de température avec l'angle de phase sont plus faibles lorsque la distance radiale augmente (Spilker *et al.*, 2005c). La partie externe de l'anneau présente ainsi une plus faible dépendance de la température avec l'angle de phase, laissant suggérer ainsi des particules en rotation plus rapide, dont la température de surface est plus homogène.

FIG. 6.7 – Profil de température physique de l'anneau A en 2004 à deux angles de phase. Le profil à fort angle de phase (100°) à été dérivé à partir des spectres de CIRS (Ferrari *et al.*, 2005b); celui à faible angle de phase provient des images de VISIR.

6.3.2 Les observations en 2005

Ce travail a donc permis d'obtenir la toute première ébauche du profil longitudinal en température. L'ouverture des anneaux par rapport au Soleil s'est ensuite progressivement réduite. Nous avons de nouveau observé les anneaux le 30 Avril 2005 au VLT, avec VISIR, en bande Q. Cette observation a été réalisée quelques jours après de nouvelles intégrations longitudinales de CIRS. Les élévations solaires et terrestres par rapport au plan des anneaux sont alors respectivement de $B^+21.90^\circ$ et $B^-23.70^\circ$. L'angle de phase est maximale depuis la Terre ($\alpha=6.2^\circ$), toujours sur l'anse Est, nous permettant de voir la sortie de l'ombre. Au centre de l'anneau, à 128000 km du centre de Saturne, l'ombre de la planète s'étend entre les longitudes $\phi_R = \pm 14.8^\circ$.

Le temps d'intégration total lors de nos observations à $19.5 \mu\text{m}$ est de 20 minutes. La méthode de réduction des images est identique à celle décrite plus haut. Le profil azimutal est également extrait de la même façon, à 128000 ± 2000 km du centre de Saturne. La qualité des données, ainsi que le rapport signal sur bruit très élevé ($S/B=300$ environ sur l'anneau A) ont permis d'obtenir un profil complet avec des incertitudes de mesure de seulement 0.1

kelvins! Si l'on compare ces données à celles de IRIS/Voyager dans le chapitre précédent, où les incertitudes de mesure atteignent parfois 4 kelvins dans l'anneau C, on comprend mieux l'avancée technologique apportée dans l'infrarouge par ce nouvel instrument.

FIG. 6.8 – Température de brillance des anneaux à $19.5 \mu\text{m}$, mesurée lors des observations avec VISIR le 30 Avril 2005. On peut remarquer que l'angle d'ouverture des anneaux s'est légèrement refermé par rapport aux observations de 2004.

FIG. 6.9 – Reprojection azimutale de l'image de Mai 2005. La distance radiale est en ordonnées alors que les longitudes sont suivant l'axe horizontal. Au centre, le pôle Sud de Saturne passe devant les anneaux alors que sur les bords de l'image, ce sont les anneaux qui passent devant le pôle Nord. La courbe bleue représente les limites de l'ombre de Saturne sur les anneaux.

Profils radiaux

Nous avons extrait le profil radial sur les anses Est et Ouest des anneaux. Le profil de brillance apparaît fortement corrélé avec le profil de profondeur optique (PPS) (Figure 6.10). Lorsque celle-ci augmente, le flux infrarouge augmente aussi. Le même phénomène avait déjà

FIG. 6.10 – Corrélacion entre la profondeur optique et le profil radial de brillance aux anses Est et Ouest (données VISIR).

été observé par CIRS lors de la mise en orbite : du côté éclairé des anneaux, la brillance et la profondeur optique sont corrélés, alors qu'ils sont anticorrélés de l'autre côté des anneaux. Plus la profondeur optique augmente, plus le facteur de remplissage augmente (la densité de colonne sur la ligne de visée croît), ce qui augmente la température de brillance du disque, lorsqu'elle est observée du même côté que le Soleil (et la réduit pour une observation du coté opposé). Les observations de VISIR sont effectuées sur la face éclairée, ce qui explique la corrélation observée. C'est la première fois que des observations terrestres sont capables de montrer ce phénomène avec une aussi bonne résolution.

La figure 6.12 montre le profil radial de température de brillance sur les deux anses. Nous constatons une différence de température entre l'anse Ouest et l'anse Est de 1 à 2 kelvins dans les anneaux principaux. Cette différence est en partie attribuée au fait que les particules, lorsqu'elles atteignent l'anse Est au cours de leur orbite, n'ont pas encore eu le temps de se réchauffer suffisamment après leur passage dans l'ombre, pour avoir une température identique à celle de l'anse Ouest. La différence semble en effet plus marquée pour l'anneau C que pour l'anneau A, le temps nécessaire aux particules sortant de l'ombre pour atteindre l'anse Est étant respectivement de 1h30 environ et 3h00. D'autre part, le spin des particules peut aussi

être la cause de ces différences en température. Pour un disque de particules en rotations quasi synchrones, la température de brillance sur l'anse Ouest est en effet plus importante car les hémisphères visibles depuis la Terre sont dans ce cas chauffés par le Soleil mais aussi par Saturne elle même (voir chapitre 3).

FIG. 6.11 – Profil azimutal température de brillance à $19.5\mu\text{m}$ de l'anneau A, centré à 128000 km. La zone hachurée correspond à la position de l'ombre de la planète à cette distance. Le temps nécessaire pour parcourir une orbite complète est également indiqué en haut.

FIG. 6.12 – **En haut** : Profil radial de température de brillance des anneaux sur les anses Est et Ouest. L'anse Ouest est la plus chaude des deux. Les incertitudes sont données à 3σ . Les traits verticaux correspondent aux limites radiales des anneaux C, B, A et de la division de Cassini. **En bas** : Différence de température de brillance ΔT_B entre les deux anses. Le trait rouge est une simple régression linéaire de ΔT_B entre les anneaux C et A.

Profil azimutal de l'anneau A

Le profil longitudinale de l'anneau A est calculé comme précédemment. Chaque point de mesure est la moyenne longitudinale sur 4° d'azimut, et radiale sur 4000 kilomètres. La couverture en longitude est ici complète. La figure 6.11 présente le profil de température de brillance de l'anneau A pour les observations d'Avril 2005. La température de brillance dans l'ombre, pour les longitudes $\phi_R \leq 14.8^\circ$ n'est pas visible sans déconvolution de l'image. La déconvolution par transformée de "Curvelets" est une des plus puissante pour ce genre d'objets. Cependant, elle a l'inconvénient de créer des artefacts dans les régions à forte variation de gradients de brillance. Les images déconvoluées, de Saturne en infrarouge que nous avons obtenues ont ce défaut, notamment autour de la planète. Il est donc encore délicat de mesurer la température dans l'ombre près du pôle Sud de la planète. La température de brillance mesurée environ 30 minutes après la sortie de l'ombre est d'environ 79 K. Elle remonte rapidement de plus de 3 kelvins en 1800 secondes. La remontée de T_B sur l'anse Est est constante et atteint 86 Kelvins avant que les particules ne passent devant la planète ($\phi_R = 166^\circ$).

La forme des variations de température de l'anneau A est très surprenante, car elle ne ressemble à aucune autre observée dans les anneaux B et C. Plus précisément, T_B diminue de 2 kelvins entre $\phi_R = -160^\circ$ et l'anse Ouest ($\phi_R = -90^\circ$), et remonte après légèrement. Ce comportement est aussi visible sur les observations de 2004. Cette baisse de température n'est pas détectée dans les autres anneaux, ou dans la division de Cassini. De même, la remontée de T_B après la sortie de l'ombre n'est pas aussi rapide et continue que dans les autres anneaux : il semble que la vitesse de réchauffement du disque diminue brutalement autour de la longitude $\phi_R = 30^\circ$. L'interprétation de ces fluctuations n'est a priori pas évidente.

6.4 Interprétation des profils azimutaux de température

6.4.1 Un anneau monocouche avec spins

Les deux profils azimutaux sont typiques de ceux d'un disque constitué de particules en rotation synchrone, notamment sur l'anse Ouest. L'augmentation de température de brillance entre les longitudes $\phi_R = -130^\circ$ et $\phi_R = -30^\circ$ vient dans ce cas du fait que l'hémisphère des particules visible depuis la Terre est progressivement exposé à la fois au rayonnement solaire, mais aussi au flux infrarouge de Saturne. Sa température augmente donc avec la longitude (Ferrari et Leyrat, 2006).

A partir de ce raisonnement simple, nous avons cherché à contraindre la vitesse de rotation des particules dans l'anneau A, et d'en déduire par la même occasion l'inertie thermique du régolite. Les particules sont ici supposées avoir un axe de rotation perpendiculaire au plan des anneaux. Cette hypothèse forte peut sembler assez simple, mais elle est tout à fait raisonnable compte tenu des résultats des simulations numériques (Salo, 1995) et des les résultats trouvés précédemment (chapitre 5). Leurs orientations sont aussi supposées identiques et constantes au cours d'une orbite. La structure verticale du disque est ici supposée monocouche, ce qui est valable pour les particules les plus grosses de l'anneau (celles qui contiennent une fraction de masse importante). Les tailles maximales de particules trouvées par occultation stellaire (French et Nicholson, 2000) sont en effet du même ordre de grandeur que l'épaisseur du locale disque (Esposito, 1986 et 1993), soit 10 à 20 mètres environ.

La conversion des températures de brillance T_B en température effective T_{EFF} se fait ici en supposant une profondeur optique $\tau = 0.5$:

$$I_\nu(T_B) = \epsilon_\nu B_\nu(T_{eff})(1 - e^{-\tau}) \frac{C(B, \tau)}{\mu} \quad (6.6)$$

L'émissivité apparente β correspond ici à :

$$\beta = \epsilon_\nu (1 - e^{-\tau}) \frac{C(B, \tau)}{\mu} = 0.665 \quad (6.7)$$

Sous ces hypothèses, les fluctuations de température observées en 2004 sont compatibles avec des particules en rotation quasi-synchrones c'est à dire pour $\omega/\Omega = 1$ (figure 6.13), soit $\omega = 667.6^\circ/\text{jours}$ à 128000 km de Saturne. Des rotations plus rapides ($\omega/\Omega = 2$) ou plus lentes ($\omega/\Omega = 0.5$) sont rejetées par le modèle. L'albédo de Bond est dans ce cas $A_V = 0.59 \pm 0.02$. Par ailleurs, la vitesse de réchauffement du disque lorsque les particules sortent de leur courte éclipse nous permet de mesurer pour la première fois l'inertie thermique de surface ($\Gamma = 12.7 \pm 0.9 J.m^{-2}.K^{-1}.s^{-1/2}$), qui est du même ordre de grandeur que celle de l'anneau C (chapitre 5) et de l'anneau B (Ferrari *et al.*, 2005a).

6.4.2 Une structure d'anneau plat ?

Ferrari *et al.* (2005b) ont analysé les spectres obtenus par l'instrument CIRS, en Avril 2005, à la même période que nos observations réalisées au VLT. Ces spectres I_ν ont permis de dériver à la fois la température physique T_P , mais aussi l'émissivité apparente β , (comme pour les observation IRIS/Voyager), des anneaux A, B et C sur une large gamme de longitudes :

$$I_\nu(T_B) = \beta B_\nu(T_P) \quad (6.8)$$

FIG. 6.13 – Profil azimutal de température effective de l’anneau A obtenu en 2004 à 128000 ± 2000 km. La courbe rouge représente le meilleur ajustement entre le modèle à spin et les données. Elle correspond à un disque constitué de particules synchrones, d’albédo $A_V = 0.59 \pm 0.02$ et d’inertie thermique $\Gamma = 12.7 \pm 0.9 J.m^{-2}.K^{-1}.s^{-1/2}$. Les images en haut sont les cartes de température des particules calculées pour une observation depuis la Terre. Les régions blanches correspondent à des surfaces plus chaudes que les régions rouges. Le léger décalage en longitude entre le point sub-solaire et le point le plus chaud provient de l’inertie thermique non nulle.

Si la projection du champ de vue de CIRS au cours de ces observations est similaire à la résolution spatiale de VISIR, leur principal avantage réside en la grande diversité d’angle de phase α et d’élévation B . L’angle de phase et l’élévation pour les observations de l’anneau A avec CIRS varient respectivement de 19° à 122° , et de 70° à 112° .

Pour une élévation B donnée, l’émissivité β ne semble pas changer avec la longitude dans les anneaux C et B. En revanche, dans l’anneau A, β semble dépendre de l’azimut et des variations de 20% sont clairement détectées. Plus précisément, les minimums et maximums d’émissivité ont toujours lieu aux mêmes longitudes dans le référentiel de la sonde. Ferrari *et al.* (2005b) ont ainsi obtenu un profil longitudinal d’émissivité $\beta(\phi_R)$. Les variations sont celles d’un quadripôle, avec deux maximums et deux minimums (figure 6.14). Les positions longitudinales

FIG. 6.14 – Variations de l’émissivité β dérivée des spectres de CIRS par Ferrari *et al.* (2005b). L’angle horaire local est ici relatif à la position de l’observateur.

des extremums de β apparaissent décalées de 20 à 25° par rapport au référentiel de l’observateur. **Ferrari *et al.* (2005b) expliquent cet effet par la présence des "wakes" dans l’anneau A.** Ces instabilités de Jeans sont la conséquence des effets opposés de l’autogravitation, qui tend à rassembler les particules entre elles pour former des agrégats (proche de la limite de Roche), et du cisaillement différentiel qui va les déchirer. Les simulations numériques montrent que les structures ainsi formées forment des filaments de 100 mètres de long tout au plus (Salo, 1995). Colombo *et al.* (1976) fut le premier à expliquer les variations azimutales observées dans le visible dans l’anneau A par la présence de ces structures. Franklin et Colombo (1978) ont montré par la suite que des filaments dont la direction est décalée de 20 degrés par rapport à la tangente à l’orbite sont capable de diffuser la lumière de façon asymétrique, comme celle que l’on peut observer.

Dans l’infrarouge, ces wakes vont générer une variation d’émissivité du disque avec la longitude. Il est difficile d’interpréter les variations de température détectées par la présence de wakes en observant uniquement à un angle de phase, comme depuis la Terre. De plus, pour pouvoir découpler l’émissivité apparente β de la température physique T_P , il faut au minimum deux observations à des longueurs d’onde différentes. Nous avons essayé, de déduire β à partir des profils azimutaux obtenus avec VISIR, en 2004, à $11\mu m$ et $19.5\mu m$. Le manque de couver-

ture en longitude sur l'anse Est et l'absence d'étoile de calibration à $19.5\mu\text{m}$ ne nous ont pas permis de détecter les oscillations de β observées avec CIRS.

L'équation 6.8 montre que les variations de l'émissivité β génèrent une variation de la température de brillance T_B . Les minimums de β correspondent aussi aux baisses de température de brillance indiquées précédemment sur l'anse Ouest et en sortie de l'ombre.

Pour calculer la température physique du disque $T_P(\phi_R)$ en fonction de la longitude, nous corrigeons donc le flux $I_{\nu,VISIR}(T_B)$ par les modulations d'émissivité $\beta_{CIRS}(\phi_R)$:

$$\frac{I_{\nu,VISIR}(T_B)}{\beta_{CIRS}(\phi_R)} = B_{\nu}(T_P) \quad (6.9)$$

Les variations de température, indiquées précédemment, disparaissent (figure 6.15) et le profil en longitude de la température physique ne présente plus de fortes modulations sur l'anse Ouest. La baisse progressive et continue de la température de 2 Kelvins entre les longitudes $\phi_R=-160^\circ$ et $\phi_R=-18^\circ$ ne correspond pas à ce que l'on peut observer dans les anneaux C ou B (chapitre 5). Elle est en fait typique d'un anneau à structure plane. La température plus élevée à $\phi_R=-160^\circ$ est alors due, dans ce cas, à la diffusion du rayonnement en provenance de Saturne sur le disque plat. L'hypothèse d'un anneau constitué de particules libres en rotation sur elles mêmes, et soumises aux collisions mutuelles, est donc remise en question ici, car dans ce cas, la température devrait augmenter progressivement avant l'entrée dans l'ombre, les flux solaires et thermiques de Saturne chauffant alors la face visible des particules.

Nous avons cherché à dériver l'inertie thermique des particules de l'anneau A à partir des courbes azimutales de température (corrigées des variations d'émissivité), en supposant donc une structure monocouche plane. Le modèle utilisé ici est celui de Ferrari *et al.* (2005a) (identique au modèle de Froidevaux *et al.* (1981), avec la prise en compte du passage des particules dans l'ombre). Les variations importantes de température observées à faible et fort angle de phase en 2004 (figure 6.7) nous permettent de supposer une forte anisotropie d'émission ($f=2$ dans la modélisation).

Nous trouvons un albédo moyen $A_V = 0.62 \pm 0.01$, qui est tout fait compatible avec la valeur trouvée précédemment en 2004 de 0.59 ± 0.02 . L'inertie thermique dérivée est quant à elle très faible ($\Gamma = 4.4 \pm 2 J m^{-2} K^{-1} s^{-1/2}$), mais du même ordre de grandeur de celles trouvées pour les anneaux C (Chapitre 5) et B (Ferrari *et al.*, 2005a). Cela suggère une porosité et un état de surface comparable.

FIG. 6.15 – Variations de température de brillance et physique de l'anneau A. La température physique avec τ constante est calculée en supposant une structure multicouche. La courbe rouge correspond au meilleur ajustement sur les deux anses de la température calculée avec le modèle d'anneau plan, d'écrit par (Ferrari *et al.*, 2005a).

6.5 Conclusion

Les observations au sol, à très haute résolution spatiale, nous ont permis de mesurer pour la première fois les variations azimutales de température de l'anneau A. Les mesures d'émissivité obtenues simultanément avec l'instrument CIRS ont montré des variations qui ne sont pas présentes dans les anneaux C et B. Ces variations sont attribuées aux wakes, qui modifient la profondeur optique apparente avec la longitude. La correction des modulations de température de brillance engendrées par ces variations d'émissivité permet d'accéder à la température physique du disque. Les variations de température que l'on observe alors ne sont pas compatibles avec un anneau monocouche constitué de particules "libres". En revanche, une structure plane monocouche permet de reproduire les fluctuations observées. Nous interprétons cela par le fait que l'anneau constitué de ces "wakes" est en quelque sorte assimilable à un ensemble de sous-éléments plats d'anneaux.

Cette étude a par ailleurs permis de mesurer pour la première fois l'inertie thermique des particules dans l'anneau A. Elle se révèle similaire à celle des anneaux C et B, signifiant très probablement une surface aussi poreuse.

quatrième partie

Discussion

CHAPITRE 7

Discussion

Sommaire

7.1 Une vitesse de rotation très lente	181
7.1.1 Particules dans l’anneau C	181
7.1.2 Particules dans l’anneau A	182
7.2 Une inertie thermique très faible	184
7.2.1 Stress thermique	186
7.2.2 Les collisions et l’état de surface	186
7.3 Les limites de ces interprétations	187
7.3.1 Particules de taille identique	187
7.3.2 Conduction et Rayonnement	188
7.3.3 Hypothèse Monocouche	188
7.3.4 contribution des particules voisines	189
7.4 Anneaux d’Uranus	190

L’interprétation des observations infrarouges des anneaux, et plus précisément des variations azimutales à grande échelle de leur température effective, nous fournit donc des informations aussi bien sur la rotation des particules que sur leur état de surface, qui jouent un rôle important au cours des collisions.

7.1 Une vitesse de rotation très lente

7.1.1 Particules dans l’anneau C

La distribution de la vitesse de rotation des particules dans les anneaux n’avait jusqu’à présent été déterminée que par les simulations dynamiques. Ces dernières montrent toutes que la distribution de la norme du spin pour les grosses particules (qui contiennent la majeure partie de la masse des anneaux), est maximale pour une rotation quasi-synchrone (Salo, 1987, 1995; Richardson, 1994).

Le travail mené au cours de cette thèse nous permet pour la première fois de contraindre, par l’observation, le spin moyen des particules dans l’anneau C. En faisant les hypothèses que

l'anneau soit constitué de particules de tailles identiques, réparties en structure monocouche, qui aient toutes le même comportement dynamique et dont les axes de rotation sont perpendiculaires au plan des anneaux, alors la valeur moyenne de leur vitesse de rotation propre vaut $\omega/\Omega = 0.5 \pm 0.4$ ce qui est proche d'une rotation synchrone $\omega/\Omega = 1$. Statistiquement, cette valeur correspond en fait à la projection de la vitesse moyenne de giration sur l'axe vertical (ω_Z), perpendiculaire au plan des anneaux. En effet, nous avons vu au chapitre 5 que la distribution des azimuths des axes de rotation est isotrope, et que celle des inclinaisons est maximale vers 50° . En moyenne, nous mesurons donc la norme du spin sur l'axe vertical ω_Z . Salo (1987, 1995); Richardson (1994) ont montré que (ω_Z) varie entre 0.3 et 0.7 suivant que l'on prenne ou non en compte l'autogravitation. Notre étude valide donc les résultats des études numériques précédentes

Il convient pourtant d'être prudent sur la validité des valeurs trouvées ici, car de nombreuses hypothèses sous jacentes ont été faites.

L'hypothèse qui semble la plus contraignante concerne la taille des particules que nous considérons. Nous supposons en effet que toutes les particules ont la même taille : 1 mètre de rayon. Les résultats de French et Nicholson (2000) suggèrent que ce rayon est celui des plus grosses particules de l'anneau C. La taille des particules ne va pas affecter leur comportement thermique global, car la profondeur avec laquelle l'onde de chaleur pénètre sous la surface ne dépasse pas le millimètre. Par conséquent, deux particules de tailles différentes et supérieures à plusieurs fois la profondeur de peau δ_T , mais dont la dynamique est la même (même spin), auront des températures en surface identiques.

Les simulations de Salo (1995); Richardson (1994) montrent cependant que le comportement dynamique dépend de la taille. Les petites particules sont en effet plus soumises à la diffusion gravitationnelle, et ont des vitesses de rotation pouvant être 100 fois plus élevées que la vitesse de rotation képlérienne (French et Nicholson, 2000). Le faible écart entre le spin trouvé ici et celui fourni par les simulations pourrait éventuellement provenir de la présence des petites particules.

Ohtsuki (2005) a par ailleurs étudié la vitesse de rotation des particules dans l'anneau C. Son étude ne se base pas sur des résultats de simulation de dynamiques locales, mais sur la résolution d'une équation de l'énergie de rotation des particules. Il suppose également une distribution de taille en puissance avec $q=3.1$, en accord avec les résultats de French et Nicholson (2000). Il en déduit que le spin ω d'une particule de rayon r est proportionnel à r^{-1} lorsque $r \leq 0.3m$, et à $r^{-1/5}$ pour un rayon supérieur (figure 7.1). Si le rayon r_{max} des plus grosses particules augmente, l'ensemble de la distribution des vitesses de rotation augmente aussi (figure 7.1). On peut donc estimer r_{max} connaissant le spin d'une population particule de taille donnée. Nous avons montré que les particules métriques ($r=1m$) sont caractérisées par $\omega/\Omega = 0.5 \pm 0.4$. La figure (7.1) permet d'en déduire que le rayon maximal r_{max} doit être de l'ordre de 2 à 3 mètres. Cette valeur est en accord avec les résultats de French et Nicholson (2000).

7.1.2 Particules dans l'anneau A

Le cas de l'anneau A est plus complexe. Les courbes azimutales de température observées ne sont pas bien reproduites avec un modèle " granulaire " à spin. Une structure d'anneau plat

FIG. 7.1 – Distribution des vitesses de rotation des particules dans l’anneau C, pour une distribution de taille suivant un loi de puissance d’indice $q=-3.1$. Les coefficients de restitution normal et tangentiel sont respectivement égaux à 0.5 et 0.7 ici. Les deux courbes correspondent aux cas où le rayon des plus grosses particules est $R_{max} = 1m$ et $R_{max} = 10m$. D’après Ohtsuki (2005)

semble en effet plus adaptée pour décrire les variations de température effective avec la longitude. Cela suggère un comportement dynamique des particules différent de celui de l’anneau C. En corrigeant la température de brillance T_B des variations d’émissivité détectées en 2005 avec CIRS, la diminution de température à faible angle de phase entre l’anse Ouest ($\phi_R = -90^\circ$) et l’entrée dans l’ombre ($\phi_R = -25^\circ$ en 2005), n’est en effet pas compatible avec la présence de particules en rotation lente. L’excès de température lorsque l’anneau passe devant la planète s’explique alors par la diffusion du flux de Saturne sur le disque. Le modèle d’anneau plat monocouche de Ferrari (2005) que nous avons utilisé, avec des rotateurs lents ($f=2$) est en effet capable de reproduire les variations de température. Nous expliquons ce comportement par la présence de " wakes " dans l’anneau A. La limite de Roche, à partir de laquelle la formation de satellite est possible, n’est en effet pas loin, à 140000 km environ. Les agglomérats de particules ne peuvent cependant pas se développer et augmenter en taille, car la rotation différentielle entraîne un cisaillement important et crée ainsi des structures allongées, filamenteuses. Nous avons simulé à l’aide du code de dynamique locale PRD, le comportement des particules dans l’anneau A ($\tau = 0.5$). Ces simulations révèlent très bien ces structures, qui sont inclinées de 21° environ par rapport à la tangente à l’orbite. La variation apparente de profondeur optique associée à ces " wakes ", qui est détectée en visible (asymétries de brillance), en radio, mais aussi en infrarouge (Ferrari *et al.*, 2005b), dépend très probablement de la taille de ces structures et de l’espacement entre elles.

Les particules ne sont alors plus "libres", mais bien souvent elles se regroupent entre elles par attraction gravitationnelle et forment des filaments de 80 à 100 mètres de longueur. Ces ensembles d’agglomérats, observés avec la résolution instrumentale actuelle, ont le même comportement thermique que des éléments solides et plats.

La rotation des particules dans les " wakes " reste cependant à explorer. Il est pour l’instant difficile de savoir si elles sont collées les unes aux autres et donc figées, ou au contraire si elles restent juste en contact, avec la possibilité de tourner sur elles mêmes.

7.2 Une inertie thermique très faible

L’inertie thermique que nous avons mesurée, que ce soit pour l’anneau C avec un modèle de disque granulaire et monocouche, ou même pour l’anneau A avec une modélisation supposant une structure d’anneau plat, est extrêmement faible par rapport à la valeur de $1200 Jm^{-2}K^{-1}s^{-1/2}$, pour la glace d’eau compacte et à la même température (90K environ). La valeur que nous avons trouvée pour les particules de l’anneau C ($6 \pm 4 Jm^{-2}K^{-1}s^{-1/2}$) est en bon accord avec la seule estimation à ce jour faite par Ferrari *et al.* (2005a), et confirme donc la faible inertie des anneaux. Les observations conjointement effectuées avec les instruments

VISIR et CIRS en 2005 nous permettent par ailleurs de mesurer pour la première fois l'inertie thermique dans l'**anneau A**, à partir des variations longitudinales de température. La valeur obtenue ($4.4 \pm 2.0 Jm^{-2}K^{-1}s^{-1/2}$) est sensiblement la même que dans les anneaux B et C, et permet de supposer un structure similaire du régolite.

Cette inertie thermique est une des plus faibles jamais mesurées jusqu'à présent. De nombreux corps du système solaire possèdent des valeurs légèrement plus élevées, mais toujours faibles. Les observations au sol du satellite Jovien Europe, ont montré que les régions de sa surface présentant les plus faibles albédos ($A_v < 0.6$) ont une inertie allant jusqu'à $17 Jm^{-2}K^{-1}s^{-1/2}$ (Blaney *et al.*, 1999). L'inertie thermique des régions à plus fort albédo, ou encore celle des surfaces des satellites Saturniens Rhéa, Dione ou Téthys, est légèrement supérieure (de 30 à $70 Jm^{-2}K^{-1}s^{-1/2}$). Les variations de température de surface de Phoebe mesurées par CIRS lors du survol de la sonde Cassini en Juin 2004 semblent également compatibles avec une inertie très basse, de l'ordre de $30 Jm^{-2}K^{-1}s^{-1/2}$ (Spencer *et al.*, 2004). La surface du satellite Japet possède également les mêmes caractéristiques ($10 Jm^{-2}K^{-1}s^{-1/2}$) (Spencer *et al.*, 2005; Neugebauer *et al.*, 2005). D'autres corps situés encore plus loin du Soleil ont une inertie thermique faible. Lellouch *et al.* (2000) montrent ainsi, à partir des spectres infrarouge de Pluton obtenus avec le satellite ISO, que l'inertie thermique de la planète est de l'ordre de 10 à $15 Jm^{-2}K^{-1}s^{-1/2}$. De même les Centaures, au delà de Saturne, ont aussi des inerties Γ du même ordre de grandeur : Chiron, Asbolus (Fernández *et al.*, 2002) ou encore Chariklo (Groussin *et al.*, 2004), avec des inerties de $0_{-0}^{+2} Jm^{-2}K^{-1}s^{-1/2}$.

Des valeurs si faibles signifient que la chaleur ne peut être transmise efficacement à l'intérieur des particules. La densité de la glace d'eau compacte ($\rho = 918 \text{ kg.m}^{-3}$) et sa capacité calorifique C, donnée par la formule de Klinger (1981) (800 J/kg/K pour les mêmes températures) sont bien connues et ne doivent pas varier beaucoup. La faible inertie thermique $\Gamma = \sqrt{K\rho C}$ trouvée semble donc être la conséquence d'une faible conductivité thermique K de la surface des particules.

Pour une inertie thermique similaire à celle que nous avons trouvée dans les anneaux A et C, K doit être de l'ordre de 5.10^{-5} W/m/K , c'est-à-dire 5 ordres de grandeur plus faible que pour la glace compacte ($2 \text{ à } 3 \text{ W/m/K}$) ! Une telle conductivité implique ainsi une épaisseur de peau très petite, de l'ordre de quelques dixièmes de millimètres, ce qui est négligeable devant la taille des particules et implique ainsi que les particules, dans les anneaux principaux ne peuvent pas être isothermes, à moins qu'elles ne tournent très vite sur elles-mêmes. La modélisation des spectres du HST des anneaux dans l'infrarouge proche (Poulet *et al.*, 2002) montre que la taille des grains du régolite, de l'ordre de 50 à $200 \mu\text{m}$, est sensiblement identique à l'épaisseur de peau thermique δ_E . **Nous mesurons donc ici principalement la conductivité thermique du régolite.**

Mais comment expliquer une conductivité aussi faible ? Il pourrait exister des contaminants autres que de la glace d'eau, présents en surface, qui seraient capables d'empêcher la conduction de chaleur dans le milieu. Cette hypothèse est toutefois peu probable, car les spectres en infrarouge proche montrent que seul un faible pourcentage de tholins, d'éléments organiques non identifiés et de carbone amorphe sont intimement mélangés à la glace (Poulet *et al.*, 2002). D'autre part, les silicates ou le carbone ont une conductivité thermique supérieure à celle de

l'eau, et leur présence favorise au contraire la conduction de la chaleur.

Des défauts dans la structure cristalline de la glace pourraient altérer la conduction thermique. Kouchi *et al.* (1992) ont effectué une expérience de laboratoire, dans laquelle ils mesurent la conductivité thermique d'un élément de glace d'eau amorphe et cristalline, à 130 K, créée à partir de l'empilement progressif de fins films de glace. La conductivité thermique de la glace, ainsi lentement déposée, diminue avec la vitesse du dépôt. Si le film se dépose à 10^{-9} cm/s, la conductivité de la glace atteint des valeurs très faibles de 10^{-5} W/m/K. Une faible vitesse génère en fait des défauts dans la structure cristalline de la glace. Ces expériences nous montrent qu'une structure cristalline avec des défauts dans son architecture peuvent être responsables d'une conduction thermique très faible.

Une structure fortement poreuse en surface pourrait aussi être un facteur important pour stopper la conduction de chaleur en surface, en diminuant le volume de glace capable de transmettre le flux thermique reçu. La porosité \mathbf{P} du régolite n'est cependant pas réellement connue. Elle correspond à la fraction de volume vide dans la glace. Elle réduirait la capacité calorifique $\rho C = (1 - P)\rho C$ d'un facteur $(1-P)$. La conductivité thermique serait alors également affectée par la diminution des surfaces de contact dans le milieu, au travers desquelles le flux peut se propager. Dans ce cas, la conductivité est aussi diminuée d'un facteur $(1-P)$. Par conséquent, la nouvelle inertie thermique du milieu vaut $\Gamma = (1 - P)\Gamma_0$, où Γ_0 est l'inertie thermique initiale, sans porosité. Une très forte porosité de 90% engendre alors une conductivité thermique de 10^{-3} W/m/K environ, ce qui reste encore 2 ordres de grandeurs plus grand que ce que nous trouvons.

L'hypothèse la plus probable est que de nombreuses fractures en surface diminuent encore fortement la conductivité thermique (en plus de la porosité importante) en empêchant la transmission de chaleur. **Mais quelle est alors l'origine de ces fractures ?** Il semble qu'il existe deux causes principales. La première est liée aux fortes variations de température entre le jour et la nuit, ou encore lorsque les particules passent dans l'ombre de la planète. Ces contrastes thermiques brutaux créent de fortes tensions dans la glace. La seconde serait due aux collisions successives qui fragilisent la surface.

7.2.1 Stress thermique

De fortes variations brutales de température peuvent générer des tensions de surface dans la glace et fracturer le milieu sur les premiers centimètres. Pour les plus petites particules, la taille de ces fractures peut être du même ordre de grandeur que leur diamètre. Ce phénomène peut donc jouer un rôle dans la distribution de taille dans les anneaux. Les débris ainsi générés recouvriraient ensuite les particules de plus grand rayon par accréation. Une variation de température ΔT provoquerait ainsi une tension σ_T telle que :

$$\sigma_T = \alpha E \Delta T \quad (7.1)$$

Où \mathbf{E} est le module de Young de la glace à 90 K environ, et α le module linéaire d'expansion thermique. La valeur de α est estimée à $5.10^{-6} K^{-1}$ pour la glace d'eau solide portée à la température des particules des anneaux (Hobbs, 1974), et \mathbf{E} vaut approximativement 10^{10} Pa. La

différence de température que nous avons observé dans l’anneau C par exemple, quand les particules passent dans l’ombre, est de l’ordre de 10 Kelvins à fort angle de phase. A faible angle de phase, nous l’estimons à partir de notre modèle à 20 K (entre l’entrée dans l’ombre et la longitude ϕ_R). Par conséquent, la tension superficielle σ_T générée est d’environ 50 Newton.cm^{-2} , soit 5.10^5 Pa. Cette valeur doit être comparée à la tension σ_f nécessaire pour fracturer la glace. Borderies *et al.* (1984) donnent une valeur très approximative d’environ 1000 Newton.cm^{-2} , soit 10 MPa. Il apparaît donc que de telles différences de températures ne peuvent pas créer de grosses fractures dans les particules, mais elles peuvent cependant être suffisantes pour fissurer leur surface, et augmenter ainsi la porosité des premiers centimètres.

7.2.2 Les collisions et l’état de surface

Les collisions entre les particules peuvent aussi être responsables d’une altération de la surface, et réciproquement, de la nature de la surface va dépendre l’évolution collisionnelle. Bridges *et al.* (1984), à partir de l’étude des collisions de particules glacées en laboratoire, montrent que si les surfaces sont lisses et donc denses, les collisions deviennent très élastiques et le coefficient de restitution tend alors vers 1. Dans ce cas, les collisions ne sont pas suffisamment dissipatives pour que le disque soit à l’équilibre (pour des profondeurs optiques supérieures à 0.8). La dispersion verticale des vitesses provoque alors une augmentation de l’épaisseur de plusieurs centaines de mètres ce qui n’est pas compatible avec celle qui a été mesurée jusqu’alors. A l’inverse, si la porosité du régolite est trop importante, les collisions sont alors très dissipatives, quelles que soient les vitesses d’impact, ce qui est incompatible avec l’amplitude des ondes observées dans les anneaux. Il semble en fait que les collisions successives, à faible vitesse d’impact provoquent une compaction des premiers millimètres de la surface alors que les vitesses plus rapides ($\geq 0.1\text{cm.s}^{-1}$) ont tendance à fracturer la surface, le coefficient de restitution diminuant alors. Les vitesses relatives que nous avons déduites de nos simulations dynamiques sont de l’ordre de 0.1cm.s^{-1} , ce qui est compatible avec un coefficient de restitution de 0.5, signifiant que les surfaces des particules sont effectivement peu compactes.

Le bombardement météoritique peut aussi jouer un rôle dans l’érosion de la surface. Tous ces processus ne modifient que l’état de la surface, et ne sont par conséquent pas responsables d’une éventuelle perte de masse des particules.

Il est toutefois difficile de déterminer quel processus sera prépondérant dans le mécanisme d’érosion. Stress thermique et collisions agissent en effet sur les mêmes temps caractéristiques (quelques collisions par orbite, et un passage dans l’ombre), et sur les mêmes échelles de profondeur. Les fractures dues au stress thermique concernent cependant généralement toute la surface, alors que les collisions n’agissent qu’en un point de la surface. Par ailleurs, les spins associés aux plus grosses particules sont plus lents. La chaleur peut pénétrer ainsi plus profondément dans le milieu et l’érosion due au stress thermique est alors majoritaire pour les grosses particules.

7.3 Les limites de ces interprétations

Les résultats obtenus au cours de cette thèse sont le fruit d'une approche de l'émission thermique des anneaux, simple mais novatrice car aucune autre étude n'avait jusqu'à présent pu estimer observationnellement la rotation des particules. De nombreux paramètres entrent en jeu et des hypothèses simplificatrices, mais raisonnables, sont nécessaires.

7.3.1 Particules de taille identique

Nous avons supposé que les particules avaient toutes la même taille : 1 mètre de rayon. De telles particules constituent en fait une grande fraction de la masse du disque, mais elles sont peu nombreuses, la loi de distribution de taille sondée par occultation stellaire (French et Nicholson, 2000) étant en puissance $q=3$ environ. Les plus petites, qui sont majoritaires, doivent jouer un rôle a priori non négligeable dans l'émission thermique. Nous avons simulé avec le code PRD, l'évolution dynamique d'un disque avec une telle distribution de taille. Nous constatons que les particules centimétriques ont des vitesses de rotation plus élevées. Ohtsuki (2005) a estimé que la vitesse de rotation des particules d'un centimètre de diamètre, dans l'anneau C, est environ cent fois plus élevée que pour une particule métrique. L'orientation de leur spin est aussi beaucoup plus aléatoire (les distributions des angles α_P et δ_P sont alors uniformes). Intuitivement, nous comprenons que leur spin étant plus rapide, leur température de surface est donc plus homogène que pour des rotateurs lents. Les variations azimutales de température effective associées à cette population de petites particules sont donc plus faibles que pour des rotateurs lents. Elles vont donc ajouter un " continuum ", avec de plus faibles modulations, au flux infrarouge observé.

A faible angle de phase, ce sont les particules en rotation lente, donc de plus grand rayon, qui sont les plus chaudes, car leur hémisphère visible et chaud est orienté vers le Soleil. Ce sont donc elles qui vont contribuer majoritairement à l'émission thermique observée.

A fort angle de phase, c'est l'inverse. Les petites particules, plus rapides et plus isothermes, présentent un côté plus chaud que les grosses particules. Il est alors nécessaire de les prendre en compte dans la modélisation. Les observations du passage dans l'ombre de l'anneau C avec le spectromètre CIRS en Juillet 2004, à fort angle de phase (110°), ne sont en effet pas explicables avec un modèle à une taille de particule (Spilker et al 2005). Nous avons trouvé une émissivité moyenne de 0.6, qui n'est pas compatible avec la valeur réelle de 0.9 de la glace d'eau dans les anneaux de Saturne. La distribution de taille dans les simulations apparaît donc comme un élément important à prendre en compte pour interpréter des observations à moyen et fort angle de phase.

7.3.2 Conduction et Rayonnement

Nous avons jusqu'à présent négligé le transfert de chaleur par rayonnement dans le régolite. La profondeur de peau thermique δ_T est en effet plus grande que la profondeur de peau électrique δ_E pour des longueurs d'onde plus faibles que 100 à 200 μm . Cela signifie que dans cette gamme spectrale, le rayonnement électromagnétique ne peut pas pénétrer profondément sous

la surface. En revanche, pour des longueurs d'onde plus grandes (submillimétriques), le transfert d'énergie par rayonnement au sein de la particule ne peut pas être négligé. Par exemple, à $\lambda=1\text{mm}$, la profondeur de peau électrique $\delta_E=1\text{m}$! Les observations au delà de 200 microns nous donnent accès aux propriétés de la glace en profondeur.

L'instrument CIRS permettant d'observer jusqu'à 1000 microns, l'interprétation des spectres nécessite une modélisation plus poussée incluant les phénomènes radiatifs. Les premières observations avec CIRS (Spilker *et al.*, 2005a) montrent que la température de brillance des anneaux entre 200 et 1000 microns est beaucoup plus faible que celle attendue pour un corps noir. L'émissivité décroît donc fortement avec la longueur d'onde. La glace d'eau devient de plus en plus transparente et c'est la faible fraction d'impuretés présentes qui devient visible.

7.3.3 Hypothèse Monocouche

Nous avons fait l'hypothèse que l'épaisseur est faible, suffisamment pour considérer que les particules se répartissent sur un même plan. Ceci est bien justifié dans l'anneau C, du moins pour les grosses particules. En revanche, nos simulations de dynamiques locales nous montrent qu'il n'en est pas de même pour les plus petites. La distribution verticale des plus grosses est assez étroite et centrée dans le plan équatorial, alors que pour les plus petites (1 centimètre de rayon), sa largeur à mi hauteur est nettement plus large. Elles se répartissent donc de part et d'autres des plus grosses. D'autre part, l'épaisseur verticale des anneaux plus denses, comme l'anneau B par exemple, est supérieur à la taille des plus grosses particules.

Il est alors légitime de se demander pourquoi ne pas utiliser un modèle multicouche ? Les modèles multicouches actuels, qui considèrent les anneaux verticalement homogènes (Kawata et Irvine, 1975) ou inhomogènes (Kawata, 1983), supposent dans leur formalisme que le disque est assimilable à une succession de couches planes. Les couches les plus internes reçoivent ainsi moins de flux que les couches externes. Il n'est pas possible de tenir compte de la rotation des particules explicitement car elles ne sont pas définies. La rotation n'est incluse que par une fonction d'émission paramétrique f , censée reproduire l'anisotropie d'émission.

A l'inverse, l'approche que nous avons eue au cours de cette thèse est basée sur une modélisation granulaire, dans laquelle le disque est considéré comme un ensemble de particules, et non pas une succession de couches, pour avoir une description précise de la fonction d'émission des particules.

Il pourrait donc être judicieux, dans un premier temps, de coupler les deux formalismes en supposant les anneaux comme étant une succession de plusieurs plans de particules. Cette modélisation plus poussée serait éventuellement capable de reproduire les observations des anneaux denses, mais aussi d'intégrer différentes tailles. Les couches les plus éloignées du plan moyen équatorial contiendraient ainsi les petites particules en rotation rapide dont la dispersion des vitesses est importante. Les couches plus centrales correspondraient aux grosses particules en rotation lente.

Cependant, à forte profondeur optique comme c'est le cas dans l'anneau B, le nombre de collision par orbite et par particule devient important et modifie continuellement le spin avec une fréquence plus rapide que la fréquence orbitale. De même, dans l'anneau A, les résultats

des simulations dynamiques montrent que les particules ont plus tendance à se regrouper et à former des structures filamentaires ("wakes"). Elles sont donc collées les unes aux autres, ce qui doit probablement bloquer leur rotation propre. Nous voyons donc que dans ces cas là, il est nécessaire de tenir compte de l'histoire thermique et dynamique de chaque particule le long de son orbite.

Il semble donc plus logique de coupler simulation dynamique et modèle thermique granulaire. Les notions de structure monocouche ou multicouche qui ont été introduite dans le passé, pour simplifier un problème physique complexe, disparaissent alors. La température de surface de chaque particule est alors calculée en tenant compte de l'orientation de son axe et de la répartition des voisines, à chaque instant. La notion de spin est dans ce cas également remise en question car les multiples collisions ou le collage mutuel par autogravitation modifient la configuration géométrique en permanence. Il est plus correct de parler d'orientation des particules en chaque instant. Ce travail, commencé à la fin de ma thèse, est actuellement en cours. La principale difficulté technique réside dans la complexité des calculs lorsque le nombre de particules prises en compte augmente, et dans le calcul du flux réfléchi et thermique que va recevoir une particule en provenance de toutes les autres.

7.3.4 contribution des particules voisines

Dans l'approche du modèle monocouche, la contribution thermique des particules voisines n'est calculée que grossièrement et est une approche à l'ordre 0. Si la profondeur optique augmente, il est clair que les distances mutuelles entre particules diminuent, ce qui augmente la contribution relative des voisines dans le bilan énergétique globale. Ferrari *et al.* (2005a) ont quantifié la fraction du flux réfléchi et infrarouge que reçoit une particule, en provenance des plus proches, dans les anneaux C et B. Cette fraction est de l'ordre de quelques pourcents dans l'anneau C, les distances mutuelles entre particules étant importantes. Dans l'anneau B, cette valeur est beaucoup plus élevée car le chauffage mutuel est important.

Il est important dans les travaux futurs de mieux tenir compte de ce flux.

7.4 Anneaux d'Uranus

Nous n'avons étudié jusqu'ici que les anneaux A et C de Saturne. La présence de la sonde Cassini actuellement en orbite nous donne en effet l'opportunité de mieux comprendre les propriétés de surface et la dynamique interne.

Nous pourrions nous demander s'il n'est pas possible de mesurer aussi les vitesses de rotations des particules dans les anneaux des autres planètes, à partir de l'interprétation des observations de leur émission thermique.

Nous avons au cours de cette thèse tenté de détecter pour la première fois l'émission thermique des anneaux d'Uranus. Nos connaissances sur les propriétés de surface des particules ainsi que leurs spins sont très limitées. La sensibilité des instruments de la sonde Voyager 2 en 1986, couplée à l'éloignement du Soleil et au très faible albédo des anneaux, n'a pas permis de mesurer leur température. Leur composition exacte reste encore en partie inconnue. La taille

effective des particules dans l'anneau ϵ d'Uranus semble être de l'ordre de 70 cm (Esposito *et al.*, 1991). L'anneau λ serait constitué de particules plus petites (Hui *et al.*, 1991) mais de taille supérieure au micron.

Aucune sonde n'est susceptible de survoler à nouveau cette planète avant longtemps. Seules les observations terrestres peuvent donc nous informer sur les propriétés des particules dans ces anneaux.

Nous avons tenté de détecter leur émission thermique au cours de trois nuits (22,24 et 25 Apût 2005), avec le spectro-imageur VISIR au VLT, en utilisant la plus haute résolution angulaire (0.075 arcsec/pixel). Leur diamètre apparent est en effet de seulement 7 arcsec, alors que celui de la planète est de 3.6 arcsec. Une haute résolution spatiale est primordiale pour séparer les flux thermiques de la planète et des anneaux. Les observations ont été effectuées en bande Q, à 19.6 μm , car la température des particules est estimée à 50/70 K. La principale difficulté de ce type d'observation vient du fait que les anneaux sont très étroits (quelques dizaines de kilomètres seulement). Les images sont donc sous-échantillonnées ce qui provoque une perte de flux dans chaque pixel.

Les images ne sont pas spectaculaires mais elles montrent clairement une structure barrée, proche de l'équateur, qui pourrait éventuellement correspondre aux anneaux devant la planète. L'interprétation complète est encore en cours mais il n'est pas certain de pouvoir extraire une information pertinente de part le faible rapport S/N. Quoiqu'il en soit, ces premières observations sont très prometteuses pour l'avenir et il sera intéressant de comparer les résultats obtenus sur Uranus avec ceux déjà acquis sur Saturne.

Conclusions et perspectives

Les observations dans l'infrarouge, qui nous donnent accès à l'émission thermique du disque, se révèlent donc être un outil puissant pour accéder aux traceurs de la dynamique locale que sont le spin et l'inertie thermique entre autres. Elles sont pour le moment uniques, car si les images fournies par les sondes spatiales Voyager, ou plus récemment par Cassini, nous ont montré toujours plus de détails, avec une résolution atteignant au mieux quelques centaines de mètres, aucune ne nous a permis de résoudre individuellement une particule. Il est pourtant fondamental de comprendre quelle est leur dynamique à l'échelle locale, et plus précisément leurs propriétés rotationnelles car ces dernières dépendent des collisions mutuelles, mais aussi de l'état de surface du régolite (rugosité et porosité). La connaissance de la distribution des spins est donc un moyen de mieux comprendre la dynamique collisionnelle et la structure interne des particules dans les anneaux.

Si les simulations numériques nous permettent aujourd'hui d'étudier le comportement de chaque particule individuellement, les résultats restent dépendants des hypothèses établies préalablement (densité volumique et surfacique du disque, coefficients de restitution...). L'objectif de cette thèse était de contraindre observationnellement le spin des particules, à partir de l'étude des variations azimutales de l'émission thermique des anneaux. Une telle approche du problème est nécessaire pour valider ou non les résultats des simulations dynamiques. C'est dans cette perspective que j'ai étudié l'émission thermique du disque en fonction de l'angle de phase et de la longitude, car elle dépend de l'inertie thermique Γ et du spin ω , entre autres.

Mon travail s'est axé sur trois domaines complémentaires : la modélisation thermique des anneaux, la simulation dynamique et l'observation dans l'infrarouge. Modéliser le chauffage d'un disque composé d'un nombre considérable de particules n'est pas simple, car il nécessite de connaître à chaque instant les différentes sources de rayonnement, leurs directions, les positions relatives des particules entre elles, l'écrantage qu'elles peuvent se faire...etc. Les précédentes approches ne pouvaient reproduire de façon réaliste l'anisotropie d'émission. Il était impossible de reproduire les températures observées à fort angle de phase avec les sondes Voyager, ou même Cassini, car l'émission thermique du disque était alors indépendante de la longitude de l'observateur. L'introduction de particules sphériques dans la modélisation, et la prise en compte de leur giration a permis d'expliquer les températures observées. Comprendre en quoi le spin des particules pouvait influencer l'émission thermique du disque était donc primordiale au début de ma thèse pour pouvoir interpréter les données infrarouges au sol, mais aussi les spectres de l'instrument CIRS. L'apport supplémentaire des simulations de la dynamique locale dans les anneaux m'a par ailleurs permis de valider où non certaines approximations faites

précédemment.

Le modèle thermique d’anneau planétaire constitué de particules sphériques en rotation, avec une structure monocouche, initialement écrit par Cécile Ferrari, et que j’ai ensuite développé et utilisé, a permis de déterminer la dépendance de la température du disque soumis aux sources de chauffage multiples, avec l’angle de phase, et la longitude. Cette approche simple, mais non triviale, a permis de comprendre comment la porosité du régolite présent à la surface des particules, et le spin pouvaient modifier la température du disque.

L’étude des variations azimutales de température dans l’anneau C, observées à différents angles de phase depuis le sol avec la caméra infrarouge CAMIRAS, mais aussi depuis l’espace par le spectromètre IRIS en 1980, ont montré une forte anisotropie d’émission avec des différences de température pouvant atteindre 20 kelvins. Leur interprétation a permis pour la première fois de mesurer le spin moyen des plus grosses particules. En faisant l’hypothèse d’un anneau à structure verticale monocouche constitué de particules identiques, le spin est alors deux fois plus faible que la vitesse angulaire képlérienne. Ce résultat est en accord avec les simulations dynamiques et permet de valider leurs résultats.

La mise en service du spectro-imageur VISIR au VLT (ESO) en 2004, qui coïncidait avec le solstice d’hiver sur Saturne, a été l’occasion de mesurer pour la première fois les variations de température de l’anneau A avec une précision inégalée. Les variations azimutales de température sont plus complexes à interpréter, car elles dépendent des variations de profondeur optique associées aux wakes. Elles semblent compatibles avec une structure d’anneau plat. Les agglomérations de particules semblent en effet être suffisamment denses pour que leur émission thermique soit similaire à celle d’un disque plat.

L’étude menée ici également a montré que l’inertie thermique de la surface des particules dans l’anneaux C ou dans l’anneau A est une des plus faible jamais observée. Elle semble associée à une très forte porosité du régolite. Son origine est probablement liée aux contraintes thermiques lors du refroidissement dans l’ombre de la planète, qui génèrent des forces de tension susceptibles de fragiliser la glace d’eau, ou encore aux fractures engendrées par les impacts lors des collisions successives.

Les résultats obtenus ici avec des données anciennes (CAMIRAS, IRIS) ou récentes (VISIR) constituent une première étape. L’étude des températures du disque sur quatre années avec le spectromètre CIRS, à différentes élévations du Soleil, à l’équilibre ou en régime transitoire (passage dans l’ombre de Saturne, effet jour/nuit) et avec de multiples angles de vue (face éclairée/non éclairée, différents angles de phase...), va permettre de mieux contraindre les différents traceurs de la dynamique que sont le spin, l’épaisseur verticale, et les propriétés de surface. La nature des contaminants présents dans la glace d’eau va également pouvoir en partie être déterminée à partir des observations spectroscopiques en infrarouge moyen.

L’interprétation de toutes ces données va également nécessiter des modèles plus poussés pour mieux tenir compte, entre autres, de l’écrantage mutuel entre les particules ou du transfert par rayonnement. Cela nécessitera un couplage entre les simulations dynamique et thermique sur lequel nous travaillons également actuellement.

En conclusion, l'étude des propriétés thermiques des anneaux planétaires, après 20 ans de sommeil, est de nouveau en plein essor. Les résultats obtenus sur ceux de Saturne, avec les nouveaux instruments au sol comme VISIR, ou encore le spectromètre CIRS sur CASSINI, fournissent déjà beaucoup d'information sur la dynamique locale, mais aussi sur la structure interne. Il est donc fort probable que les années à venir seront très riches en ce qui concerne l'interprétation des données. Les modèles d'émission thermiques couplés aux simulations dynamiques permettront de mieux comprendre la physique interne des anneaux planétaires.

ANNEXE **A**

Article du modèle à spin publié dans **A&A**

Cette annexe concerne l'article présentant le modèle thermique "à spin" publié dans A&A.
Nous y faisons référence dans le chapitre 3.

ANNEXE B

Liste des publications orales et écrites

Leyrat *et al.* (2005) Conférence DPS

Ring temperatures mainly depend on the local dynamics of particles and on the physical properties of their surface. Azimuthal temperature variations are expected in rings, due to the cooling of particles when crossing the planetary shadow, and to the heating by the central planet (Ferrari and Leyrat 2005). The amplitude and shape of these variations are specific of their thermal and rotational properties, i.e. their thermal inertia, their spin rate and orientation or their vertical excursions around the ring plane. We have observed the three main Saturn's rings (A, B and C) at low phase angle (6 degrees), on May 2004 and April 2005 at the Very Large Telescope (ESO), using the new mid-infrared spectro-imager VISIR. Rings have been observed in the Q band (19.5 microns) with a resolution of only 0.6 arcsec, in imaging mode. Three low resolution spectra of the west ansa have also been obtained in the wavelength range 9-14 microns. First results of these observations at high spatial resolution will be presented and discussed. They will also be compared to observations performed during the same epoch, with the CIRS spectrometer onboard the CASSINI spacecraft, at larger phase angles (Ferrari et al, this DPS). This work has been supported by the "Programme National de Planetologie".

Ferrari *et al.* (2005b) Conférence DPS

The thermal emission of ring particles depends both on their surface properties and on their local dynamics. In particular, the thermal gradient between day and night hemispheres is characteristic of their thermal inertia and of their rotational characteristics. The heating by Saturn and the cooling in the planetary shadow should also generate large azimuthal temperature variations which share the same dependence on these properties (Ferrari and Leyrat 2005). Finally the thermal contrast between the lit and unlit faces of the ring should vary with the vertical distribution of particles and their vertical excursion about the ring plane during their revolution around the planet. The CIRS spectrometer on board the Cassini spacecraft is able to observe most of Saturn's rings thermal emission in the infrared between 7 and 1000 μm . An observational campaign, which is dedicated to the detection and study of these azimuthal asymmetries, began in March 2005. All three main rings A, B, and C have been observed at both low ($\sim 40^\circ$) and high ($\sim 130^\circ$) phase angles. First results of these observations will be presented and discussed. They will also be compared to ground-based observations of Saturn's

rings made by the VISIR/VLT spectro-imager during the same period at very small phase angle (60, Leyrat et al, this DPS). This work is supported by the Programme National de Planetologie

Leyrat *et al.* (2004) Conférence DPS

The dynamical evolution of a dense ring system strongly depends on the outcome of the inter-particle collisions and on the mutual gravitational perturbation of particles. Both the ring local thickness due to the vertical random motions and the energy stored in spins of particles due to surface friction in collisions reflect the microphysics of the rings. Only limited knowledge exists on the spin and surface properties of rings particles which control the output of collisions. Measuring the temperature of a planetary ring provides an independent method to constrain the local ring dynamics as well as the thermal properties of the ring particle surface. A new thermal emission model of a monolayer ring populated with finite spherical spinning particles have been developed in order to use the crossing of the Saturn's shadow and the day/night anisotropic emission of particles, to recover both the spin and the thermal inertia of particles from observations at different phase angles. We present the first results of the comparison of this model with observations at several phase angles of the thermal emission of Saturn's C ring by the ground based CAMIRAS/CFHT data and the IRIS/VOYAGER data. The 4-year-long Cassini and CIRS instrument Tour will provide a large range of geometries of observations to measure precisely the heating and the cooling of Saturn's rings. We are developing this model in order to have a useful tool for the study of thermal properties of particles surface. This work has been supported by the "Programme National de Planetologie".

Sicardy *et al.* (2003) Article dans *Nature*

Pluto's tenuous nitrogen atmosphere was first detected by the imprint left on the light curve of a star that was occulted by the planet in 1985 (ref. 1), and studied more extensively during a second occultation event in 1988 (refs 2-6). These events are, however, quite rare and Pluto's atmosphere remains poorly understood, as in particular the planet has not yet been visited by a spacecraft. Here we report data from the first occultations by Pluto since 1988. We find that, during the intervening 14 years, there seems to have been a doubling of the atmospheric pressure, a probable seasonal effect on Pluto.

Dotto *et al.* (2003) Article dans *Icarus*

10199 Chariklo (1997 CU26) is the largest Centaur so far known. We carried out near-infrared observations of this object during two different runs separated by a year. Although no evidence for spectral variations has been found over short time scales, slight differences have been detected between the two observational runs. We interpret these findings as likely due to a heterogeneous composition of the surface of Chariklo. We suggest two different models comprising geographical mixtures of tholins, amorphous carbon, and water ice in slightly different percentages. Our observations confirm the presence of water ice on the surface of this Centaur, as already detected by Brown et al. (1998, *Science* 280, 1430-1432) and Brown and Koresko (1998, *Astrophys. J.* 505, L65-67).

Leyrat *et al.* (2003) Conférence DPS

The dynamical evolution of dense ring systems is strongly dependent on inter-particle collisions and their mutual gravitational interactions. The ring local thickness and the energy stored in particles spins during collisions are revealing the microphysics of rings. However, the distribution of particles spins in Saturn's rings is yet unknown and the vertical structure is still under debate. Observations of ring temperatures at infrared wavelengths provide unique constraints on particles properties like their thermal inertia or their spin. Mid-infrared CAMIRAS/CFHT images, have shown that particles in Saturn's rings are most probably slow rotators with a very small thermal inertia, about 3 and 6 J.m⁻².K⁻¹.s^{-1/2} for B and C rings respectively (Ferrari *et al.* 2003). In order to more accurately constrain the spin of particles, we have developed a new model for the thermal radiation of a ring, which takes into account particles spins and assumes a monolayer vertical structure for now. We will show how spin norm and direction induce azimuthal variations in ring temperature and how these are affected by the position of the observer. Spin distributions derived from local numerical simulations (see Charnoz *et al.* this issue) are also included and tested against observations. This model is compared to currently available infrared data sets (CAMIRAS/CFHT, IRIS/VOYAGER,). But the CIRS instrument on board the CASSINI spacecraft will soon allow us to closely constrain this spin distribution for all the Saturn's main rings thanks to the wide variety of observation geometries provided by the designed Tour and a wide coverage in ring azimuth.

Charnoz *et al.* (2003) Conférence DPS

Saturn's rings will be thoroughly observed during the next CASSINI mission to Saturn (2004-2008). In particular the CIRS spectrometer will map the ring temperatures in the infrared domain to set constraints on the vertical structure of the rings, their thermal properties and more particularly the spin of particles. To support the interpretation of these data, we have built a sheared-box local simulation of planetary rings, including collisions and self-gravitation, which allows us to explore the behaviour of particles spin and vertical structure. By varying initial conditions, we show that the inclusion of self-gravity influences the particle's spin. This phenomenon has already been observed by Salo *et al.* (Icarus, 1995) and is explored here in more details. It seems to depend on the balance between self-gravity and the keplerian shear : particles in denser and/or outer rings spins slightly faster. In addition, the formation of wakes, even in low-density rings, influences the interparticle shadowing and then their surface temperature. Those aspects will be presented from a dynamical point of view. The distribution of spins obtained by these simulations is currently included in a model of thermal emission of Saturn's rings (see Leyrat *et al.* in this issue) to test them against observations.

Sicardy *et al.* (2002) Conférence DPS

The star P126 was a candidate for occultation by Pluto on July 20, 2002, see the list of McDonald and Elliot, AJ 119 :1999-2007, April 2000, and AJ 120 :1599-1602, September 2000. Astrometric measurements from various sources, including Pic du Midi Observatory, predicted that the shadow path would sweep across the upper half of South America, with significant uncertainties, however, due to the duplicity of the star. An observational campaign was organized using both large fixed telescopes and small portable stations in South America,

with wavelengths spanning from the visible to the K band. Acquisition techniques ranged from classical fast imaging to IR adaptive optics imaging and low resolution visible spectroscopy. The involved fixed telescopes were the ESO 8.2-m VLT (Paranal, Chile), the ESO 3.6-m and 3.5-m NTT tel. (La Silla, Chile), the UCN 0.4-m tel. (Cerro Armazones, Chile), the Leoncito 2-m tel. (El Leoncito, Argentina), the CNPq 1.6-m and 0.6-m tel. (Pico dos Dias, Brazil) and the Observatorio Nacional 1-m and 0.65-m tel. (Llano del Hato, Venezuela). Finally, mobile stations with refractors ranging from 20-cm to 35-cm in diameter were deployed in Northern Chile, central Peru and Ecuador. Due to bad weather, technical problems and/or to the shift of the shadow path north of the initially predicted zone, only one positive detection of the occultation is reported, with a mobile 30-cm telescope near Arica, northern Chile (8d26m53.8s S, 69d45m51.5s W, alt. 2500 m). The lightcurve was acquired with an AUDINE camera using a KodaK KAF 400E CCD. The integration began at 1H42m UTC, with a drift scan speed of 10 line per second. Preliminary analysis gives the mid-occultation time at 1h44m15s UTC. The duration of the event is 115 +/- 5 seconds with a flat lightcurve in the central 60 to 70 s. More results will be presented as ongoing progresses are made in the reduction of the lightcurve. We thank C. Angeli, A. Bruch, H. Calderon, R. Campos, S. Carrillo, A. Carvajal, L. Gaviria Cavero, D. Lazzaro, H. Levato, C. Montalve, O. Naranjo, L. Porras, E. Recalde, P. Rosenzweig, G. Rojas and U. Sanchez, who made these observations possible.

Table des figures

1.1	Saturne vue par Galilée	8
1.2	Anneaux d'Uranus vus par la sonde Voyager 2	10
1.3	Anneaux de Jupiter vus par la sonde Galiléo	11
1.4	Schéma des anneaux de Jupiter	11
1.5	Les anneaux de Neptune vus par la sonde Voyager 2	13
1.6	Profils azimutaux des anneaux de Neptune	13
1.7	Schéma du système d'anneaux de Saturne (Source : JPL)	15
1.8	Similitudes et différences des systèmes d'anneaux	17
2.1	Schéma d'une structure monocouche	43
2.2	Coefficient d'écrantage en fonction de l'élévation B ou B'.	44
2.3	Variation de la température de brillance des anneaux B et C en fonction de l'élévation	48
2.4	Durée de passage dans l'ombre des particules en fonction de l'élévation solaire B'	50
2.5	Référentiels définis dans le modèle à spin.	51
2.6	Principe d'intégration des schémas implicites et explicites de l'équation de la chaleur	61
3.1	Variation de l'angle de phase α en fonction de la longitude ϕ_R dans les anneaux	68
3.2	Variations azimutales de température effective dues à la distance r_{sc} entre l'observateur et Saturne	69
3.3	Variations azimutales de température effective dues au flux thermique et réfléchi par Saturne	71
3.4	Variation azimutale de T_{EFF} en fonction de l'élévation B	72
3.5	Variations azimutales de T_{EFF} en fonction de la vitesse de rotation ω des particules	73
3.6	Variation azimutale de T_{EFF} pour différentes vitesses de rotation	74
3.7	Effet du sens de giration des particules dans le disque sur T_{EFF}	75
3.8	Influence de la conductivité thermique K (W/m/K) sur les variations azimutales de T_{EFF}	77
3.9	Influence de l'azimut α_P , sur les variations azimutales de T_{EFF}	80
3.10	Influence de l'inclinaison δ_P sur les variations azimutales de T_{EFF}	81
3.11	Influence de l'orientation du spin des particules, sur les variations azimutales de T_{EFF}	82
3.12	Influence de l'orientation du spin (α_P, δ_P) sur T_{EFF}	83
3.13	Effet de la dispersion des vitesses de rotation des particules sur la température effective moyenne des anneaux	84

3.14	Température effective des particules et température de brillance sur l'anse Ouest, pour les anneaux A et C	88
4.1	VISIR au foyer Cassegrain du telescope Melipal au VLT	95
4.2	Le spectromètre CIRS	96
4.3	Transmission de l'atmosphère simulée pour le site de Paranal au Chili. (ESO)	97
4.4	Limite de diffraction au VLT en fonction du seeing	99
4.5	Méthode du chopping et du Nodding	103
4.6	Schéma d'acquisition des images en infrarouge	104
4.7	Etoile de calibration HD93813 et courbe de croissance	106
4.8	Comparaison de la résolution spatiale des plan focaux FP1, FP3 et FP4 de CIRS avec la résolution obtenue au sol	108
4.9	Incertitude relative $\delta_{Calibration}$ sur le flux absolu de α	111
4.10	Variation de résolution radiale et azimutale	112
5.1	Profil de profondeur optique de l'anneau C	117
5.2	Image composite de l'anneau C obtenue par la caméra WAC sur CASSINI	118
5.3	Vue polaire des anneaux de Saturne. Les géométries sont celles de Août 1999. La projection de l'ombre de la planète sur les anneaux est représentée en traits pleins. Les pointillés correspondent à la zone non visible depuis la Terre.	119
5.4	Spectre des anses Est et Ouest de l'anneau C	121
5.5	Températures de brillance observées à $13.0 \mu\text{m}$, $17.3 \mu\text{m}$ et $20.5 \mu\text{m}$, avec CAMIRAS, en 1999	124
5.6	Profil radial des anneaux de Saturne à $20\mu\text{m}$	125
5.7	Vue polaire de la trajectoire de Voyager 1	126
5.8	Géométries d'observation d'IRIS	128
5.9	Températures équivalentes de l'anneau C en fonction de la longitude	131
5.10	Emissivité apparente de l'anneau C en fonction de la longitude	132
5.11	Angles d'incidence instantanés	134
5.12	Flux infrarouge de Saturne que vont recevoir les particules en fonction de leur distance radiale	135
5.13	Cartes de différence des températures effectives $T_{EFF}(B, \phi_{sc})$ en fonction de l'élévation B et de l'azimut de l'observateur, entre les calculs du flux de Saturne à l'ordre 0 et l'ordre 1	136
5.14	Schéma des boîtes périodiques utilisées dans les simulations dynamiques	138
5.15	Vue simulée avec PRD de la position des particules dans l'anneau C	139
5.16	Distribution verticale des particules par rapport au plan équatorial	139
5.17	Distribution des vitesses de rotation et des axes de rotation des particules dans l'anneau C	141
5.18	Variation du spin d'une particule dans l'anneau C sur 200 orbites	144
5.19	Nombre de collisions en fonction de la variation de δ_P suite aux impacts entre particules	145
5.20	Cartes de température de l'anneau C sur les anses avec une distribution de spin ou des spins identiques	147
5.21	Cartes de température de l'anneau C avec une distribution de spin ou des spins identiques	148

5.22	Profils de température de brillance de l'anneau C à 20.5, 17.3 et 13.0 μm , obtenus en 1999 avec Camiras	150
5.23	Température de l'anneau C observées par IRIS/Voyager 1 en 1980, et profils azimutaux calculés	152
5.24	Inertie thermique en fonction de l'albédo de Bond dans l'anneau C	154
5.25	Albédo de Bond en fonction du spin	155
5.26	Inertie thermique en fonction du spin	156
6.1	Profil de profondeur optique de l'anneau A provenant du PPS (Voyager)	159
6.2	Inclinaison des anneaux de Saturne par rapport au Soleil en 2002-2006 et limites de l'ombre	161
6.3	Vue polaire de Saturne et des anneaux pour les observations de VISIR	162
6.4	Température de brillance des anneaux à 19.5 μm , mesurées avec VISIR le 4 mai 2004	164
6.5	Profil de température de brillance de l'anneau A le 4 mai 2004	165
6.6	Profil radial de température physique obtenue par CIRS lors du SOI	166
6.7	Profil de température physique de l'anneau A en 2004 avec VISIR et CIRS	168
6.8	Température de brillance des anneaux à 19.5 μm le 30 Avril 2005	169
6.9	Reprojection azimutale de l'image de Mai 2005	170
6.10	Corrélation entre la profondeur optique et le profil radial de brillance aux anses Est et Ouest (données VISIR).	171
6.11	Profil azimutal température de brillance à 19.5 μm de l'anneau A, obtenu en 2005	172
6.12	Profils radiaux des anneaux avec VISIR	173
6.13	Profil de température effective de l'anneau A (observations de 2004)	174
6.14	Variations de l'émissivité β dérivée des spectres de CIRS	175
6.15	Variations de température de brillance et physique de l'anneau A	177
7.1	Distribution des vitesses de rotation des particules dans l'anneau C	183

Bibliographie

- S. ARAKI : The dynamics of particle disks. III - Dense and spinning particle disks. *Icarus*, 90:139–171, mars 1991.
- H. H. AUMANN et H. H. KIEFFER : Determination of Particle Sizes in Saturn's Rings from Their Eclipse Cooling and Heating Curves. , 186:305–312, novembre 1973.
- D. L. BLANEY, J. D. GOGUEN, G. J. VEEDER, T. V. JOHNSON et D. L. MATSON : Europa's Thermal Infrared Emission. *In Lunar and Planetary Institute Conference Abstracts*, pages 1657–+, mars 1999.
- N. BORDERIES, P. GOLDREICH et S. TREMAINE : Unsolved problems in planetary ring dynamics. *In IAU Colloq. 75 : Planetary Rings*, pages 713–734, 1984.
- A. BRAHIC : A numerical study of a gravitating system of colliding particles - Applications to the dynamics of Saturn's rings and to the formation of the solar system. *Icarus*, 25:452–457, juillet 1975.
- A. BRAHIC et B. SICARDY : Apparent thickness of Saturn's rings. , 289:447–450, février 1981.
- F. G. BRIDGES, A. HATZES et D. N. C. LIN : Structure, stability and evolution of Saturn's rings. , 309:333–335, mai 1984.
- F. G. BRIDGES, D. N. C. LIN et A. P. HATZES : Experimental studies on the impact properties of water ice. Rapport technique, mai 1987.
- F. G. BRIDGES, K. D. SUPULVER, D. N. C. LIN, R. KNIGHT et M. ZAFRA : Energy Loss and Sticking Mechanisms in Particle Aggregation in Planetesimal Formation. *Icarus*, 123:422–435, octobre 1996.
- S. M. BROOKS, L. W. ESPOSITO, M. R. SHOWALTER et H. B. THROOP : The size distribution of Jupiter's main ring from Galileo imaging and spectroscopy. *Icarus*, 170:35–57, juillet 2004.
- J. A. BURNS, M. R. SHOWALTER et G. E. MORFILL : The ethereal rings of Jupiter and Saturn. *In IAU Colloq. 75 : Planetary Rings*, pages 200–272, 1984.
- H. CAMICHEL : Mesures photométriques de Saturne et de son anneau. *Annales d'Astrophysique*, 21:231–+, 1958.
- S. CHANDRASEKHAR : *Radiative transfer*. New York : Dover, 1960, 1960.

- S. CHARNOZ, C. LEYRAT, C. FERRARI, D. DUBRUEIL et A. BRAHIC : Particle's spins in Saturn's rings : coupling dynamical and thermal models. *AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts*, 35:–+, mai 2003.
- R. N. CLARK et T. B. MCCORD : The rings of Saturn - New near-infrared reflectance measurements and a 0.326-4.08 micron summary. *Icarus*, 43:161–168, août 1980.
- M. COHEN : A model of the 2-35 micron Point Source Infrared Sky. , 105:1860–1879, mai 1993.
- G. COLOMBO, P. GOLDREICH et A. W. HARRIS : Spiral structure as an explanation for the asymmetric brightness of Saturn's A ring. , 264:344–+, novembre 1976.
- J. E. COLWELL et L. W. ESPOSITO : Origins of the rings of Uranus and Neptune. I - Statistics of satellite disruptions. , 97:10227–+, juin 1992.
- J. E. COLWELL, L. W. ESPOSITO et D. BUNDY : Fragmentation rates of small satellites in the outer solar system. , 105:17589–17600, juillet 2000.
- M. L. COOKE : Saturn's rings : Photometric studies of the C Ring and radial variation in the Keeler Gap. *Ph.D. Thesis*, 1991.
- J. N. CUZZI et P. R. ESTRADA : Compositional Evolution of Saturn's Rings Due to Meteoroid Bombardment. *Icarus*, 132:1–35, mars 1998.
- J. N. CUZZI, J. J. LISSAUER, L. W. ESPOSITO, J. B. HOLBERG, E. A. MAROUF, G. L. TYLER et A. BOISHCHOT : Saturn's rings - Properties and processes. *In IAU Colloq. 75 : Planetary Rings*, pages 73–199, 1984.
- I. DE PATER, S. G. GIBBARD, E. CHIANG, H. B. HAMMEL, B. MACINTOSH, F. MARCHIS, S. C. MARTIN, H. G. ROE et M. SHOWALTER : The dynamic neptunian ring arcs : evidence for a gradual disappearance of Liberté and resonant jump of courage. *Icarus*, 174:263–272, mars 2005.
- L. DONES, J. N. CUZZI et M. R. SHOWALTER : Voyager Photometry of Saturn's A Ring. *Icarus*, 105:184–215, septembre 1993.
- E. DOTTO, M. A. BARUCCI, C. LEYRAT, J. ROMON, C. DE BERGH et J. LICANDRO : Unveiling the nature of 10199 Chariklo : near-infrared observations and modeling. *Icarus*, 164:122–126, juillet 2003.
- E. E. EPSTEIN, M. A. JANSSEN et J. N. CUZZI : Saturn's rings - 3-mm low-inclination observations and derived properties. *Icarus*, 58:403–411, juin 1984.
- L. W. ESPOSITO : Wave damping and the Thickness of Saturn's rings. , 15:810–+, juin 1983.
- L. W. ESPOSITO, A. BRAHIC, J. A. BURNS et E. A. MAROUF : *Particle properties and processes in Uranus' rings*, pages 410–465. Uranus, 1991.
- L. W. ESPOSITO, J. N. CUZZI, J. B. HOLBERG, E. A. MAROUF, G. L. TYLER et C. C. PORCO : *Saturn's rings - Structure, dynamics, and particle properties*, pages 463–545. Saturn, 1984.

- Y. R. FERNÁNDEZ, D. C. JEWITT et S. S. SHEPPARD : Thermal Properties of Centaurs Asbolus and Chiron. , 123:1050–1055, février 2002.
- C. FERRARI, P. GALDEMARD, P. O. LAGAGE et E. PANTIN : Thermal inertia of Saturn's ring particles. *Bulletin of the American Astronomical Society*, 31:1588–+, décembre 1999.
- C. FERRARI, P. GALDEMARD, P. O. LAGAGE, E. PANTIN et C. QUOIRIN : Imaging Saturn's rings with CAMIRAS : thermal inertia of B and C rings. , 441:379–389, octobre 2005a.
- C. FERRARI et C. LEYRAT : Thermal emission of spherical spinning ring particles. The standard model. , 447:745–760, février 2006.
- C. FERRARI, L. SPILKER, S. BROOKS, S. G. EDGINGTON, B. WALLIS, J. PEARL, C. LEYRAT, M. FLASAR et CIRS INVESTIGATION TEAM : Azimuthal temperature variations in Saturn's rings as seen by the CIRS spectrometer onboard Cassini. *AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts*, 37:–+, août 2005b.
- I. R. FERRIN : Saturn's Rings. I. Optical Thickness of Rings A, B, D and Structure of Ring B. *Icarus*, 22:159–+, juin 1974.
- F. M. FLASAR, R. K. ACHTERBERG, B. J. CONRATH, J. C. PEARL, G. L. BJORAKER, D. E. JENNINGS, P. N. ROMANI, A. A. SIMON-MILLER, V. G. KUNDE, C. A. NIXON, B. BÉZARD, G. S. ORTON, L. J. SPILKER, J. R. SPENCER, P. G. J. IRWIN, N. A. TEANBY, T. C. OWEN, J. BRASUNAS, M. E. SEGURA, R. C. CARLSON, A. MAMOUTKINE, P. J. GIERASCH, P. J. SCHINDER, M. R. SHOWALTER, C. FERRARI, A. BARUCCI, R. COURTIN, A. COUSTENIS, T. FOUCHET, D. GAUTIER, E. LELLOUCH, A. MARTEN, R. PRANGÉ, D. F. STROBEL, S. B. CALCUTT, P. L. READ, F. W. TAYLOR, N. BOWLES, R. E. SAMUELSON, M. M. ABBAS, F. RAULIN, P. ADE, S. EDGINGTON, S. PILORZ, B. WALLIS et E. H. WISHNOW : Temperatures, Winds, and Composition in the Saturnian System. *Science*, 307:1247–1251, février 2005.
- F. A. FRANKLIN et G. COLOMBO : On the azimuthal brightness variations of Saturn's rings. *Icarus*, 33:279–287, février 1978.
- R. G. FRENCH et P. D. NICHOLSON : Saturn's Rings II. Particle sizes inferred from stellar occultation data. *Icarus*, 145:502–523, juin 2000.
- L. FROIDEVAUX et A. P. INGERSOLL : Saturn's Rings in the Infrared : Pioneer Earth-Based Results. , 12:699–+, juin 1980.
- L. FROIDEVAUX, K. MATTHEWS et G. NEUGEBAUER : Thermal response of Saturn's ring particles during and after eclipse. *Icarus*, 46:18–26, avril 1981.
- P. GOLDREICH et S. D. TREMAINE : The velocity dispersion in Saturn's rings. *Icarus*, 34:227–239, mai 1978.
- O. GROUSSIN, P. LAMY et L. JORDA : Properties of the nuclei of Centaurs Chiron and Chariklo. , 413:1163–1175, janvier 2004.

- W. M. GRUNDY, M. W. BUIE, J. A. STANSBERRY, J. R. SPENCER et B. SCHMITT : Near-Infrared Spectra of Icy Outer Solar System Surfaces : Remote Determination of H_2O Ice Temperatures. *Icarus*, 142 : 536 – –549, décembre 1999.
- R. HANEL, B. CONRATH, F. M. FLASAR, V. KUNDE, W. MAGUIRE, J. C. PEARL, J. PIR-RAGLIA, R. SAMUELSON, D. P. CRUIKSHANK, D. GAUTIER, P. J. GIERASCH, L. HORN et C. PONNAMPERUMA : Infrared observations of the Saturnian system from Voyager 2. *Science*, 215:544–548, janvier 1982.
- R. HANEL, B. CONRATH, F. M. FLASAR, V. KUNDE, W. MAGUIRE, J. C. PEARL, J. PIR-RAGLIA, R. SAMUELSON, L. HERATH, M. ALLISON, D. P. CRUIKSHANK, D. GAUTIER, P. J. GIERASCH, L. HORN, R. KOPPANY et C. PONNAMPERUMA : Infrared observations of the Saturnian system from Voyager 1. *Science*, 212:192–200, avril 1981.
- A. W. HARRIS : The origin and evolution of planetary rings. In *IAU Colloq. 75 : Planetary Rings*, pages 641–659, 1984.
- P. V. HOBBS : *Ice physics*. Oxford : Clarendon Press, 1974, 1974.
- L. J. HORN, M. R. SHOWALTER et C. T. RUSSELL : Pan Wake Signatures in Saturn's A Ring. *Bulletin of the American Astronomical Society*, 24:1036–+, juin 1992.
- L. J. HORN, M. R. SHOWALTER et C. T. RUSSELL : Detection and Behavior of Pan Wakes in Saturn's A Ring. *Icarus*, 124:663–676, décembre 1996.
- J. HUI, L. J. HORN et A. L. LANE : Particle sizes of the Uranus delta ring's inner diffuse companion through comparison of RSS and PPS Voyager occultation data. *Icarus*, 93:347–353, octobre 1991.
- Y. KAWATA : Infrared brightness temperature of Saturn's rings based on the inhomogeneous multilayer assumption. *Icarus*, 56:453–464, décembre 1983.
- Y. KAWATA et W. M. IRVINE : Thermal emission from a multiple scattering model of Saturn's rings. *Icarus*, 24:472–482, avril 1975.
- J. KLINGER : Some consequences of a phase transition of water ice on the heat balance of comet nuclei. *Icarus*, 47:320–324, septembre 1981.
- A. KOUCHI, J. M. GREENBERG, T. YAMAMOTO et T. MUKAI : Extremely low thermal conductivity of amorphous ice - Relevance to comet evolution. , 388:L73–L76, avril 1992.
- V. KOURGANOFF : *Basic methods in transfer problems; radiative equilibrium and neutron diffusion*. Oxford, Clarendon Press, 1952., 1952.
- J. S. V. LAGERROS : Thermal Physics of Asteroids. *Ph.D. Thesis*, mars 1998.
- A. L. LANE, C. W. HORD, K. E. SIMMONS, A. L. GRAPS, L. W. ESPOSITO, R. B. POM-PHERY et R. A. WEST : Saturn's C-Ring : Morphology and Structure from the Voyager 2 Photopolarimeter. , 14:748–+, juin 1982.
- L. A. LEBOSKY, T. V. JOHNSON et T. B. MCCORD : Saturn's rings : Spectral reflectivity and compositional implications. *Icarus*, 13:226–230, septembre 1970.

- E. LELLOUCH, R. LAUREIJS, B. SCHMITT, E. QUIRICO, C. DE BERGH, J. CROVISIER et A. COUSTENIS : Pluto's Non-isothermal Surface. *Icarus*, 147:220–250, septembre 2000.
- C. LEYRAT, C. FERRARI, S. CHARNOZ et L. SPILKER : Spin and thermal properties of Saturn's C ring particles. *AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts*, 36:–+, novembre 2004.
- C. LEYRAT, C. FERRARI, P. O. LAGAGE et E. PANTIN : VISIR/VLT observations of Saturn's rings. *AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts*, 37:–+, août 2005.
- C. LEYRAT, C. FERRARI, L. SPILKER et S. CHARNOZ : Thermal radiation from Saturn's rings : new results on the spin of particles. *AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts*, 35:–+, mai 2003.
- D. K. LYNCH, A. L. MAZUK, R. W. RUSSELL, J. A. HACKWELL et M. S. HANNER : 8- to 13- μm Spectra of Saturn's A and B Rings. *Icarus*, 146:43–47, juillet 2000.
- E. A. MAROUF, G. L. TYLER, H. A. ZEBKER, R. A. SIMPSON et V. R. ESHLEMAN : Particle size distributions in Saturn's rings from Voyager 1 radio occultation. *Icarus*, 54:189–211, mai 1983.
- R. L. MILLIS, L. H. WASSERMAN et P. V. BIRCH : Detection of rings around Uranus. , 267:330–+, mai 1977.
- C. D. MURRAY, M. K. GORDON et S. M. GIULIATTI WINTER : Unraveling the Strands of Saturn's F Ring. *Icarus*, 129:304–316, octobre 1997.
- G. NEUGEBAUER, K. MATTHEWS, P. D. NICHOLSON, B. T. SOIFER, I. GATLEY et S. V. W. BECKWITH : Thermal response of Iapetus to an eclipse by Saturn's rings. *Icarus*, 177:63–68, septembre 2005.
- P. D. NICHOLSON, S. E. PERSSON, K. MATTHEWS, P. GOLDREICH et G. NEUGEBAUER : The rings of Uranus - Results of the 10 April 1978 occultation. , 83:1240–1248, octobre 1978.
- M. E. OCKERT-BELL, J. A. BURNS, I. J. DAUBAR, P. C. THOMAS, J. VEVERKA, M. J. S. BELTON et K. P. KLAASEN : The Structure of Jupiter's Ring System as Revealed by the Galileo Imaging Experiment. *Icarus*, 138:188–213, avril 1999.
- K. OHTSUKI : Rotation Rates of Particles in Saturn's Rings. , 626:L61–L64, juin 2005.
- E. PANTIN et J.-L. STARCK : Deconvolution of astronomical images using the multiscale maximum entropy method. , 118:575–585, septembre 1996.
- C. B. PILCHER, C. R. CHAPMAN, L. A. LEBOSKY et H. H. KIEFFER : Saturn's Rings : Identification of Water Frost. *Science*, 167:1372–1373, mars 1970.
- J. B. POLLACK : The rings of Saturn. *Space Science Reviews*, 18:3–93, octobre 1975.
- J. B. POLLACK et G. CONSOLMAGNO : *Origin and evolution of the Saturn system*, pages 811–866. Saturn, 1984.

- J. B. POLLACK, O. HUBICKYJ, P. BODENHEIMER, J. J. LISSAUER, M. PODOLAK et Y. GREENZWEIG : Formation of the Giant Planets by Concurrent Accretion of Solids and Gas. *Icarus*, 124:62–85, novembre 1996.
- J. B. POLLACK, A. SUMMERS et B. BALDWIN : Estimates of the sizes of the particles in the rings of Saturn and their cosmogonic implications. *Icarus*, 20:263–278, novembre 1973.
- C. PORCO, G. E. DANIELSON, P. GOLDREICH, J. B. HOLBERG et A. L. LANE : Saturn's nonaxisymmetric ring edges at 1.95 R(s) and 2.27 R(s). *Icarus*, 60:17–28, octobre 1984.
- C. C. PORCO : S/2005 S 1. , 8524:1–+, mai 2005.
- C. C. PORCO, E. BAKER, J. BARBARA, K. BEURLE, A. BRAHIC, J. A. BURNS, S. CHARNOZ, N. COOPER, D. D. DAWSON, A. D. DEL GENIO, T. DENK, L. DONES, U. DYUDINA, M. W. EVANS, B. GIESE, K. GRAZIER, P. HELFENSTEIN, A. P. INGERSOLL, R. A. JACOBSON, T. V. JOHNSON, A. MCEWEN, C. D. MURRAY, G. NEUKUM, W. M. OWEN, J. PERRY, T. ROATSCH, J. SPITALE, S. SQUYRES, P. THOMAS, M. TISCARENO, E. TURTLE, A. R. VASAVADA, J. VEVERKA, R. WAGNER et R. WEST : Cassini Imaging Science : Initial Results on Saturn's Rings and Small Satellites. *Science*, 307:1226–1236, février 2005.
- F. POULET et J. N. CUZZI : The Composition of Saturn's Rings. *Icarus*, 160:350–358, décembre 2002.
- F. POULET, J. N. CUZZI, R. G. FRENCH et L. DONES : A Study of Saturn's Ring Phase Curves from HST Observations. *Icarus*, 158:224–248, juillet 2002.
- F. POULET, B. SICARDY, C. DUMAS, L. JORDA et D. TIPHÈNE : The Crossings of Saturn Ring Plane by the Earth in 1995 : Ring Thickness. *Icarus*, 145:147–165, mai 2000.
- R. C. PUETTER et R. W. RUSSELL : The 2-4-micron spectrum of Saturn's rings. *Icarus*, 32:37–40, septembre 1977.
- D. C. RICHARDSON : Tree Code Simulations of Planetary Rings. , 269:493–+, juillet 1994.
- P. A. ROSEN : Waves in Saturn's rings probed by radio occultation. *Ph.D. Thesis*, 1989.
- D. P. RUBINCAM : Saturn's Rings, the Yarkovsky Effects, and the Ring of Fire. *AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts*, 36:–+, novembre 2004.
- H. SALO : Numerical simulations of collisions between rotating particles. *Icarus*, 70:37–51, avril 1987.
- H. SALO : Simulations of dense planetary rings. III. Self-gravitating identical particles. *Icarus*, 117:287–312, octobre 1995.
- M. R. SHOWALTER : Visual detection of 1981S13, Saturn's eighteenth satellite, and its role in the Encke gap. , 351:709–713, juin 1991.
- F. H. SHU : Waves in planetary rings. *In IAU Colloq. 75 : Planetary Rings*, pages 513–561, 1984.

- F. H. SHU, J. N. CUZZI et J. J. LISSAUER : Bending waves in Saturn's rings. *Icarus*, 53:185–206, février 1983.
- B. SICARDY, F. COLAS, T. WIDEMANN, W. BEISKER, C. BIRNBAUM, K. BROOKS, A. DELSANTI, A. FIENGA, E. GENDRON, O. HAINAUT, M. KRETLOW, A.-M. LAGRANGE, J. LECACHEUX, C. LEYRAT, A. MAURY, E. RAYNAUD, M. RAPAPORT, S. RENNER, F. ROQUES et M. SCHULTHEIS : The 20 July 2002 occultation of P126 by Pluto. *Bulletin of the American Astronomical Society*, 34:877–+, septembre 2002.
- B. SICARDY, P. LAQUES, J. LECACHEUX, A. BRAHIC et G. WLERICK : Apparent thickness of Saturn's rings from the observations of the ring plane crossing. In *CNES Planetary Rings p 75-86 (SEE N85-26473 15-91)*, pages 75–86, 1984.
- B. SICARDY, T. WIDEMANN, E. LELLOUCH, C. VEILLET, J.-C. CUILLANDRE, F. COLAS, F. ROQUES, W. BEISKER, M. KRETLOW, A.-M. LAGRANGE, E. GENDRON, F. LACOMBE, J. LECACHEUX, C. BIRNBAUM, A. FIENGA, C. LEYRAT, A. MAURY, E. RAYNAUD, S. RENNER, M. SCHULTHEIS, K. BROOKS, A. DELSANTI, O. R. HAINAUT, R. GILMOZZI, C. LIDMAN, J. SPYROMILIO, M. RAPAPORT, P. ROSENZWEIG, O. NARANJO, L. PORRAS, F. DÍAZ, H. CALDERÓN, S. CARRILLO, A. CARVAJAL, E. RECALDE, L. G. CAVERO, C. MONTALVO, D. BARRÍA, R. CAMPOS, R. DUFFARD et H. LEVATO : Large changes in Pluto's atmosphere as revealed by recent stellar occultations. , 424:168–170, juillet 2003.
- B. A. SMITH, L. SODERBLOM, R. M. BATSON, P. M. BRIDGES, J. L. INGE, H. MASURSKY, E. SHOEMAKER, R. F. BEEBE, J. BOYCE, G. BRIGGS, A. BUNKER, S. A. COLLINS, C. HANSEN, T. V. JOHNSON, J. L. MITCHELL, R. J. TERRILE, A. F. COOK, J. N. CUZZI, J. B. POLLACK, G. E. DANIELSON, A. P. INGERSOLL, M. E. DAVIES, G. E. HUNT, D. MORRISON, T. OWEN, C. SAGAN, J. VEVERKA, R. STROM et V. E. SUOMI : A new look at the Saturn system - The Voyager 2 images. *Science*, 215:504–537, janvier 1982.
- B. A. SMITH, L. A. SODERBLOM, D. BANFIELD, C. BARNET, R. F. BEEBE, A. T. BAZILEVSKII, K. BOLLINGER, J. M. BOYCE, G. A. BRIGGS et A. BRAHIC : Voyager 2 at Neptune - Imaging science results. *Science*, 246:1422–1449, décembre 1989.
- J. R. SPENCER, J. C. PEARL et M. SEGURA : Cassini Composite Infrared Spectrometer (CIRS) Observations of Phoebe's Thermal Emission. *AGU Fall Meeting Abstracts*, pages B3+, décembre 2004.
- J. R. SPENCER, J. C. PEARL, M. SEGURA et THE CASSINI CIRS TEAM : Cassini CIRS Observations of Iapetus' Thermal Emission. In *36th Annual Lunar and Planetary Science Conference*, pages 2305–+, mars 2005.
- L. SPILKER, S. PILORZ, C. FERRARI, J. PEARL et B. WALLIS : Thermal and Energy Balance Measurements of Saturn's C Ring. *AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts*, 35:–+, mai 2003.
- L. J. SPILKER, S. PILORZ, A. L. LANE, R. M. NELSON, B. POLLARD et C. T. RUSSELL : Saturn A ring surface mass densities from spiral density wave dispersion behavior. *Icarus*, 171:372–390, octobre 2004.

- L. J. SPILKER, S. H. PILORZ, B. D. WALLIS, S. G. EDGINGTON, S. M. BROOKS, J. C. PEARL et F. M. FLASAR : Saturn Ring Temperature Roll-off at Submillimeter Wavelengths From Cassini CIRS Observations. *AGU Spring Meeting Abstracts*, pages A5+, mai 2005a.
- L. J. SPILKER, S. H. PILORZ, B. D. WALLIS, C. FERRARI, N. ALTOBELLI, S. M. BROOKS, S. G. EDGINGTON, J. C. PEARL, F. M. FLASAR, B. J. POLLARD et CIRS TEAM : Cassini CIRS : Thermal Changes In Saturn's Main Rings With Increasing Phase Angle. *AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts*, 37:-+, août 2005b.
- L. J. SPILKER, S. H. P.-0. PILORZ, B. D. P.-0. WALLIS, C. P.-0. FERRARI, N. P.-0. ALTOBELLI, S. M. P.-0. BROOKS, J. N. P.-0. CUZZI, S. G. P.-0. EDGINGTON, J. C. P.-0. PEARL et M. P.-0. FLASAR : The Phase Dependence of Temperatures Measured in Saturn's Main Rings Indicates Slowly Rotating Ring Particles. *AGU Fall Meeting Abstracts*, pages B239+, décembre 2005c.
- A. T. TOKUNAGA, J. CALDWELL et I. G. NOLT : The 20-micron brightness temperature of the unilluminated side of Saturn's rings. , 287:212-214, septembre 1980.